

ზ. გამიშიძე

ზოგადი ფიზიკა



გამომცემლობა

„ბათუმის შოთა რუსთაველის სახელმწიფო უნივერსიტეტი“

ბათუმი – 2022

**ადიარებულია სახელმძღვანელოდ ბათუმის შოთა რუსთაველის
სახელმწიფო უნივერსიტეტის საგამომცემლო საბჭოს მიერ
(ოქმი №4, 11.08.2022 წ)**

ზოგადი ფიზიკის სახელმძღვანელო ძირითადად განკუთვნილია უნივერსიტეტის ფიზიკის სპეციალობის სტუდენტებისათვის. ის სასარგებლო დახმარებას გაუწევს აგრეთვე ფიზიკის საკითხებით დაინტერესებულ სხვა სპეციალობის სტუდენტებს და მკითხველებს.

რედაქტორი - იური პაპავა, ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა კანდიდატი,
თსუ-ს ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტის
სასწავლო ლაბორატორიის გამგე

რეცენზენტი - მალხაზ გოჩიტაშვილი, ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა კანდიდატი,
თსუ-ს ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტის ფიზიკის
მიმართულების ასისტენტ პროფესორი

სარჩევი

სარჩევი	3
წინასიტყვაობა	9
შესავალი	10
ნაწილი I. მექანიკა	
თავი. 1. ნივთიერი წერტილის კინემატიკა	12
§1. ნივთიერი წერტილი, ტრაექტორია, გავლილი მანძილი, გადაადგილება	
§2. მოძრაობის ფარდობითობა	13
§3. წრფივი მოძრაობის სიჩქარე და აჩქარება	15
§4. მრუდწირული მოძრაობის სიჩქარე და აჩქარება	17
§5. სხეულთა თავისუფალი ვარდნა	21
§6. ნივთიერი წერტილის კუთხური სიჩქარე და კუთხური აჩქარება	23
თავი 2. მექანიკური ძალები	25
§7. ძალა. მექანიკური სისტემის ცნება. სისტემის მასა და მასათა ცენტრი	
§8. დრეკადობის ძალა	27
§9. ხახუნის ძალა	29
§10. მიზიდულობის ძალა.	31
თავი 3. ნივთიერი წერტილის დინამიკა	33
§11. მასა. იმპულსი. იმპულსის შენახვის კანონი	
§12. ნივთიერი წერტილის დინამიკის კანონები	34
§13. ცვლადი მასის სხეულის მოძრაობა	37
თავი 4. მექანიკური მუშაობა, სიმძლავრე და ენერგია	39
§14. მექანიკური მუშაობა	
§15. სიმძლავრე	40
§16. კინეტიკური ენერგია	40
§17. რელატივისტური დინამიკის ელემენტები	41
§18. პოტენციური ენერგია	44
§19. სხეულების აბსოლუტურად დრეკადი და არადრეკადი დაჯახება	46
§20. მიზიდულობის ველი. მუშაობა მიზიდულობის ველში	48
§21. მოძრაობა მიზიდულობის ველში. კოსმოსური სიჩქარეები	49
თავი 5. მყარი სხეულის მექანიკის ელემენტები	51
§22. ინერციის მომენტი	
§23. ბრუნვითი მოძრაობის კინეტიკური ენერგია	52
§24. მყარი სხეულის ბრუნვითი მოძრაობის დინამიკა	53
§25. მყარი სხეულის იმპულსის მომენტი	54
§26. სხეულთა წონასწორობის პირობები	55
თავი 6. სითხეების მექანიკის ელემენტები	57
§27. სითხის წნევა. პასკალის კანონი. არქიმედეს კანონი	
§28. უწყვეტობის განტოლება	61
§29. ბერნულის განტოლება	61
§30. სიბლანტე (შინაგანი ხახუნი). სითხეების ლამინარული და ტურბულენტური დინება	63
§31. სხეულების სითხეებსა და აირებში მოძრაობა	64

§32. სიბლანტის განსაზღვრის მეთოდები	67
თავი 7. ათვის არაინერციული სისტემები	71
§33. ათვის არაინერციული სისტემა	71
§34. ბრუნვითი მოძრაობის ინერცია	74
§35. კორიოლისის ძალა	74
თავი 8. ფარდობითობის სპეციალური (კერძო) თეორია	77
§36. ფარდობითობის მექანიკური პრინციპი. გალილეის გარდაქმნები	77
§37. ფარდობითობის სპეციალური (კერძო) თეორიის პოსტულატები	78
§38. ლორენცის გარდაქმნები	80
§39. ლორენცის გარდაქმნების შედეგები	81
§40. სიჩქარეთა შეკრების რელატივისტური კანონი	87
ნაწილი II. მოლეკულური ფიზიკა და თერმოდინამიკა	
თავი 1. იდეალური აირების მოლეკულურ-კინეტიკური თეორია.	88
§41. შესავალი. მოლეკულური ფიზიკისა და თერმოდინამიკის ძირითადი ცნებები და განმარტებები. მოლეკულების მასები და ზომები	
§42. ტემპერატურა	91
§43. იდეალური აირების მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ძირითადი განტოლება	93
§44. იდეალური აირების კანონები	95
§45. იდეალური აირის მოლეკულების, სიჩქარეების და ენერგიების მიხედვით განაწილების კანონები	97
§46. მაქსველის განაწილების ცდით შემოწმება. შტერნის ცდა	101
§47. ბარომეტრული ფორმულა. ბოლცმანის განაწილება	102
§48. სითბოგამტარობა, დიფუზია, შინაგანი ხახუნი (სიბლანტე)	103
§49. ბროუნის მოძრაობა	105
§50. მოლეკულების თავისუფალი გარბენის საშუალო სიგრძე და დაჯახებათა საშუალო რიცხვი	107
თავი 10. თერმოდინამიკის საფუძვლები	108
§51. მოლეკულების თავისუფლების ხარისხთ რიცხვი.	
§52. შინაგანი ენერგია	108
§53. თერმოდინამიკის პირველი კანონი	110
§54. სითბოტევადობა	112
§55. მუშაობა სხვადასხვა თერმოდინამიკური პროცესების დროს	114
§56. ადიაბატური პროცესი	116
§57. პოლიტროპული პროცესი	118
§58. ციკლური პროცესები. კარნოს ციკლი. თერმოდინამიკის მეორე კანონი	118
§59. ენტროპია	121
§60. თერმოდინამიკის მესამე კანონი	123
თავი 11. რეალური აირები, სითხეები და მყარი სხეულები.	124
§61. რეალური აირები. ვან-დერ-ვაალსის განტოლება	
§62. რეალური აირების იზოთერმები	126
§63. რეალური აირის შინაგანი ენერგია	128
§64. ჯოულ-ტომსონის ეფექტი	129
§65. სითხეების თვისებები. ზედაპირული დაჭიმულობა	131
§66. დასველება	132

§67. წნევა სითხის მრუდწირულ ზედაპირის ქვეშ	134
§68. კაპილარული მოვლენები	135
§69. მყარი სხეულები. მონო და პოლიკრისტალები	136
§70. აორთქლება, სუბლიმაცია, დნობა და კრისტალიზაცია	139
§71. ფაზური გადასვლები	142
ნაწილი III. ელექტრომაგნეტიზმი.	
თავი 12. ელექტროსტატიკა და მისი მახასიათებლები	147
§72. ელექტრული მუხტი. ელექტრული მუხტის შენახვის კანონი	
§73. კულონის კანონი	148
§74. ელექტროსტატიკური ველი და მისი დამაბულობა	149
§75. ელექტრული დიპოლი	152
§76. მუხტის ხაზოვანი, ზედაპირული და მოცულობითი სიმკვრივე	154
§77. ელექტრული ველის დამაბულობის და ინდუქციის ვექტორების ნაკადი. გაუსის თეორემა	155
§78. გაუსის თეორემის გამოყენება ზოგიერთი ელექტროსტატიკური ველის ვაკუუმში გამოთვლისათვის	158
§79. ელექტროსტატიკური ველის მუშაობა	162
§80. ელექტროსტატიკური ველის პოტენციალი	163
§81. ზოგიერთი ელექტროსტატიკური ველების პოტენციალების გამოთვლა	165
§82. ელექტროტევადობა. კონდენსატორები	169
§83. ელექტროსტატიკური ველის ენერგია	174
§84. დიელექტრიკები. დიელექტრიკების პოლარიზაცია	175
§85. სეგნეტოელექტრიკები	177
თავი 13. მუდმივი ელექტრული დენი	179
§86. ელექტრული დენი. დენის ძალა	
§87. დენის წყარო. ელექტრული წრედი	180
§88. ომის კანონი	184
§89. ელექტრული წინაღობა	186
§90. გამტარების წინააღობათა შეერთებები	189
§91. მუდმივი დენის მუშაობა და სიმძლავრე. ჯოულ-ლენცის კანონი	192
§92. კირხჰოფის წესები	193
თავი 14. ელექტრული დენი ლითონებში, სითხეებში, აირებში და ვაკუუმში.	196
§93. ელექტრული დენი ლითონებში	
§94. ელექტრული დენი სითხეებში	200
§95. ელექტრული დენი აირებში	202
§96. ელექტრული დენი ნახევარგამტარებში	205
§97. ნახევარგამტარული დიოდი და ტრანზისტორი	208
§98. ლითონიდან ელექტრონების გამოსვლის მუშაობა	211
§99. ემისიური მოვლენა. ელექტრული დენი ვაკუუმში	212
თავი 15. მაგნიტური ველი და მისი მახასიათებლები	214
§100. მაგნიტური ველი და მისი მახასიათებლები	
§101. ნივთიერების მაგნიტური თვისებები	218
§102. მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის ნაკადი. გაუსის თეორემა	224

§103. ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონი	226
§104. ამპერის კანონი. პარალელური დენების ურთიერთქმედება	229
§105. მოძრავი მუხტის მაგნიტური ველი	229
§106. მაგნიტური ველის მოქმედება მოძრავ მუხტზე. ლორენცის ძალა	230
§107. დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობა მაგნიტურ ველში	231
§108. დენის მაგნიტური მომენტი	232
§109. ჰოლის ეფექტი	233
§110. მაგნიტურ ველში დენიანი გამტარის და კონტურის გადაადგილებისას შესრულ- ებული მუშაობა	234
თავი 16. ელექტრომაგნიტური ინდუქცია.	234
§111. ელექტრომაგნიტური ინდუქცია.	
§112. მაგნიტურ ველში მბრუნავი ჩარჩო	237
§113. ინდუქციურობა. თვითინდუქცია	238
§114. ურთიერთინდუქცია	239
§115. ტრანსფორმატორები	240
§116. მაგნიტური ველის ენერგია	242
§117. მაქსველის განტოლებები	243
ნაწილი IV. ოპტიკა	
§118. შესავალი. სინათლის ბუნების შესახებ წარმოდგენათა განვითარების მოკლე ისტ- ორია	248
თავი 17. ფოტომეტრია. ძირითადი ფოტომეტრული ცნებები, სიდიდეები და ერთეუ- ლები.	251
§119. სინათლის ენერგეტიკული სიდიდეები	
§120. სინათლის ფოტომეტრული სიდიდეები	256
§121. თვალის სპექტრული მგრძნობიარობა	258
თავი 18. გეომეტრიული ოპტიკის საფუძვლები	259
§122. გეომეტრიული ოპტიკის ძირითადი კანონები	
§123. ფერმას პრინციპი	262
§124. სხივთა სვლა სამკუთხა პრიზმაში	265
§125. სხივთა სვლა ბრტყელპარალელურ ფირფიტაში	266
§126. ცენტრირებული ოპტიკური სისტემა	267
§127. გარდატეხა სფერულ ზედაპირზე. გამოსახულების აგება სარკეში. სარკის ფორმუ- ლა	271
§128. ლინზა. თხელი ლინზის ფორმულა	274
§129. ოპტიკური სისტემები	277
§130. თვალი	281
§131. ოპტიკური სისტემების აბერაცია	284
§132. დიაფრაგმირება. დიაფრაგმები	286
თავი 19. სინათლის ინტერფერენცია	288
§133. სინათლის ინტერფერენცია	
§134. სინათლის ინტერფერენციის დაკვირვების მეთოდები. ინტერფერენციული მაქ- სიმუმების და მინიმუმების პირობები	289
§135. ორი წყაროს ინტერფერენციული სურათის გამოთვლა	291
§136. სინათლის ინტერფერენცია თხელ ფირფიტებში	292

§137. ნიუტონის რგოლები	293
თავი 20. სინათლის დიფრაქცია	294
§138. სინათლის დიფრაქცია. ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპი	298
§139. ფრაუნჰოფერის დიფრაქცია ერთი ხვრელისათვის	299
§140. ფრაუნჰოფერის დიფრაქცია დიფრაქციულ მესერისათვის	301
თავი 21. სინათლის პოლარიზაცია	302
§141. სინათლის პოლარიზაცია. ბუნებრივი და პოლარიზებული სინათლე	304
§142. მალიუსის კანონი	304
§143. ორი დიელექტრიკის საზღვარზე არეკვლილი და გარდატეხილი სხივების პოლარიზაცია	306
§144. ორმაგსხივთტება	308
თავი 22. სინათლის ურთიერთქმედება ნივთიერებასთან.	310
§145. სინათლის დისპერსია	312
§146. ნორმალური და ანომალური დისპერსია	313
§147. სინათლის შთანთქმა	319
§148. სინათლის გაბნევა	322
თავი 23. სითბური გამოსხივება. სინათლის კვანტური თვისებები	324
§149. სითბური გამოსხივება	325
§150. ფოტოეფექტი	326
§151. ფოტონის ენერგია, მასა და იმპულსი. სინათლის წნევა	327
თავი 24. ფოტორეკადი, ელექტროოპტიკური და მაგნიტოოპტიკური მოვლენები. სინათლის წყაროები	329
§152. ფოტოდრეკადობა	332
§153. ელექტროოპტიკური ეფექტი	333
§154. მაგნიტოოპტიკური მოვლენა	335
§155. ლუმინესცენცია	336
§156. სინათლის წყაროები	344
ნაწილი V. რხევები და ტალღები	346
თავი 24. რხევები	350
§157. ჰარმონიული რხევები	353
§158. ნივთიერი წერტილის რხევის სიჩქარე და აჩქარება. კინეტიკური, პოტენციური და სრული ენერგია	355
§159. ჰარმონიული რხევითი დინამიკის ძირითადი განტოლება	357
§160. ჰარმონიული ოსცილატორი. ზამზარიანი, ფიზიკური და მათემატიკური საქანები. რხევითი კონტური.	353
§161. მიღვეადი რხევები	355
§162. იძულებითი რხევები. რეზონანსი. ავტორხევები.	357
§163. ჰარმონიული რხევების შეკრება. ერთხმრივ მიმართული, ერთნაირი სიხშირის ჰარმონიული რხევების შეკრება. ძგერის მოვლენა.	353
§164. ურთიერთმართობი, ერთნაირი სიხშირის რხევების შეკრება.	355
თავი. 25. ტალღები	357
§165. ტალღური პროცესები. მექნიკური ტალღები	357
§166. ბგერით ტალღები. ულტრაბგერა	363
§167. დოპლერის ეფექტი აკუსტიკაში	

§168. ცვლადი დენი	364
§169. ელექტრომაგნიტური ტალღები	368
ნაწილი VI. ატომისა და ბირთვის ფიზიკის ელემენტები	
თავი 26. ატომური ფიზიკა	372
§170. ატომის აგებულების მოდელები	
§171. ფრანკისა და ჰერცის ცდა. წყალბადის ატომის სპექტრული კანონზომიერება	377
§172. ატომი მაგნიტურ ველში	380
§173. ატომის მექანიკური და მაგნიტური მომენტი	384
§174. პაულის პრინციპი. ელემენტთა პერიოდული სისტემის ახსნა	387
§175. რენტგენის გამოსხივება	391
თავი 27. ბირთვისა და ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკა	395
§176. საწყისი ცნებები ბირთვის შესახებ. ბირთვის თვისებები. ბირთვის ბმის ენერგია	
§177. ბირთვული რეაქციები	398
§178. რადიაქტიურობა. რადიაქტიური დაშლის კანონი	401
§179. ალფა-დაშლა, ბეტა დაშლა და გამა-გამოსხივება	403
§180. ელემენტარული ნაწილაკები. ანტინაწილაკები. კვარკები	405
§181. ბირთვული გამოსხივების მოქმედება. დოზიმეტრია	409
§182. კოსმოსური სხივები. ბირთვული ასტროფიზიკა. პლაზმა	413
ნაწილი VII. კვანტური ფიზიკის შესავალი	
თავი 28. კვანტური ფიზიკის შესავალი.	418
§183. მიკრონაწილაკების ტალღური თვისებები. ელექტრონების დიფრაქცია	
§184. შრედინგერის განტოლება	421
§185. თავისუფალი ნაწილაკის მოძრაობა	425
§186. ჰარმონიული ოსცილატორი	425
§187. ნაწილაკების გაბნევა	428
§188. პოტენციური ორმო	430
§189. გვირაბული ეფექტი	434
§190. ფიზიკური სიდიდეები და ერთეულები	436
§191. ცდომილებათა თეორიის საფუძვლები	440
§192. ფიზიკის მათემატიკური აპარატის ელემენტები	446
საგნობრივი საძიებელი	457
გამოყენებული ლიტერატურა	472

სახელწოდება „ზოგადი ფიზიკა“ გულისხმობს ფიზიკის რამოდენიმე ნაწილის (მექანიკა, მოლეკულური ფიზიკა და თერმოდინამიკა, ელექტრომაგნეტიზმი, ოპტიკა, ატომისა და ბირთვის ფიზიკა) არსებობას, სადაც შეისწავლება ჩვენი გარემომცველი სამყაროში მიმდინარე მოვლენები, რომელთა ზოგადი ფიზიკის ჩარჩოებში შესწავლა ძალიან მნიშვნელოვანია რათა აღვიქვათ სხვადასხვა ფიზიკური მოვლენები როგორც სამყაროს ერთიანი სურათის ნაწილი. მთავარი ამოცანაა ცოდნის ფუნდამენტური ბაზის შექმნა, რომლის საფუძველზეც შემდგომში შესაძლებელი იქნება სპეციალობის სხვა კურსების უფრო ღრმა და დეტალური შესწავლა. სახელმძღვანელო აგებულია წლების განმავლობაში ავტორის მიერ წაკითხული ზოგადი ფიზიკის კურსის სალექციო მასალის ბაზაზე, და ასევე მოტივირებული იყო წლების მანძილზე სტუდენტების აზრის გათვალისწინებით. კერძოდ, სტუდენტთა ნაწილს უჭირდა კონკრეტული საკითხის ირგვლივ ინფორმაციის დეტალური მოძიება უცხოურ ენაზე გამოცემულ ლიტერატურაში. მართალია, არსებობს უფრო ადრეულ წლებში ქართულ ენაზე გამოცემული ცნობილი სახელმძღვანელოები, მაგრამ როგორც პრაქტიკამ გვიჩვენა აუცილებელი შეიქმნა ზოგიერთი საკითხის უფრო თანამედროვე დეტალური განხილვა. ნაშრომში მასალა გადმოცემულია სტუდენტისათვის მისაღები და მოსახერხებელი ფორმით. კურსში მოცემულია კლასიკური და თანამედროვე ფიზიკის მხოლოდ არსებითი საკითხები იმ მოცულობით, რომ სტუდენტს გაუადვილდეს წიგნზე დამოუკიდებლად მუშაობა და ამავე დროს გამოუმუშავდეს ლოგიკურ აზროვნების საჭირო ჩვევები. სახელმძღვანელოს დონე და სტრუქტურა ისეთია, რომ კურსის წამყვან ლექტორს შეუძლია ამოიღოს მისი აზრით მოცემული სპეციალობისათვის ნაკლებად მნიშვნელოვანი საკითხები და მეტი დრო დაუთმოს სხვა სავალდებულო და აუცილებელ საკითხებს. შესაბამისად, სახელმძღვანელო შეიძლება რეკომენდებული იქნეს ზოგადი ფიზიკის კურსის შემსწავლელი ყველა სპეციალობის სტუდენტისათვის. ის სასარგებლო დახმარებას გაუწევს აგრეთვე საბუნებისმეტყველო და ტექნიკური ციკლის შემდგომი კურსების შესწავლისას. მასალის გადმოცემა განსხვავებულია ტრადიციული მეთოდებისაგან კვანტური ფიზიკის ელენტების დამატებით, რაც დაკავშირებულია ნანოტექნოლოგიების და მომავალში პროგნოზირებადი უფრო მაღალი დონის ტექნოლოგიების განვითარებასთან ერთად ახალი „ნანო“ დისციპლინების და სპეციალობების წარმოშობასთან. წინამდებარე ნაშრომი, ქართულ ენაზე გამოცემულ სახელმძღვანელოებთან ერთად, სტუდენტებს გაუადვილებს სალექციო მასალის გააზრებასა და ათვისებას, რაც საბოლოოდ საფუძველიანი ცოდნის მიღების წინაპირობა იქნება. სახელმძღვანელო ბუნებრივია ვერ იქნება თავისუფალი გარკვეული ხარვეზებისგან. ავტორი სიამოვნებით გაითვალისწინებს კოლეგების მოსაზრებებს არსებული ხარვეზების გამოსწორების თვალსაზრისით.

შესავალი

უძველესი დროიდანვე დიდი იყო ადამიანის ინტერესი ბუნებისა და ბუნებრივი მოვლენების მიმართ. მაგალითად, სხეულების დედამიწაზე ვარდნის, სხვადასხვა ნივთიერებების განსხვავებული თვისებების, დედამიწის და ციური სხეულების შემადგენლობის და ა.შ. ტერმინი „ფიზიკა“ ბერძნული წარმოშობისაა და ნიშნავს „ბუნებას“. ფიზიკა არის მეცნიერება ბუნების შესახებ, რომელიც შეისწავლის მატერიალური სამყაროს ზოგად თვისებებს და კანონებს. ამ ზოგადობის გამო, ფიზიკა და მისი კანონები საფუძვლად უდევს მთელ ბუნებისმეტყველებას.

ფიზიკას საქმე აქვს რეალურ სამყაროში მიმდინარე მოვლენებთან, რომელთა შესახებ ცოდნის მიღება შესაძლებელია დაკვირვების საფუძველზე, რაც არ წარმოადგენს მარტივ ამოცანას, რადგან ერთი და იგივე მოვლენა შეიძლება მიმდინარეობდეს სხვადასხვა ფორმით. იმისათვის, რომ მივიღოთ შესაძლო სრულყოფილი წარმოდგენა მიმდინარე მოვლენის შესახებ, უნდა შეგვეძლოს კავშირის დამყარება ამ მოვლენის სხვადასხვა მახასიათებლებს შორის და განვსაზღვროთ, თუ რატომ მიმდინარეობს ესა თუ ის მოვლენა ამ და არა სხვა ფორმით. ამისათვის საჭიროა გადავიდეთ მარტივი დაკვირვებებიდან ექსპერიმენტებზე. ე.ი. ფიზიკა თავისი არსით ექსპერიმენტული მეცნიერებაა. მისი კანონები ემყარება ცდისეულ მონაცემებს. ეს კანონები რაოდენობრივი თანაფარდობებია და ჩამოყალიბებულია მათემატიკურ ენაზე. მათემატიკა არის ის აპარატი, რომლის საშუალებითაც შეიძლება ფიზიკური კანონების ზუსტი ფორმულირება. ფიზიკური თეორიის ფორმულირება მათემატიკური გამოსახულებების სახით შესაძლებელია თითქმის ყოველთვის და პირიქით, მათემატიკის მრავალი დარგის განვითარებას სტიმული მისცა ფიზიკური თეორიების მოთხოვნილებებმა. მაგრამ ზოგჯერ სწორედ ახალი თეორიები წარმოადგენენ ექსპერიმენტების ჩატარების მიზეზს და როგორც შედეგი, საფუძვლად უდევს ახალ აღმოჩენებს. ამიტომ განასხვავებენ ექსპერიმენტულ ფიზიკას და თეორიულ ფიზიკას. ნებისმიერი მოვლენის შესწავლისას ცდა და თეორია თანაბრად აუცილებელია და ურთიერთკავშირშია.

ექსპერიმენტული ფიზიკის ამოცანაა, უცნობი მოვლენების აღმოჩენა და შესწავლა წინასწარ ცნობილ პირობებში, ფიზიკური თეორიების დადასტურება, ან უგულებელყოფა. თეორიული ფიზიკის ამოცანაა ბუნების ზოგადი კანონების ფორმულირება და ამ კანონების საფუძველზე სხვადასხვა მოვლენების ახსნა, აგრეთვე მანამდე უცნობი მოვლენების წინასწარმეტყველება. ნებისმიერი ფიზიკური თეორიის სამართლიანობა მოწმდება ექსპერიმენტულად. თუ ექსპერიმენტის შედეგები ემთხვევა თეორიით გამოთქმულს, ის ითვლება ადეკვატურად.

ფიზიკური მატერიის საკვლევი ობიექტებისა და მოძრაობის ფორმების ნაირსახეობათა შესაბამისად ფიზიკა დაყოფილია სხვადასხვა დარგებად, რომლებიც ასე თუ ისე დაკავშირებულია ერთმანეთთან. ფიზიკის დაყოფა ცალკეულ დარგებად პირობითია და შეიძლება მოხდეს სხვადასხვა კრიტერიუმებზე დაყრდნობით.

შესასწავლი ობიექტების მიხედვით ფიზიკის დარგებია ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკა, ბირთვული ფიზიკა, ატომებისა და მოლეკულების ფიზიკა, აირებისა და სითხეების ფიზიკა, მყარი სხეულების ფიზიკა, პლაზმის ფიზიკა.

შესასწავლი პროცესების, ან, მატერიის მოძრაობის ფორმების მიხედვით განასხვავებენ მექანიკურ მოძრაობას, სითხურ პროცესებს, ელექტრომაგნიტურ მოვლენებს, გრავიტაციულ ურთიერთქმედებებს. ამის შესაბამისად ფიზიკაში გამოყოფენ ნივთიერი წერტილებისა და მყარი სხეულების მექანიკას, უწყვეტი გარემოს წერტილებისა და მყარი სხეულების მექანიკას, თერმოდინამიკას და სტატისტიკურ ფიზიკას, ელექტროდინამიკას, გრავიტაციის თეორიას და ველის კვანტურ თეორიას.

კვლევის მიზნების მიხედვით ხანდახან ცალკე გამოყოფენ გამოყენებით ფიზიკას. ცალკეა აგრეთვე გამოყოფილი მოძღვრება რხევებსა და ტალღებზე, რომელიც, მექანიკურ, აკუსტიკურ, ელექტრულ და ოპტიკურ რხევებს განიხილავს ერთიანი თვალთახედვით.

თანამედროვე ფიზიკა შეიცავს ფიზიკის ყველა დარგის მომცველ რამდენიმე ფუნდამენტურ ფიზიკურ თეორიას, რომელთა საფუძველია კვანტური მექანიკა და ფარდობითობის თეორია.

ფიზიკა, როგორც ფუნდამენტური საბუნებისმეტყველო მეცნიერება, შეისწავლის რა ბუნების ყველაზე უფრო ზოგად და ძირითად კანონზომიერებებს, წარმოადგენს ყველა დანარჩენი საბუნებისმეტყველო მეცნიერებების (ქიმიის, ბიოლოგიის, გეოლოგიის), და თანამედროვე ტექნიკისა და ტექნოლოგიების საფუძველს. თანამედროვე მსოფლიოში ფიზიკის მნიშვნელობა ძალზედ დიდია. ყველაფერი ის რითაც თანამედროვე საზოგადოება განსხვავდება გასული საუკუნეების საზოგადოებებისაგან ფიზიკური აღმოჩენების პრაქტიკაში გამოყენების შედეგია. ბუნებაში მიმდინარე პროცესების ფიზიკური შემეცნება განიცდის მუდმივ განვითარებას. ახალი აღმოჩენების უმრავლესობა სწრაფად პოულობენ გამოყენებას ტექნიკასა და მრეწველობაში.

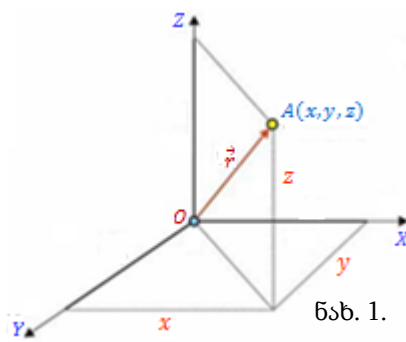
ნაწილი I. მექანიკა.

თავი 1. ნივთიერი წერტილის კინემატიკა.

§1. ნივთიერი წერტილი, ტრაექტორია, გავლილი მანძილი, გადაადგილება

გარემომცველი სამყარო, რაც არსებობს ჩვენს გარშემო და რომელიც აღმოიჩინება ჩვენს მიერ უშუალო შეგრძნებით, წარმოადგენს მატერიას. მატერიის განუყოფელ თვისებას და მისი არსებობის ფორმას წარმოადგენს მოძრაობა. მოძრაობის ქვეშ იგულისხმება მატერიის ყოველგვარი ცვლილება: მარტივი გადაადგილებიდან აზროვნების რთულ პროცესებამდე. მატერია არსებობს ნივთიერებისა და ველის სახით. მატერიის მოძრაობის მრავალმხრივ ფორმებს შეისწავლის სხვადასხვა მეცნიერება და მათ შორის ფიზიკა.

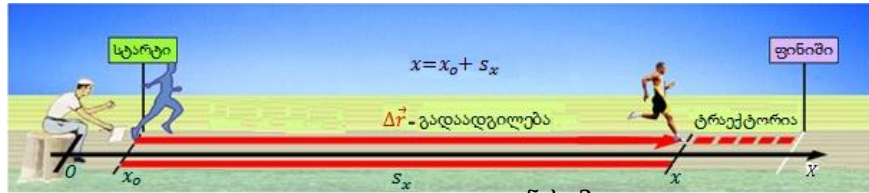
ფიზიკა არის მეცნიერება, რომელიც შეისწავლის ნივთიერებისა და ველის ზოგად თვისებებს და მოძრაობის კანონებს. მაგრამ, სხვა მეცნიერებებისაგან განსხვავებით, ის შეისწავლის მატერიის მოძრაობის ზოგად ფორმებს და აგებულებას. მატერიის მოძრაობის ყველაზე მარტივ და ზოგად ფორმას წარმოადგენს მექანიკური მოძრაობა - სხეულის მდებარეობის ცვლილება სივრცეში, დროის განმავლობაში, სხვა სხეულების მიმართ. მექანიკური მოძრაობის ყველაზე მარტივ მაგალითს წარმოადგენს ნივთიერი წერტილის მოძრაობა. ყოველ სხეულს გააჩნია განსაზღვრული ზომები. სხეულის სხვადასხვა ნაწილები იმყოფებიან სივრცის სხვადასხვა წერტილებში. მაგრამ, მექანიკის მრავალი ამოცანების განხილვისას არ არის აუცილებელი სხეულის სხვადასხვა ცალკეული ნაწილების მდებარეობის მითითება. სხეულს, რომლის ზომები მოძრაობის მოცემულ პირობებში შეიძლება უგულებელვყოთ, ნივთიერი წერტილი ეწოდება. ნივთიერი წერტილი აბსტრაქტული ცნებაა. მოძრაობა ხდება სივრცესა და დროში, ამიტომ ნივთიერი წერტილის მოძრაობის დასახასიათებლად უნდა ვიცოდეთ სხეულის მდებარეობა დროის ნებისმიერი მომენტისათვის. სივრცეში ნივთიერი წერტილის მდებარეობა განისაზღვრება, ნებისმიერად არჩეული რაიმე სხვა სხეულის მიმართ, რომელსაც ათვლის სხეული ეწოდება. ასეთი ათვლის სხეული პირობითად ითვლება უძრავად. ათვლის სხეულს და მასთან დაკავშირებულ კოორდინატთა სისტემას, ათვლის სისტემა ეწოდება. ყველაზე ფართოდ გამოიყენება დეკარტეს მართკუთხა კოორდინატთა სისტემა, სადაც, რაიმე A წერტილის მდებარეობა განისაზღვრება სამი x , y და z კოორდინატებით, ან ერთი $\vec{r}$ რადიუს-ვექტორით (ნახ. 1). ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში სიგრძის ერთეულად მიღებულია მეტრი (მ), ხოლო, დროის ერთეულად - წამი (წმ). ნივთიერი წერტილის მოძრაობისას მისი კოორდინატები დროის მიხედვით იცვლებიან. მისი მოძრაობა განისაზღვრება სამი $x = x(t)$, $y = y(t)$, $z = z(t)$ სკალარული განტოლებით, ან ერთი $\vec{r} = \vec{r}(t)$ ვექტორული განტოლებით.



როცა სხეული მოძრაობს წრფის გასწვრივ, საჭიროა მხოლოდ ერთი - $x = x(t)$ განტოლება (ნახ. 2). ხოლო, როცა სხეული მოძრაობს რაიმე ზედაპირის გასწვრივ (მაგალითად, OXY სიბრტყეზე), მაშინ მოძრაობის და-

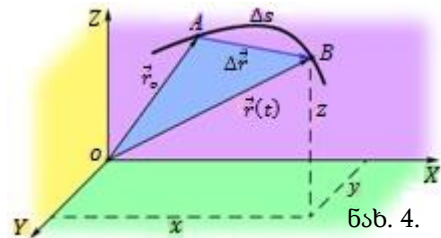


სახასიათებლად საჭიროა მხოლოდ ორი - $x = x(t)$ და $y = y(t)$ განტოლება (ნახ. 3). თუ ამ განტოლებებიდან გამოვრიცხავთ t დროს, მიიღება ნივთიერი წერტილის მოძრაობის ტრაექტორიის განტოლება. ტრაექტორია წარმოადგენს წირს, რომელსაც აღწერს ნივთიერი წერტილი სივრცეში მოძრაობისას. ტრაექტორიის ფორმის მიხედვით მოძრაობა შეიძლება იყოს წრფივი (სწორხაზობრივი), ან მრუდწირული.



ნახ. 3.

დაუშვათ, რომ ნივთიერი წერტილი მოძრაობს ნებისმიერი ტრაექტორიის გასწვრივ და დროის საწყის მომენტში იმყოფებოდა $\vec{r}_0$ რადიუს-ვექტორის შესაბამის A წერტილში, ხოლო, რაღაც დროის შემდეგ აღმოჩნდა $\vec{r}$ რადიუს-ვექტორის შესაბამის B წერტილში (ნახ. 4). ნივთიერი წერტილის მიერ გავლილი ტრაექტორიის AB უბნის მონაკვეთს (Δs), გავლილი გზა ეწოდება. გავლილი გზა სკალარული სიდიდეა. მოძრაი წერტილის საწყისი მდებარეობიდან, დროის მოცემულ მომენტის მდებარეობისადმი გავლებული წრფის მიმართულ მონაკვეთს ($\Delta \vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0$ - რადიუს-ვექტორი), გადაადგილება ეწოდება. გადაადგილება ვექტორული სიდიდეა. წრფივი მოძრაობის შემთხვევაში გადაადგილების ვექტორი ემთხვევა ტრაექტორიის შესაბამის უბანს და გადაადგილების $|\Delta \vec{r}|$ მოდული, Δs გავლილი გზის ტოლია ($|\Delta \vec{r}| = \Delta s$). მსგავს შემთხვევას აქვს ადგილი მაშინაც, როცა სხეულის მოძრაობა განიხილება დროის ძალიან მცირე შუალედის განმავლობაში. როცა სხეულის ყველა ნაწილი ერთნაირად მოძრაობს, ასეთ მოძრაობას გადატანითი ეწოდება. შემოღებული ცნებების და განტოლებების გამოყენებით შესაძლებელია განვსაზღვროთ მოძრაობის კინემატიკური მახასიათებლები: სიჩქარე, აჩქარება, ტრაექტორია, გავლილი გზა და გადაადგილება.



ნახ. 4.

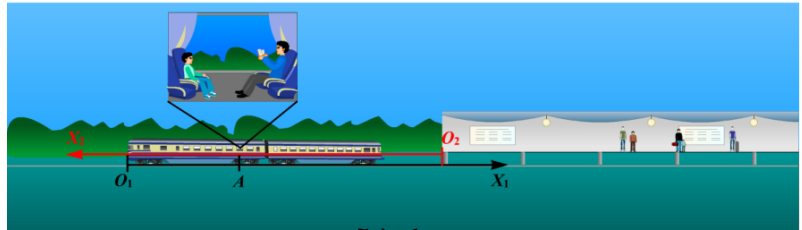
დამოუკიდებელ კოორდინატა რიცხვს, რომელიც მთლიანად განსაზღვრავს წერტილის მდებარეობას სივრცეში, თავისუფლების ხარისხთა რიცხვი ეწოდება. მაგალითად, როცა ნივთიერი წერტილი თავისუფლად მოძრაობს სივრცეში, მაშინ მას გააჩნია სამი თავისუფლების ხარისხთა რიცხვი, რაიმე ზედაპირზე მოძრაობისას ორი, ხოლო წრფის გასწვრივ მოძრაობისას კი ერთი თავისუფლების ხარისხთა რიცხვი. აქვე უნდა აღინიშნოს, რომ ეს არ ნიშნავს, რომ მოცემული წრფის გასწვრივ მოძრაობისას შეიძლება იცვლებოდეს მხოლოდ ერთი კოორდინატი. შეიძლება იცვლებოდეს ყველა სამივე, მაგრამ მოცემულ წრფეზე წერტილის მდებარეობა განისაზღვრება მხოლოდ ერთი კოორდინატით.

§2. მოძრაობის ფარდობითობა

მექანიკური მოძრაობა ფარდობითია. ერთი და იგივე სხეულის მოძრაობა სხვადასხვა სხეულების მიმართ განსხვავებულია. ცნებები „მოძრაობა“ და „უძრაობა“ დამოკიდებულია ათვლის სისტემის არჩევაზე. სხეული შეიძლება უძრავი იყოს ერთ ათვლის სისტემაში, მაგრამ, ამავდროულად შეიძლება მოძრაობდეს სხვა ათვლის სისტემის მიმართ.

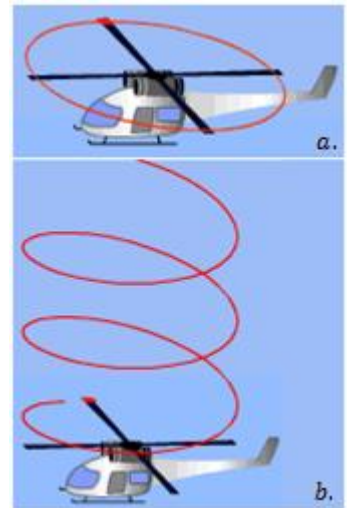
ფარდობითია აგრეთვე სხეულის მდებარეობა სივრცეში. ის დამოკიდებულია ათვლის სის-

ტემის არჩევაზე, ანუ სხვადასხვა ათვლის სისტემაში სხეულის კოორდინატები იქნებიან განსხვავებული. მაგალითად, მატარებელთან დაკავშირებულ ათვლის სისტემაში ბავშვის კოორდინატი ტოლია O_1 და A წერტილებს შორის მანძილის, ხოლო, ბაქანთან დაკავშირებულ ათვლის სისტემაში, ბავშვის კოორდინატი იქნება უკვე სხვა - O_2 და A წერტილებს შორის მანძილი (ნახ. 1).



ნახ. 1.

ფარდობითია აგრეთვე სხეულის მოძრაობის ტრაექტორია. მაგალითად, შვეულმფრენის (რომელიც ეშვება ვერტიკალურად ქვევით დედამიწაზე) პროპელერის ნებისმიერი წერტილი, შვეულმფრენთან დაკავშირებულ ათვლის სისტემაში შემოწერს წრეწირს (ნახ. 2a), ხოლო, დედამიწასთან დაკავშირებულ ათვლის სისტემაში კი, ამ წერტილის მოძრაობის ტრაექტორიას წარმოადგენს ხრახნული წირი (ნახ. 2b).



ნახ. 2.

სხეულის გადაადგილება და სიჩქარე აგრეთვე იცვლებიან ერთი ათვლის სისტემიდან, სხვა ათვლის სისტემაზე გადასვლისას. დაუშვათ რომ ადამიანი გადაადგილდება ვაგონის გასწვრივ მატარებლის მოძრაობის (ან, საპირისპირო) მიმართულებით. ადამიანი ჩავთვალოთ სხეულად, დედამიწა - უძრავ ათვლის სისტემად, ვაგონი კი მოძრავ ათვლის სისტემად (ნახ. 3). როგორც ნახაზიდან ჩანს, დედამიწასთან დაკავშირებულ ათვლის სისტემის (უძრავი ათვლის სისტემის) მიმართ, ადამიანის (სხეულის) გადაადგილება ($\vec{s}$) ტოლი იქნება $\vec{s}_1$ და $\vec{s}_2$ ვექტორების ჯამის:

$$\vec{s} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2 \quad (1)$$

სადაც, $\vec{s}_1$ - ადამიანის (სხეულის) გადაადგილებაა მატარებლის ვაგონის (მოძრავი ათვლის სისტემის) მიმართ, $\vec{s}_2$ - მატარებლის ვაგონის (მოძრავი ათვლის სისტემის) გადაადგილებაა დედამიწის (უძრავი ათვლის სისტემის) მიმართ. ე.ი., ზოგად შემთხვევაში, სხეულის გადაადგილება უძრავი ათვლის სისტემის მიმართ ტოლია, მოძრავი ათვლის სისტემის მიმართ სხეულის გადაადგილების და უძრავი ათვლის სისტემის მიმართ, მოძრავი ათვლის სისტემის გადაადგილების ვექტორული ჯამის. როცა ადამიანი მოძრაობს მატარებლის მოძრაობის მიმართულებით, გადაადგილების მოდული ტოლია $s = s_1 + s_2$, ხოლო, როცა ადამიანი მოძრაობს მატარებლის მოძრაობის

საპირისპირო მიმართულებით გადაადგილების მოდული ტოლია $s = s_1 - s_2$.



ნახ. 3.

იმისათვის, რომ განვსაზღვროთ სხეულის სიჩქარე უძრავი ათვლის სისტემის მიმართ (1) გამოსახულება გავყოთ t დროზე,

$$\frac{\vec{s}}{t} = \frac{\vec{s}_1}{t} + \frac{\vec{s}_2}{t}$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ

$$\vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2 \quad (2)$$

სადაც, $\vec{v}$ - სხეულის სიჩქარეა უძრავი ათვლის სისტემის მიმართ, $\vec{v}_1$ - სხეულის სიჩქარე მოძრავი ათვლის სისტემის მიმართ, $\vec{v}_2$ - მოძრავი ათვლის სისტემის სიჩქარე უძრავი ათვლის სისტემის მიმართ. ე.ი. სხეულის სიჩქარე უძრავი ათვლის სისტემის მიმართ ტოლია, მოძრავი ათვლის სისტემის მიმართ სხეულის სიჩქარის და უძრავი ათვლის სისტემის მიმართ მოძრავი ათვლის სისტემის სიჩქარის ვექტორული ჯამის (ნახ. 4). $\vec{v}$ და $\vec{v}_1$ სიჩქარეებს ზოგჯერ პირობითად აბსოლუტურ და ფარდობით სიჩქარეებს უწოდებენ, ხოლო, $\vec{v}_2$ სიჩქარეს კი გადატანით სიჩქარეს უწოდებენ. (2) ფორმულა გამოსახავს სიჩქარეთა შეკრების კლასიკურ კანონს: სხეულის აბსოლუტური სიჩქარე ($\vec{v}$), მისი ფარდობითი სიჩქარის ($\vec{v}_1$) და მოძრავი ათვლის სისტემის გადატანითი სიჩქარის ($\vec{v}_2$) ვექტორული ჯამის ტოლია.



ნახ. 4.

როცა ადამიანი მოძრაობს მატარებლის მოძრაობის მიმართულებით სიჩქარის მოდული ტოლია $v = v_1 + v_2$, ხოლო, როცა ადამიანი მოძრაობს მატარებლის მოძრაობის საპირისპიროდ სიჩქარის მოდული ტოლია $v = v_1 - v_2$.

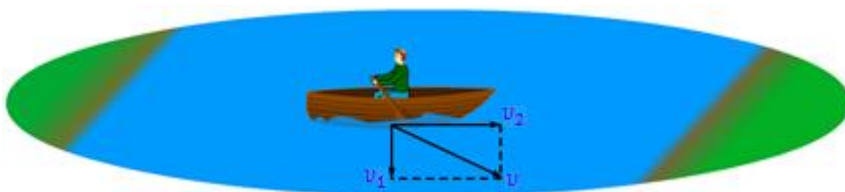
ათვლის სისტემების ერთმანეთის მიმართ წრფივი თანაბარი მოძრაობისას სხეულის აჩქარებები ორივე სისტემაში იქნება ერთნაირი - $\vec{a} = \vec{a}_1$. მართლაც, თუ $\vec{a}_2$ ვექტორის სიჩქარის მოდული და მიმართულება არ იცვლება დროის მიხედვით, მაშინ, ფარდობითი სიჩქარის ნებისმიერი ცვლილება ($\Delta \vec{v}_1$), მისი აბსოლუტური სიჩქარის ცვლილების ($\Delta \vec{v}$) ტოლი იქნება,

$$\frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{\Delta \vec{v}_1}{\Delta t}$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ

$$\vec{a} = \vec{a}_1 \quad (3)$$

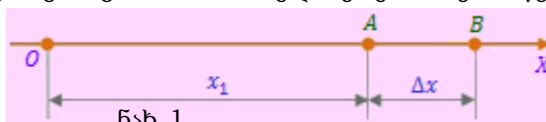
განვიხილოთ უფრო რთული სიტუაცია. დაუშვათ, რომ ადამიანი მოძრაობს ნავით მდინარეზე (ნახ. 5). მდინარის დინების სიჩქარე იყოს $\vec{v}_1$, ხოლო, ნავის მოძრაობის სიჩქარე წყლის მიმართ კი $\vec{v}_2$. ნავის მოძრაობის $\vec{v}$ სიჩქარე ნაპირის მიმართ წარმოადგენს $\vec{v}_1$ და $\vec{v}_2$ სიჩქარეების შეკრების შედეგად მიღებული სამკუთხედის ჰიპოტენუზას $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}$.



ნახ. 5.

§3. წრფივი მოძრაობის სიჩქარე და აჩქარება

განვიხილოთ შემთხვევა, როცა ნივთიერი წრტილი მოძრაობს წრფის გასწვრივ, რომელიც მივიღოთ X ღერძად, ხოლო კოორდინატა სათავე მოვათავსოთ მის რომელიმე ნებისმიერ O წერტილში (ნახ. 1). ასეთ შემთხვევაში ნივთიერი წერტილის მდებარეობა განისაზღვრება ერთი x კოორდინატით. დაუშვათ დროის საწყის t მომ-



ნახ. 1.

ენტში ნივთიერი წერტილი იმყოფებოდა $x_1 = x(t)$ კოორდინატის მქონე A წერტილში, ხოლო $t + \Delta t$ დროის მომენტში გადაადგილდა $x_2 = x(t + \Delta t)$ კოორდინატის მქონე B წერტილში. Δt დროის განმავლობაში ნივთიერი წერტილის მიერ გავლილი გზა ტოლი იქნება $\Delta x = x_2 - x_1 = x(t + \Delta t) - x(t)$ (რომელსაც ხშირ შემთხვევაში s სიმბოლოთი აღნიშნავენ). ის ითვლება დადებითად, როცა გადაადგილება სრულდება მარჯვნივ და უარყოფითად, როცა გადაადგილება სრულდება მარცხნივ. ნივთიერი წერტილის მოძრაობის სისწრაფის და მიმართულების დასახასიათებლად შემოაქვთ სიჩქარის ცნება. აღინიშნება v სიმბოლოთი და იკითხება „ვე“. ნივთიერი წერტილის მიერ გავლილი გზის (Δx), დროის იმ შუალედთან (Δt) ფარდობას, რა დროშიც ეს გადაადგილება მოხდა, ნივთიერი წერტილის საშუალო სიჩქარე ეწოდება,

$$v_{\text{საშ.}} = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{x(t + \Delta t) - x(t)}{\Delta t} \quad (1)$$

დაუშვათ, რომ Δt დროის შუალედი მცირდება ისე, რომ მიისწრაფვის ნულისაკენ. მაშინ ნულისაკენ მიისწრაფვის გავლილი გზა (Δx). ასეთ შემთხვევაში, როგორც ცდები გვიჩვენებენ, $\Delta x / \Delta t$ ფარდობა მიისწრაფვის საკსეპტო განსაზღვრული ზღვრისაკენ, რომელსაც ნივთიერი წერტილის მყისი, ან უბრალოდ სიჩქარე ეწოდება დროის t მომენტისათვის,

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{x(t + \Delta t) - x(t)}{\Delta t} \quad (2)$$

(2) ფორმულით განსაზღვრულ ზღვარს, $x(t)$ ფუნქციის t დროით წარმოებული ეწოდება, აღინიშნება $\dot{x}(t)$, ან dx/dt სიმბოლოებით და ჩაიწერება შემდეგნაირად,

$$\dot{x} \equiv \frac{dx}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (3)$$

წარმოებულის ცნების თანახმად, მყისი სიჩქარე არის x კოორდინატის t დროით წარმოებული, ანუ s გავლილი გზის დროით წარმოებული,

$$v = \dot{x} \equiv \frac{dx}{dt} = \frac{ds}{dt} \quad (4)$$

ერთეულთა საერთაშორისო (SI) სისტემაში სიჩქარის ერთეულია მეტრი/წამი (შემოკლებით იწერება მ/წმ). სიჩქარე ვექტორული სიდიდეა.

არათანაბარი მოძრაობის შემთხვევაში, სიჩქარის მოდულით და მიმართულებით დროის მიხედვით ცვლილების დასახასიათებლად შემოაქვთ აჩქარების ცნება. აჩქარება აღინიშნება a ასოთი და იკითხება „ა“. სიჩქარის ცვლილების (Δv), დროის იმ შუალედთან (Δt) ფარდობას, რა დროშიც ეს ცვლილება მოხდა, ნივთიერი წერტილის არათანაბარი მოძრაობის საშუალო აჩქარება ეწოდება,

$$a_{\text{საშ.}} = \frac{\Delta v}{\Delta t} \quad (5)$$

სადაც, თუ გადავალთ ზღვარზე, როცა $\Delta t \rightarrow 0$, გვექნება

$$a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} a_{\text{საშ.}} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v(t + \Delta t) - v(t)}{\Delta t} \quad (6)$$

რომელსაც, ნივთიერი წერტილის მყისი აჩქარება ეწოდება. (6) ფორმულით განსაზღვრულ ზღვარს, $v(t)$ ფუნქციის t დროით წარმოებული ეწოდება. აღინიშნება $\dot{v}(t)$, ან dv/dt სიმბოლოებით და ჩაიწერება შემდეგნაირად,

$$a = \dot{v}(t) = \frac{dv}{dt} \quad (7)$$

რაც (3) და (4) ფორმულების გათვალისწინებით შეიძლება შემდეგნაირად ჩავწეროთ,

$$a = \ddot{x} \equiv \frac{d^2 x}{dt^2} \quad (8)$$

რომელსაც x კოორდინატის დროით მეორე რიგის წარმოებული ეწოდება. ე.ი. აჩქარება წარმოადგენს სიჩქარის დროით პირველი რიგის წარმოებულს, ან კოორდინატის დროით მეორე რიგის წარმოებულს. აჩქარება ვექტორული სიდიდეა. ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში (SI) აჩქარების ერთეულია მეტრი/(წამი)² (შემოკლებით იწერება მ/წმ²).

§4. მრუდწირული მოძრაობის სიჩქარე და აჩქარება

სიჩქარის და აჩქარების ცნებები შეიძლება განვაზოგადოთ ნივთიერი წერტილის მრუდწირული მოძრაობის შემთხვევისათვის. დაუშვათ, რომ დროის t მომენტში ნივთიერი წერტილი იმყოფება $\vec{r}_0$ რადიუს-ვექტორის შესაბამის A წერტილში, ხოლო, რაღაც Δt დროის შემდეგ ის გადაადგილდა $\vec{r} = \vec{r}(t + \Delta t)$ რადიუს-ვექტორის მქონე B წერტილში (ნახ. 1). ნივთიერი წერტილის გადაადგილების, დროის იმ Δt შუალედთან ფარდობას, რა დროშიც ეს გადაადგილება მოხდა, ნივთიერი წერტილის მრუდწირული მოძრაობის საშუალო სიჩქარე ეწოდება,

$$\vec{v}_{\text{საშ.}} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{\vec{r}(t + \Delta t) - \vec{r}(t)}{\Delta t} \quad (1)$$

საშუალო სიჩქარის მიმართულება ემთხვევა $\Delta \vec{r}$ გადაადგილების (AB ქორდის) მიმართულებას. საშუალო სიჩქარის ზღვარს, როცა $\Delta t \rightarrow 0$,

$$\vec{v}(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \dot{\vec{r}} \quad (2)$$

ნივთიერი წერტილის მრუდწირული მოძრაობის მყისი, ან უბრალოდ სიჩქარე ეწოდება. მყისი სიჩქარის ვექტორი ყოველთვის მიმართულია მოცემულ წერტილში ტრაექტორიის მხების გასწვრივ მოძრაობის მიმართულებით. საშუალო და მყისი სიჩქარეებს შორის განსხვავება ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 2).

დეკარტეს მართკუთხა კოორდინატთა სისტემაში წერტილის რადიუს-ვექტორი, დაკავშირებულია თავის პროექციებთან შემდეგი განტოლებით,

$$\vec{r}(t) = x(t)\vec{i} + y(t)\vec{j} + z(t)\vec{k} \quad (3)$$

შესაბამისად, მყისი სიჩქარის ვექტორი წარმოიდგინება შემდეგი სახით,

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{dx}{dt}\vec{i} + \frac{dy}{dt}\vec{j} + \frac{dz}{dt}\vec{k} \quad (4)$$

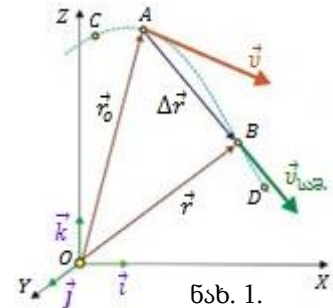
სადაც, $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ - ერთეულოვანი ვექტორებია, რომელთა მიმართულებები ემთხვევა კოორდინატთა ღერძებს (ნახ. 1), ხოლო, მათი მოდული კი ტოლია ერთეულის, შესაბამისი სიდიდეების განზომილების ერთეულებში (მოცემულ შემთხვევაში იზომებიან მეტრებში). ცხადია, რომ სიჩქარის პროექციები განისაზღვრებიან შემდეგი ფორმულებით,

$$v_x = \frac{dx}{dt}, \quad v_y = \frac{dy}{dt}, \quad v_z = \frac{dz}{dt}, \quad (5)$$

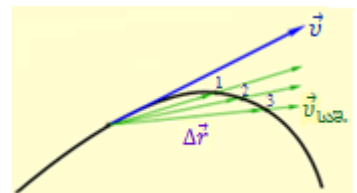
ხოლო, სიჩქარის ვექტორის მოდული ტოლი იქნება,

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2} \quad (6)$$

სიჩქარის ვექტორის მიმართულება შეიძლება განვსაზღვროთ თუ ვისარგებლებთ ე.წ. მიმარ-



ნახ. 1.



ნახ. 2.

თულების კოსინუსებით,

$$v_x = v \cos(\vec{v}; \vec{i}), \quad v_y = v \cos(\vec{v}; \vec{j}), \quad v_z = v \cos(\vec{v}; \vec{k}) \quad (7)$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ

$$\cos(\vec{v}; \vec{i}) = \frac{v_x}{\sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}}, \quad \cos(\vec{v}; \vec{j}) = \frac{v_y}{\sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}}, \quad \cos(\vec{v}; \vec{k}) = \frac{v_z}{\sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}} \quad (8)$$

თუ Δt დროს თანდათანობით შევამცირებთ, Δs გზა უფრო მეტად მიუახლოვდება $|\Delta \vec{r}|$, ამიტომ გვექნება,

$$v = |\vec{v}| = \left| \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \right| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta \vec{r}|}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt} \quad (9)$$

ე.ი. მყისი სიჩქარის რიცხვითი მნიშვნელობა ტოლია გავლილი გზის დროით პირველი რიგის წარმოებულის. ამიტომ აზრი აქვს ვილაპარაკოთ უბრალოდ სხეულის მყისი სიჩქარის შესახებ, მხედველობაში ვიქონიოთ ვექტორული სიდიდე $\vec{v}$ - გადაადგილების სიჩქარე, ან, სკალარული სიდიდე v - გავლილი გზის სიჩქარე.

(9) ფორმულის თანახმად შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$ds = v dt \quad (10)$$

თუ მოვახდენთ ამ გამოსახულების ინტეგრირებას დროის მიხედვით, t -დან $t + \Delta t$ -მდე დროის ინტერვალში, მივიღებთ ნივთიერი წერტილის მიერ Δt დროის განმავლობაში გავლილი გზის სიგრძეს,

$$s = \int_t^{t+\Delta t} v dt \quad (11)$$

თანაბარი მოძრაობის შემთხვევაში, როცა მყისი სიჩქარე მუდმივია, გვექნება

$$s = \int_t^{t+\Delta t} v dt = v \int_t^{t+\Delta t} dt = v \Delta t \quad (12)$$

მრუდწირული მოძრაობის შემთხვევაში, ისევე როგორც წრფივი მოძრაობის შემთხვევაში, სარგებლობენ აჩქარების ცნებით. დავუშვათ, რომ ტრაექტორიის A წერტილში, დროის t მომენტში ნივთიერი წერტილის სიჩქარეა $\vec{v}_0$, ხოლო, რაღაც Δt დროის შემდეგ, წერტილი გადავიდა B წერტილში და შეიძინა $\vec{v} = \vec{v}_0 + \Delta \vec{v}$ სიჩქარე (ნახ. 3), მაშინ

$$\vec{a}_{\text{საშ.}} = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} \quad (13)$$

სიდიდეს მრუდწირული მოძრაობის არათანაბარი მოძრაობის საშუალო აჩქარება ეწოდება. (13) ფორმულაში თუ გადავალთ ზღვარზე, მიიღება მრუდწირული მოძრაობის მყისი აჩქარება,

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \vec{a}_{\text{საშ.}} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (14)$$

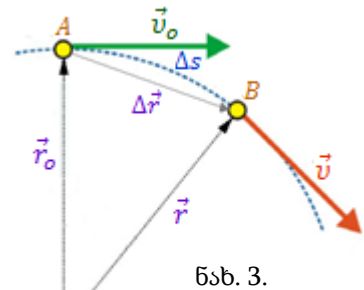
ამრიგად, აჩქარება არის ვექტორული სიდიდე, რომელიც ტოლია $\vec{v}$ სიჩქარის დროით პირველი რიგის წარმოებულის, ან, $\vec{r}$ რადიუს-ვექტორის დროით მეორე რიგის წარმოებულის,

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \quad (15)$$

აჩქარების ვექტორი, ისევე როგორც სიჩქარის ვექტორი შეიძლება წარმოვადგინოთ კოორდინატული ფორმით,

$$\vec{a} = a_x \vec{i} + a_y \vec{j} + a_z \vec{k} \quad (16)$$

სადაც, აჩქარების პროექციები განისაზღვრებიან შემდეგნაირად,



$$a_x = \frac{dv_x}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2}, \quad v_y = \frac{dv_y}{dt} = \frac{d^2y}{dt^2}, \quad v_z = \frac{dv_z}{dt} = \frac{d^2z}{dt^2} \quad (17)$$

როცა წერტილი მოძრაობს რაიმე ზედაპირის გასწვრივ, მაშინ აჩქარების ვექტორიც მდებარეობს ამ ზედაპირზე, მაგრამ, სიჩქარის ვექტორისაგან განსხვავებით, აჩქარების ვექტორის მიმართულების განსაზღვრა კინემატიკის ფარგლებში შეუძლებელია, რადგან, მისი მიმართულება დამოკიდებულია მოქმედ ძალებზე. მაგრამ, აჩქარების ვექტორის მიმართულება შეიძლება განვსაზღვროთ, თუ დავშლით მას ორი ურთიერთმართობი მიმართულებებით (ნახ. 4). დაუშვათ, რომ ნივთიერი წერტილი მოძრაობს R რადიუსის წრიულ ტრაექტორიაზე და დროის საწყის მომენტში იმყოფება A მდებარეობაში, რომელსაც შევუთავსოთ ურთიერთმართობი $\vec{\tau}$ და $\vec{n}$ და ერთეულოვანი ვექტორები, რომელთაგან ერთი მიმართულია სიჩქარის ვექტორის მიმართულებით, ხოლო, მეორე კი სიჩქარის ვექტორისადმი მართობულად. ასეთ შემთხვევაში აჩქარების ვექტორი შეიძლება დავშალოთ ორ მდგენელად,

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n \quad (18)$$

სადაც, $\vec{a}_\tau = a_\tau \vec{\tau}$ - ვექტორულ სიდიდეს ტანგენციური აჩქარება (აჩქარების ტანგენციური მდგენელი), ან მხები აჩქარება ეწოდება. ტანგენციური აჩქარება გვიჩვენებს სიჩქარის მოდულის ცვლილების სისწრაფეს და მიმართულია ტრაექტორიის მხების გასწვრივ. $\vec{a}_n = a_n \vec{n}$ - ვექტორულ სიდიდეს ნორმალური აჩქარება (აჩქარების ნორმალური მდგენელი) ეწოდება. ნორმალური აჩქარება გვიჩვენებს სიჩქარის ვექტორის მიმართულების ცვლილების სისწრაფეს და მიმართულია ტრაექტორიის სიმრუდის ცენტრისაკენ (ნახ. 5).

განვიხილოთ dt დროის შუალედში შესრულებული უსასრულოდ მცირე ds გადაადგილება, რომელსაც შეესაბამება,

$$d\alpha = \frac{ds}{R} = \frac{v dt}{R}$$

შემობრუნების კუთხე. რადგან სიჩქარის ვექტორი მიმართულებით ემთხვევა $\vec{\tau}$ ვექტორს, ამიტომ შეიძლება დავწეროთ, რომ $\vec{v} = v\vec{\tau}$. მაშინ, ცხადია რომ აჩქარება ტოლი იქნება,

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d}{dt}(v\vec{\tau}) = \frac{dv}{dt}\vec{\tau} + v\frac{d\vec{\tau}}{dt} \quad (19)$$

თავის მხრივ $\vec{\tau}$ ვექტორის მიმართულების ცვლილება შეიძლება გამოვსახოთ $d\alpha$ მობრუნების კუთხის ცვლილებით,

$$\frac{d\vec{\tau}}{dt} = \frac{d\alpha}{dt}(\vec{n}) = \frac{v}{R}\vec{n} \quad (20)$$

რომლის გათვალისწინებით მიიღება, რომ

$$\vec{a} = \frac{dv}{dt}\vec{\tau} + \frac{v^2}{R}\vec{n} \quad (21)$$

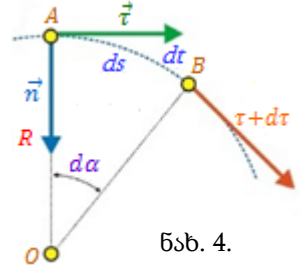
აქედან გამომდინარეობს, რომ ტანგენციური აჩქარება ტოლია

$$\vec{a}_\tau = \frac{dv}{dt}\vec{\tau} \quad (22)$$

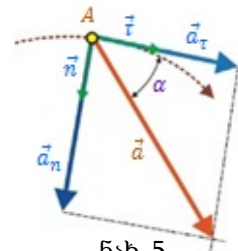
ხოლო, ნორმალური აჩქარება, კი

$$\vec{a}_n = \frac{v^2}{R}\vec{n} \quad (23)$$

(21) განტოლებიდან აგრეთვე გამომდინარეობს, რომ აჩქარებული მოძრაობისას ($dv/dt > 0$), ტანგენციური აჩქარების $\vec{a}_\tau$ ვექტორი ემთხვევა სიჩქარის ვექტორს, ხოლო, შენელებული მოძრა-



ნახ. 4.



ნახ. 5.

აობისას ($dv/dt < 0$) კი, $\vec{a}_\tau$ ვექტორი მიმართულია სიჩქარის ვექტორის საპირისპიროდ.

(21) ფორმულის თანახმად, სრული აჩქარების მოდული განისაზღვრება შემდეგი თანაფარდობით (ნახ. 5),

$$a = \sqrt{a_n^2 + a_\tau^2} = \sqrt{\left(\frac{dv}{dt}\right)^2 + \left(\frac{v^2}{R}\right)^2} \quad (24)$$

ნახაზიდან (ნახ. 5) აგრეთვე ჩანს, რომ როცა $\vec{a}$ და $\vec{\tau}$ ვექტორებს შორის კუთხე მახვილია, ადგილი აქვს აჩქარებულ მოძრაობას, ხოლო შენელებული მოძრაობისას კი φ კუთხე იქნება ბლაგვი. მრუდწირული მოძრაობა შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც წრეწირის რკალის გასწვრივ მოძრაობა (ნახ. 6)

აჩქარების ტანგენციური და ნორმალური მდგენელების გათვალისწინებით შეიძლება სხეულის მოძრაობის კლასიფიკაცია შემდეგი სახით:

1. $a_\tau = 0$, $a_n = 0$ - წრფივი თანაბარი მოძრაობა ($\vec{v} = const$). მექანიკური მოძრაობის ყველაზე მარტივი სახე. ამ შემთხვევაში მოძრაობის საშუალო სიჩქარე შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით,

$$v = \frac{\Delta r}{\Delta t} = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} \quad (25)$$

თუ დროის საწყის $t_1 = 0$ მომენტში $x_1 = 0$, ხოლო, დროის $t_2 = t$ მომენტში $x_2 = x$ მაშინ დროის ნებისმიერი მომენტისათვის წრფივი თანაბარი მოძრაობის განტოლება ჩაიწერება შემდეგი სახით,

$$x(t) = x_0 + vt \quad (26)$$

სიჩქარის და გავლილი გზის დროზე დამოკიდებულების გრაფიკები, როცა $x_0 = 0$ ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 7). როცა $x_0 \neq 0$, შესაძლებელია ორი შემთხვევა (ნახ. 8), რომელიც მათემატიკურად შეიძლება შემდეგნაირად წარმოვადგინოთ,

$$x(t) = x_0 \pm vt \quad (27)$$

2. $a_\tau = a = const$, $a_n = 0$ - წრფივი თანაბარცვლადი მოძრაობა. ასეთ შემთხვევაში, საშუალო სიჩქარის განმარტების თანახმად, შეიძლება დავწეროთ,

$$a_\tau \equiv a = \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{v_2 - v_1}{t_2 - t_1}$$

თუ დროის საწყის მომენტში, როცა $t_1 = 0$, საწყისი სიჩქარე $v_1 = v_0$, ხოლო, დროის $t_2 = t$ მომენტისათვის $v_2 = v$, მაშინ გვექნება,

$$a = \frac{v - v_0}{t}$$

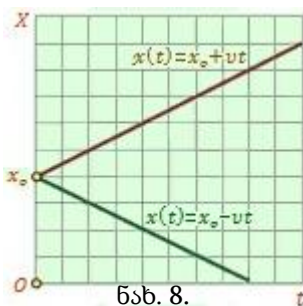
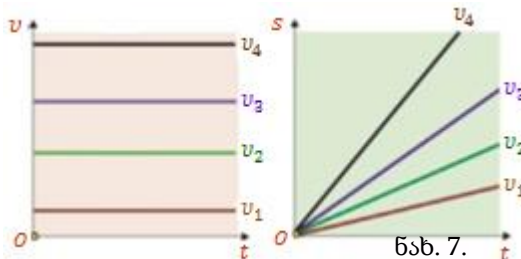
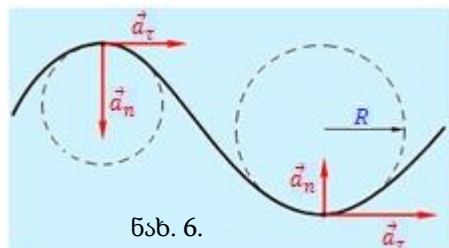
საიდანაც,

$$v = v_0 + at \quad (28)$$

აქედან განისაზღვრება თანაბარშენელებულად მოძრავი წერტილის სრული გაჩერების დრო,

$$t = \frac{v_0}{a} \quad (29)$$

როცა აჩქარებისა და სიჩქარის ვექტორები მიმართულებით ემთხვევიან, მოძრაობა იქნება თანაბარაჩქარებული, ხოლო, როცა აჩქარებისა და სიჩქარის ვექტორები საპირისპიროდ არიან



მიმართული მოძრაობა იქნება თანაბარშენელებული.

(28) განტოლებას თუ გავითვალისწინებთ (11) გამოსახულებაში და მოვახდენთ ინტეგრირებას, მიიღება გავლილი გზის ფორმულა,

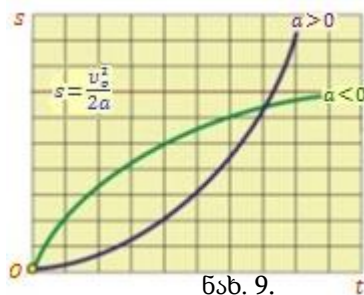
$$s = \int_0^{t_0} v dt = \int_0^{t_0} (v_0 + at) dt = v_0 t + \frac{at^2}{2} \quad (30)$$

გავლილი გზის დროზე დამოკიდებულების გრაფიკი არის პარაბოლა (ნახ. 9). სრულ გაჩერებამდე გავლილი გზა ტოლი კი იქნება,

$$s = v_0 \frac{v_0}{a} - \frac{a v_0^2}{2 a^2} = \frac{v_0^2}{2a} \quad (31)$$

(28) ფორმულიდან თუ განვსაზღვრავთ დროს და გავითვალისწინებთ (30) ფორმულაში, მიიღება,

$$s = v_0 \frac{v - v_0}{a} - \frac{a (v - v_0)^2}{2 a^2} = \frac{v^2 - v_0^2}{2a} \quad (32)$$



თანაბარცვლადი მოძრაობის კერძო შემთხვევას წარმოადგენს სხეულთა თავისუფალი ვარდნა და გასროლილი სხეულების მოძრაობა. თავისუფლად ვარდნილი სხეულების შემთხვევაში სამართლიანია შემდეგი მოძრაობის განტოლებები:

$$v = v_0 + gt, \quad h = v_0 t + \frac{gt^2}{2}, \quad v = \sqrt{v_0^2 + 2gh} \quad (33)$$

3. $a_\tau = f(t)$, $a_n = 0$ - წრფივი მოძრაობა ცვლადი აჩქარებით.

4. $a_\tau = 0$, $a_n = \text{const}$. როცა $a_\tau = 0$ სიჩქარის მოდულით არ იცვლება, არამედ იცვლება მიმართულებით. $a_n = v^2/R$ ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ სიმრუდის რადიუსი უნდა იყოს მუდმივი. ცხადია, რომ ადგილი აქვს წრფივ თანაბარ მოძრაობას წრეწირზე.

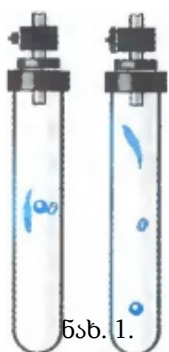
5. $a_\tau = 0$, $a_n = f(t)$ - წრფივი მრუდწირული მოძრაობა.

6. $a_\tau = \text{const}$, $a_n \neq f(t)$ - თანაბარცვლადი მრუდწირული მოძრაობა.

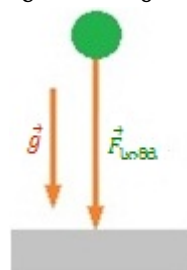
7. $a_\tau = f(t)$, $a_n \neq 0$ - მრუდწირული მოძრაობა ცვლადი აჩქარებით.

§5. სხეულთა თავისუფალი ვარდნა

სხეულთა თავისუფალი ვარდნა არის, სხეულთა მოძრაობა სიმძიმის ძალის მოქმედებით ჰაერის (გარემოს) წინაღობის არ არსებობისას (სიცარიელეში) (ნახ. 1). აჩქარებას, რომლითაც სხეულები მოძრაობენ თავისუფალი ვარდნის დროს, თავისუფალი ვარდნის აჩქარება ეწოდება. თავისუფალი ვარდნის აჩქარება აღინიშნება აჩქარებისგან განსხვავებული $\vec{g}$ სიმბოლოთი („ჟე“). მაგრამ, თავისუფალი ვარდნის აჩქარება და აჩქარება ერთი და იგივე ფიზიკური სიდიდეებია და გააჩნიათ ერთნაირი ფიზიკური აზრი. თავისუფალი ვარდნის აჩქარება მიმართულია ვერტიკალურად ქვევით. თავისუფალი ვარდნის აჩქარება რიცხობრივად ტოლია ერთეულოვან მასის სხეულზე მოქმედი სიმძიმის ძალის (ნახ. 2). თავისუფალი ვარდნის მართივი მაგალითს წარმოადგენს სხეულთა ვარდნა რაიმე h სიმაღლიდან, საწყისი სიჩქარის გარეშე ($v_0 = 0$). რადგან თავისუფალი ვარდნა წარმოადგენს თანაბარაჩქარებულ მოძრაობას საწყისი სიჩქარის გარეშე ($v_0 = 0$), ამიტომ, თუ



ნახ. 1.

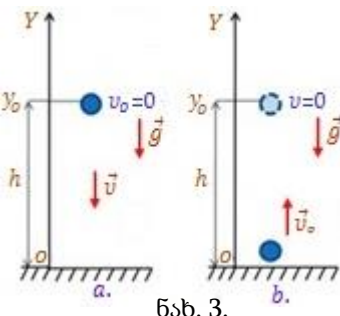


წახ. 2.

ОУ ღერძს მივმართავთ ვერტიკალურად ზევით, კოორდინატთა სათავეს შევუთავსებთ დედამიწას ზედაპირს, მაშინ თავისუფალი ვარდნის ანალიზისათვის შეიძლება ვისარგებლოთ თანაბარაჩქარეული მოძრაობის ფორმულებით, თუ s აღნიშვნას შევცვალოთ h აღნიშვნით, ხოლო, a აღნიშვნას კი g აღნიშვნით, მაშინ გვექნება,

$$v = v_0 \pm gt \text{ და } h = v_0 t \pm gt^2/2 \quad (1)$$

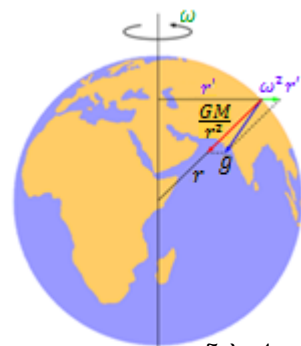
სადაც, „+“ ნიშანი იწერება იმ შემთხვევაში როცა სხეული მოძრაობს ვერტიკალურად ქვევით. ამ შემთხვევაში სიჩქარის ვექტორი მიმართულია ვერტიკალურად ქვევით, ემთხვევა მიმართულებით თავისუფალი ვარდნის აჩქარების ვექტორს და სხეული მოძრაობს აჩქარებულად (ნახ. 3a). ხოლო, „-“ ნიშანი კი იწერება იმ შემთხვევაში როცა სხეული მოძრაობს ვერტიკალურად ზევით. ამ შემთხვევაში სიჩქარის ვექტორი მიმართულია ვერტიკალურად ზევით, თავისუფალი ვარდნის აჩქარების ვექტორის საპირისპიროდ და სხეული მოძრაობს შენელებულად (ნახ. 3b). ამ ფორმულების გამოყენებით შეიძლება გამოვთვალოთ მოცემული სიმაღლიდან სხეულის ვარდნის დრო, სხეულის ვარდნის სიჩქარე, ვარდნის დაწყებიდან დროის ნებისმიერ მომენტში და ტრექტორიის ნებისმიერ წერტილში და ა.შ. ანალოგიური სახით განიხილება რაიმე v_0 საწყისი სიჩქარით ვერტიკალურად ზევით გასროლილი სხეულის მოძრაობა.



ნახ. 3.

თავისუფალი ვარდნის აჩქარება (g) დედამიწის ზედაპირზე იცვლება 9.780 მ/წმ^2 -დან (ეკვატორზე) 9.832 მ/წმ^2 -მდე (პოლუსებზე). საშუალო მნიშვნელობად მიღებულია 9.80665 მ/წმ^2 , რომელიც მიახლოებით ტოლია თავისუფალი ვარდნის აჩქარების 45.5° განედზე ზღვის დონეზე. მიახლოებითი გამოთვლებისას ჩვეულებრივ სარგებლობენ 9.81 და 9.8 , ან 10 მ/წმ^2 მნიშვნელობებით.

დედამიწისათვის თავისუფალი ვარდნის აჩქარება შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც ორი შესაკრების: დედამიწის მიზიდულობით გამოწვეული გრავიტაციული აჩქარების და დედამიწის ბრუნვასთან დაკავშირებული ცენტრიდანული აჩქარების ვექტორული ჯამი (ნახ. 4).



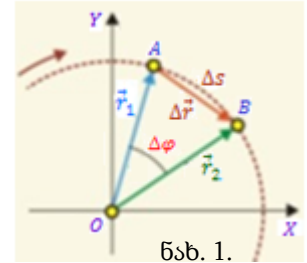
ნახ. 4.

ცენტრიდანული აჩქარება წარმოადგენს დედამიწის თავისი ღერძის გარშემო ბრუნვის შედეგს, რის გამოც დედამიწასთან დაკავშირებული ათვლის სისტემა არ არის ინერციალური. ბრუნვის ღერძიდან r' მანძილით დაშორებული წერტილის ცენტრიდანული აჩქარება ტოლია $\omega^2 r'$. სადაც, ω - დედამიწის ბრუნვის კუთხ-ური სიჩქარეა, რომელიც განისაზღვრება $\omega = 2\pi/T$ გამოსახულებით. სადაც, T არის ერთი ბრუნვის დრო (ბრუნვის პერიოდი), რომელიც დედამიწისათვის 86164.1 წმ ტოლია. ცენტრიდანული აჩქარება მიმართულია ბრუნვის ღერძიდან. დედამიწაზე ის იცვლება 0 -დან (პოლუსებზე) 3.4 სმ/წმ^2 -მდე (ეკვატორზე). ამასთან, თითქმის ყველგან (ეკვატორის გარდა) ის არ არის მიმართული გრავიტაციული მიმართულების გასწვრივ, რომელიც მიმართულია დედამიწის ცენტრისაკენ.

§6. ნივთიერი წერტილის კუთხური სიჩქარე და კუთხური აჩქარება

ნივთიერი წერტილის წრიულ ტრაექტორიაზე (წრეწირზე) მოძრაობისას $\vec{r}$ რადიუს-ვექტორის მოდული დროის მიხედვით არ იცვლება ($|\vec{r}| = \text{const}$), იცვლება მხოლოდ რადიუს-ვექტორის მიმართულება. ამიტომ, წრიულ ტრაექტორიაზე ნივთიერი წერტილის მოძრაობა, $\Delta\vec{r}$ გადაადგილების ვექტორთან ერთად, შეიძლება დავახასიათოთ $\Delta\varphi$ კუთხური გადაადგილებით (ანუ, მობრუნების კუთხით) (ნახ. 1). ამ შემთხვევაში ბრუნვითი მოძრაობის განტოლება შემდეგი სახით ჩაიწერება,

$$\varphi = f(t)$$



ნახ. 1.

სადაც, φ კოორდინატა იზომება რადიანებში და ერთ ბრუნს შეესაბამება 2π რადიანი, ანუ 360° . თუ წერტილმა შეასრულა N ბრუნი უძრავი ღერძის გარშემო, მაშინ კუთხური გზა განისაზღვრება როგორც,

$$\varphi = 2\pi N$$

ნივთიერი წერტილის წრეწირზე მოძრაობის შემთხვევაში, წრფივი სიჩქარისა და აჩქარების ანალოგიურად, შემოაქვთ კუთხური სიჩქარის (რომელიც ახასიათებს მობრუნების კუთხის დროით ცვლილების სისწრაფეს) და კუთხური აჩქარების (რომელიც ახასიათებს კუთხური სიჩქარის ცვლილების სისწრაფეს) ცნებები. დაუშვათ, რომ ნივთიერი წერტილი მოძრაობს r რადიუსის წრეწირზე (ნახ. 1) და Δt დროის განმავლობაში შემობრუნდა $\Delta\varphi$ კუთხით. ნივთიერი წერტილის შემობრუნების კუთხის, დროის იმ შუალედთან ფარდობას, რა დროშიც ეს შემობრუნება მოხდა, ნივთიერი წერტილის საშუალო კუთხური სიჩქარე ეწოდება,

$$\omega_{\text{საშ.}} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \quad (1)$$

ერთეულთა SI სისტემაში კუთხური სიჩქარის ერთეულია რადიანი/წამი (რად/წმ). (1) ფორმულაში თუ გადავათო ზღვარზე, როცა დროის შუალედი მიისწრაფვის ნულისაკენ ($\Delta t \rightarrow 0$), მიიღება მყისი კუთხური სიჩქარის მნიშვნელობა,

$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt} \quad (2)$$

ე.ი. მყისი კუთხური სიჩქარე (კუთხური სიჩქარე დროის მოცემულ მომენტში) ტოლია მობრუნების კუთხის დროით პირველი რიგის წარმოებულის.

ბრუნვითი მოძრაობისათვის დამახასიათებელია პერიოდულობა, ე.ი. შეასრულებს რა მბრუნავი წერტილი ერთ სრულ ბრუნს, ის გარკვეული დროის შემდეგ კვლავ დაუბრუნდება საწყის მდებარეობას. რაც გვადლევს საფუძველს შემოვიღოთ ბრუნვის პერიოდის (T) და სიხშირის (n) ცნებები. ბრუნვის პერიოდი არის დრო, რომლის განმავლობაში ნივთიერი წერტილი ასრულებს ერთ სრულ ბრუნს, ე.ი. შემობრუნდება 2π კუთხით. რადგან პერიოდის შესაბამის დროის $\Delta t = T$ შუალედს, შეესაბამება $\Delta\varphi = 2\pi$ მობრუნების კუთხე, ამიტომ, შეიძლება დავწეროთ, რომ კუთხური სიჩქარე ტოლია,

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (3)$$

საიდანაც შეიძლება განვსაზღვროთ ბრუნვის პერიოდი,

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \quad (4)$$

წრეწირზე თანაბარი მოძრაობისას, ერთეულ დროში შესრულებულ სრულ ბრუნთა რიცხვს, ბრუნვის სიხშირე ეწოდება. ბრუნვის სიხშირე განისაზღვრება როგორც,

$$n = \frac{1}{T} \quad (5)$$

(4) და (5) ფორმულების საფუძველზე შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi n \quad (6)$$

ბრუნვითი სიხშირის განზომილებაა ბრუნის წამთან, პერიოდის კი წამი.

თუ (2) გამოსახულებას ჩავწეროთ $d\varphi = \omega dt$ სახით და მოვახდენთ მის ინტეგრირებას, როცა $\omega = \text{const}$, მივიღებთ,

$$\varphi = \int \omega dt = \omega \int dt = \omega t + C$$

სადაც, C - ინტეგრირების მუდმივაა. $t = 0$ და $\varphi = \varphi_0$ საწყისი პირობების გათვალისწინებით, უკანასკნელი განტოლება მიიღებს შემდეგ სახეს,

$$\varphi = \varphi_0 + \omega t \quad (7)$$

როცა კუთხური სიჩქარე იცვლება, ასეთ შემთხვევაში კუთხური სიჩქარის ცვლილების სისწრაფის დასახასიათებლად შემოაქვთ კუთხური აჩქარების ცნება. ნივთიერი წერტილის კუთხური სიჩქარის ცვლილების, დროის იმ შუალედთან ფარდობას, რა დროშიც ეს ცვლილება მოხდა, ნივთიერი წერტილის საშუალო კუთხური აჩქარება ეწოდება,

$$\varepsilon_{\text{საშ.}} = \frac{\Delta\omega}{\Delta t} \quad (8)$$

ერთეულთა SI სისტემაში კუთხური აჩქარების ერთეულია რადიანი/წამი² (რად/წმ²). (8) ფორმულაში თუ გადავალთ ზღვარზე, როცა დროის შუალედი მიისწრაფვის ნულისაკენ ($\Delta t \rightarrow 0$), მიიღება მყისი კუთხური აჩქარების მნიშვნელობა,

$$\varepsilon = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\omega}{\Delta t} = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad (9)$$

ე.ი. მყისი კუთხური აჩქარება ტოლია, კუთხური სიჩქარის დროით პირველი რიგის წარმოებულის, ან, მობრუნების კუთხის დროით მეორე რიგის წარმოებულის. (9) გამოსახულებიდან შეიძლება დავწეროთ, რომ $d\omega = \varepsilon dt$, რომლის ინტეგრირებით მიიღება,

$$\omega = \int \varepsilon dt = \varepsilon \int dt = \varepsilon t + C_1$$

თუ დროის საწყის $t = 0$ მომენტში კუთხური სიჩქარე $\omega = \omega_0$, მაშინ მივიღებთ,

$$\omega = \omega_0 + \varepsilon t \quad (10)$$

(10) გამოსახულება ჩავწეროთ შემდეგი სახით,

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega_0 + \varepsilon t$$

აქედან,

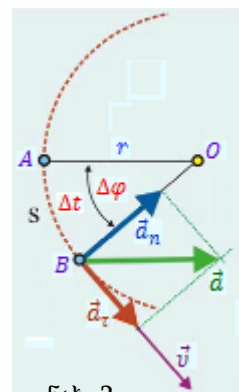
$$d\varphi = \omega_0 dt + \varepsilon t dt$$

რომლის ინტეგრირებით მიიღება,

$$\varphi = \varphi_0 + \omega_0 t + \frac{\varepsilon t^2}{2} \quad (11)$$

რომელსაც თანაბარცვლადი ($\varepsilon = \text{const}$) ბრუნვითი მოძრაობის განტოლება ეწოდება.

ნივთიერი წერტილის კუთხურ გადაადგილებას, შეესაბამება სრულიად განსაზღვრული ხაზოვანი გადაადგილება, რაც საფუძველს გვაძლევს დავამყაროთ კავშირი ხაზოვან და კუთხურ კინემატიკურ მახასიათებლებს შორის. დაუშვათ, რომ დროის საწყის მომენტში ($t = 0$), ნივთიერი წერტილი იმყოფება A მდებარეობაში, ხოლო, რაღაც მცირე Δt დროის შუალე-



ნახ. 2.

დში შემობრუნდა $\Delta\varphi$ კუთხით, ისე, რომ გაიარა s სიგრძის რკალის მონაკვეთი (ნახ. 2). კუთხური გადაადგილების საკმაოდ მცირე მნიშვნელობისას: $s = r\Delta\varphi$. ნივთიერი წერტილის s სიგრძის რკალის მონაკვეთის გასწვრივ გადაადგილებისას, წერტილის ხაზოვანი სიჩქარის საშუალო მნიშვნელობა შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით,

$$v_{\text{საშ.}} = \frac{\Delta s}{\Delta t} \cong r \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$$

ანუ,

$$v = r \frac{d\varphi}{dt} = \omega r \quad (12)$$

რაც გამოსახავს, ნივთიერი წერტილის ხაზოვან და კუთხურ სიჩქარეებს შორის კავშირს.

ცხადია, რომ ნივთიერი წერტილის წრიულ ტრაექტორიაზე მოძრაობისას აჩქარების ტანგენციური მდგენელი ტოლი იქნება,

$$a_\tau = \frac{dv}{dt} = \frac{d(\omega r)}{dt} = r \frac{d\omega}{dt} = \varepsilon r \quad (13)$$

ხოლო, აჩქარების ნორმალური მდგენელი კი ტოლი იქნება,

$$a_n = \frac{v^2}{r} = \frac{(\omega r)^2}{r} = \omega^2 r \quad (14)$$

სრული აჩქარების მოდული ტოლი იქნება,

$$a = \sqrt{a_n^2 + a_\tau^2} = r\sqrt{\varepsilon^2 + \omega^4} \quad (15)$$

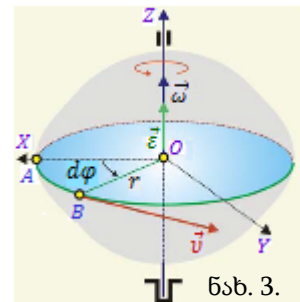
თუ ელემენტარულ შემობრუნების $d\varphi$ სიდიდეს განვიხილავთ, როგორც $d\vec{\varphi}$ ვექტორს, მაშინ კუთხური სიჩქარე და კუთხური აჩქარებაც შეიძენენ ვექტორულ აზრს (ნახ. 3)

$$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}, \quad \vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} \quad (16)$$

ასეთ შემთხვევაში ხაზოვანი სიჩქარე განისაზღვრება შემდეგი ვექტორული ნამრავლის სახით,

$$\vec{v} = [\vec{\omega}\vec{r}] = \omega r \sin(\vec{\omega}, \vec{r}) \quad (17)$$

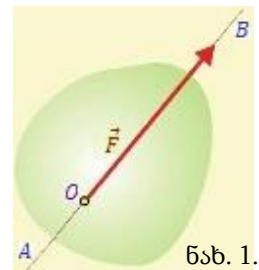
კუთხური სიჩქარის ვექტორი ($\vec{\omega}$) მიმართულია ბრუნვის ღერძის მიმართულების გასწვრივ ისე, რომ ემთხვევა ხრახნის წვერის გადატანითი მოძრაობის მიმართულებას, როცა ხრახნის თავი ბრუნავს წერტილის მოძრაობის მიმართულებით. ხოლო, კუთხური აჩქარების $\vec{\varepsilon}$ ვექტორის მიმართულება ემთხვევა $\vec{\omega}$ კუთხური სიჩქარის ვექტორის მიმართულებას აჩქარებული ბრუნვისას, და მიმართულია საპირისპიროდ შენელებული ბრუნვისას.



თავი 2. მექანიკური ძალები.

§7. ძალა. მექანიკური სისტემის ცნება. სისტემის მასა და მასათა ცენტრი

ცდები გვიჩვენებენ, რომ ბუნებაში არსებული სხეულები ურთიერთქმედებენ ურთიერთშორის. სხეულების, ან, სხეულების შემადგენელი ნაწილაკების ურთიერთქმედების ზომას წარმოადგენს ძალა. ძალა არის ვექტორული სიდიდე და წარმოადგენს სხეულზე სხვა სხეულების, ან, ველების მხრივ მექანიკური ზემოქმედების ზომას, რის შედეგადაც სხეული შეიძენს აჩქარებას, ან, იცვლის თავის ფორმას და ზომას. ძალის მოდების წერტილიდან ამ ძალის მოქმედების მიმართულებით გავლებულ წრფეს ძალის მოქმედების წრფე ეწოდება (ნახ. 1). თუ ნივთიერ წერტილზე (სხეულზე) ერთდროულად

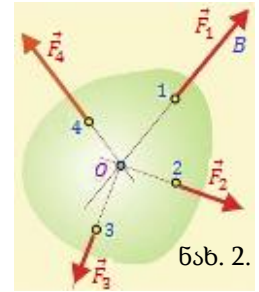


მოქმედებს რამოდენიმე $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$ ძალა (ნახ. 2), მაშინ ისინი შეიძლება შევცვალოთ მათი ექვივალენტური ერთი $\vec{F}$ ძალით, რომელიც ტოლია მათი გეომეტრიული ჯამ-ის: $\vec{F} = \sum \vec{F}_i$ და ჯამური, ან, ტოლქმედი ძალა ეწოდება. ტოლქმედი ძალის პოვნის გეომეტრიული მეთოდი სამი $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3$ ძალისაგან შემდგარი სისტემისათვის ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 3). ძალები გადავიტანოთ მოქმედების წრფეების გასწვრივ ისეთნაირად, რომ მათი ვექტორების დასაწყისები ემთხვეოდეს O წერტილს (ნახ. 3). შემდეგ $\vec{F}_1, \vec{F}_2$ ვექტორებზე ავაგოთ პარალელოგრამი, რომლის დიაგონალი $\vec{F}_1 + \vec{F}_2$ იქნება მათი ჯამი. შემდეგ, $\vec{F}_1 + \vec{F}_2$ და $\vec{F}_3$ ვექტორებზე ავაგოთ მეორე პარალელოგრამი, რომლის დიაგონალი $\vec{F}$ იქნება $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3$ ძალების ტოლქმედი. ძალთა ტოლქმედის რიცხვითი მნიშვნელობა განისაზღვრება შემდეგნაირად,

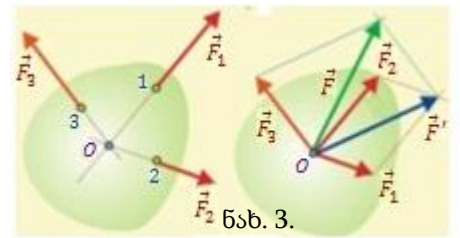
$$|\vec{F}_1 + \vec{F}_2| = F' = \sqrt{F_1^2 + F_2^2 + 2F_1F_2\cos(\vec{F}_1; \vec{F}_2)}$$

ხოლო,

$$|\vec{F}| = F = \sqrt{F_3^2 + F'^2 + 2F_3F'\cos(\vec{F}_3; \vec{F}')}$$

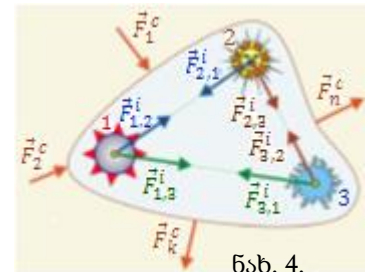


ნახ. 2.



ნახ. 3.

მექანიკური სისტემის ცნება. სხეულთა სისტემას, რომელიც იმდენადაა დაშორებული ყველა სხვა დანარჩენი სხეულებისაგან, რომ ისინი პრაქტიკულად არ ახდენენ არავითარ გავლენას მოცემულ სისტემაზე, იზოლირებული (ან, ჩაკეტილი) სისტემა ეწოდება. სისტემის სხეულები შეიძლება ურთიერთქმედებდნენ მხოლოდ ურთიერთშორის. ერთმანეთთან ურთიერთმოქმედ ნივთიერი წერტილთა (სხეულთა) ერთობლიობას მექანიკური სისტემა ეწოდება. განვიხილოთ სამი ნივთიერი წერტილისაგან შემდგარი მარტივი მექანიკური სისტემა (ნახ. 4), რომელზედაც მოქმედებს რამოდენიმე სხვადასხვა ძალა. ყველა ეს ძალები შეიძლება დავყოთ ორ კატეგორიად. სისტემის წერტილთა (სხეულთა), ერთმანეთთან ურთიერთქმედებებით გამოწვეული ძალებს, მოცემული სისტემის შიგნით ძალები ეწოდებათ. მოცემული სისტემის გარე სხეულებთან ურთიერთქმედების ძალებს, გარე ძალები ეწოდებათ. როცა მექანიკურ სისტემაზე არ მოქმედებენ გარე ძალები, მიიღება იზოლირებული (ჩაკეტილი) სისტემა.

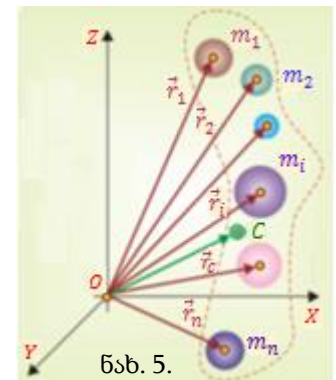


ნახ. 4.

სისტემის მასა და მასათა ცენტრი. მექანიკური სისტემის მოძრაობა, მოქმედ ძალებთან ერთად განისაზღვრება მისი მასით და განსახილველი სისტემის საზღვრებში მასის განაწილებით. მექანიკური სისტემის მასა განისაზღვრება მოცემულ სისტემაში შემავალი ყველა წერტილის (სხეულის) მასების ალგებრული ჯამით,

$$m = \sum_{i=1}^n m_i \quad (2)$$

მექანიკური სისტემის შიგნით მასის განაწილება ხასიათდება მასათა ცენტრის, ან, ინერციის ცენტრის მდებარეობით. მასათა ცენტრის მდებარეობა რაიმე არჩეული ათვლის სისტემის მიმართ განისაზღვრება $\vec{r}_c$ რადიუს-ვექტორით, რომელიც რიცხობრივად ტოლია სისტემის ყველა წერტილის მასების, მათ $\vec{r}_i$ რადიუს-ვექტორებზე ნამრავლის, მთლიანი სისტემის მასასთან ფარდობის (ნახ. 5),



ნახ. 5.

$$\vec{r}_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{r}_i}{m} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^n m_i \vec{r}_i \quad (3)$$

მასათა ცენტრი წარმოადგენს პირობით გეომეტრიულ წერტილს, რომელშიც კონცენტრირებულია მთლიანი სისტემის მასა. კერძოდ, (3) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ სისტემის მასათა ცენტრი დამოკიდებულია მოცემული სისტემის შემადგენელი მასების სიდიდესა და განაწილებაზე და არ არის დამოკიდებული გარე ძალებზე, რომელთა მოქმედებითაც ის მოძრაობს, ან, იმყოფება სტატიკური წონასწორობის პირობებში. დედამიწის ზედაპირის მახლობლობაში მასათა ცენტრი ემთხვევა სიმძიმის ცენტრს,

$$\vec{r}_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{g} \vec{r}_i}{mg} = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{F}_{\text{სიმძ.}i} \vec{r}_i}{F_{\text{სიმძ.}}} \quad (4)$$

(4) განტოლება არ არის სამართლიანი ყველა შემთხვევაში. ე.ი. მასათა ცენტრის და სიმძიმის ცენტრის ცნებები ყველა შემთხვევაში არ ემთხვევიან. სიმძიმის ცენტრის ცნება გამოიყენება უცვლელი სისტემების, მაგალითად, მყარი სხეულებისათვის.

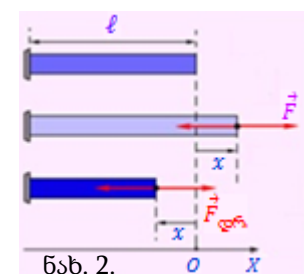
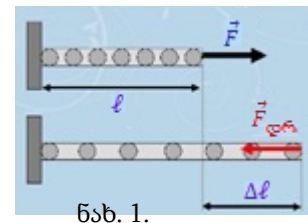
თანამედროვე ფიზიკაში განასხვავებენ შემდეგი ტიპის ურთიერთქმედებებს:

1. გრავიტაციულს, რომელიც წარმოიშობა სხეულებს შორის გრავიტაციული მიზიდვის შედეგად.
2. ელექტრომაგნიტურს, რომელიც წარმოიშობა დამუხტულ ნაწილაკებსა და სხეულებს შორის.
3. ძლიერს, ანუ, ბირთვულს, რომელიც დამახასიათებელია ელემენტარული ნაწილაკების ურთიერთქმედებებისათვის.
4. სუსტ ურთიერთქმედებას, რომელიც დამახასიათებელია ზოგიერთი ელემენტარული ნაწილაკების გარდაქმნებისათვის.

მექანიკური პროცესების შესწავლისას ძირითადად გვხდება შემდეგი ძალები: დრეკადობის, ხახუნის და გრავიტაციული ძალები.

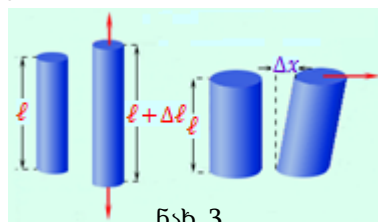
§8. დრეკადობის ძალა

ბუნებაში არსებული ყველა რეალური სხეული, ძალის მოქმედებით იცვლის თავის ფორმასა და ზომას. ასეთ ცვლილებებს დეფორმაცია ეწოდება. სხეულის დეფორმაციისას, ატომებსა და მოლეკულებს შორის ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედების შედეგად წარმოიშობა ძალა, რომელიც ცდილობს აღადგინოს სხეულის ფორმა და ზომა (ნახ. 1). ეს არის დრეკადობის ძალა. ძალას, რომელიც აღიმკვრება სხეულის დეფორმაციისას და მიმართულია სხეულის შემადგენელი ნაწილაკების გადაადგილების საპირისპიროდ, დრეკადობის ძალა ეწოდება. როდესაც გარეშე ძალების მოქმედების შედეგ სხეული დეფორმირებულია თავდაპირველ ფორმასა და ზომას, დეფორმაციას ეწოდება დრეკადი. როდესაც გარეშე ძალების მოქმედების შედეგ სხეული ინარჩუნებს დეფორმაციას, პლასტიკური (ან, ნარჩენი) დეფორმაცია ეწოდება. რეალური სხეულის დეფორმაცია ყოველთვის პლასტიკურია, რადგან გარეშე ძალების მოქმედების შედეგ დეფორმაცია მთლიანად არ ქრება. მაგრამ, თუ ნარჩენი დეფორმაცია მცირეა, მაშინ ის შეიძლება უგულებელვყოთ და განვიხილოთ როგორც დრეკადი დეფ-



ორმაცია. დეფორმაციის მარტივი სახეა გაჭიმვის ($x > 0$) და შეკუმშვის ($x < 0$) დეფორმაციები (ნახ. 2). არსებობს აგრეთვე ძვრის, ღუნვის და გრეხის დეფორმაციები (ნახ. 3).

განვიხილოთ ℓ სიგრძის და S განიკვეთის ფართობის ერთგვაროვანი ღერო რომლის ბოლოებზე მისი ღერძის გასწვრივ მოდებულია $\vec{F}_1$ და $\vec{F}_2$ ძალები ($F_1 = F_2 = F$), რომელთა მოქმედების შედეგად ღეროს სიგრძე იცვლება $\Delta\ell$ სიდიდით (ნახ. 4). ცხადია, რომ გაჭიმვისას $\Delta\ell$ დადებითია, ხოლო შეკუმშვისას კი - უარყოფითი. განიკვეთის ერთეულ ფართობზე მოქმედ ძალას მექანიკურ ძაბვა ეწოდება,



ნახ. 3.

$$\sigma = \frac{F}{S} \quad (1)$$

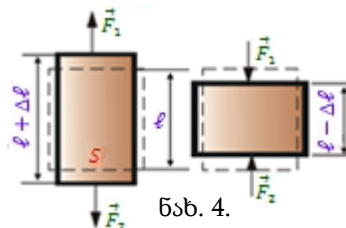
როდესაც ძალა მიმართულია ზედაპირის ნორმალისადმი, ძაბვას ეწოდება ნორმალური, ხოლო, როცა ზედაპირის მხებისადმი - ტანგენციური.

დეფორმაციის ხარისხის რაოდენობრივი მახასიათებელია ფარდობითი დეფორმაცია. ღეროს სიგრძის ფარდობითი ცვლილება (გრძივი დეფორმაცია) ტოლია,

$$\varepsilon = \frac{\Delta\ell}{\ell} \quad (2)$$

ხოლო, ფარდობითი განივი გაჭიმვა (შეკუმშვა),

$$\varepsilon' = \frac{\Delta d}{d} \quad (3)$$



ნახ. 4.

სადაც, d - ღეროს დიამეტრია. ε და ε' ყოველთვის გააჩნიათ განსხვავებული ნიშნები - გაჭიმვისას $\Delta\ell$ დადებითია, ხოლო Δd უარყოფითი. შეკუმშვისას $\Delta\ell$ უარყოფითია, ხოლო Δd დადებითი.

მცირე დეფორმაციებისას, σ ძაბვა, ε ფარდობითი წაგრძელების პროპორციულია,

$$\sigma = E\varepsilon \quad (4)$$

სადაც, E პროპორციულობის კოეფიციენტს, იუნგის მოდული ეწოდება, ინგლისელი მეცნიერის თ. იუნგის (1773–1825) საპატივცემულოდ. (1), (2) და (4) ფორმულების საფუძველზე შეიძლება დავეწეროთ, რომ

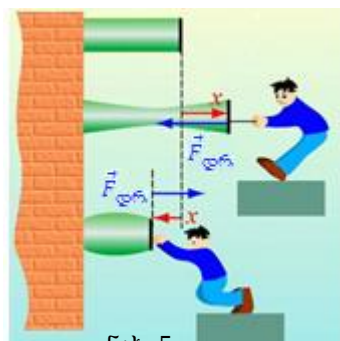
$$\varepsilon = \frac{\Delta\ell}{\ell} = \frac{\sigma}{E} = \frac{F}{E \cdot S} \quad (5)$$

საიდანაც,

$$F = \frac{E \cdot S}{\ell} \Delta\ell = k \Delta\ell \quad (6)$$

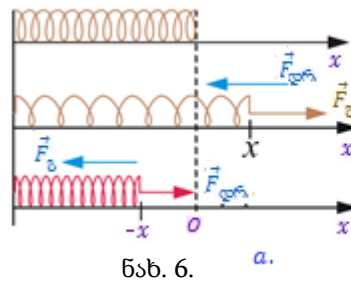
რომელიც გამოსახავს ჰუკის კანონს, ღეროს გაჭიმვისა და შეკუმშვის დეფორმაციებისას (ნახ. 5). ჰუკის კანონის თანახმად, დრეკადი დეფორმაციისას მოქმედი ძალა ღეროს წაგრძელების პროპორციულია, მაგრამ ის მიახლოებითი კანონია, რადგან სამართლიანია მცირე დეფორმაციებისას. დიდი დეფორმაციებისას ის არ სრულდება: სხეული ან დაიშლება, ან დაირღვევა დეფორმაციასა და მოდებულ ძაბვას შორის პროპორციულობა. k პროპორციულობის კოეფიციენტი, დრეკადობის კოეფიციენტი ეწოდება (ზამბარისათვის სიხისტე). ის დამოკიდებულია სხეულის ფორმასა და ზომაზე და აგრეთვე მასალაზე. ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში (SI) სიხისტის ერთეულია ნ/მ.

ტექნიკაში ფართოდ გამოიყენება სპირალის ფორმის ზამბა-

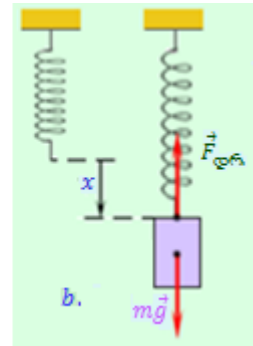


ნახ. 5.

რები (ნახ. 6, *a*). ზამბარის გაჭიმვისას, ან შეკუმშვისას წარმოიშობა დრეკადობის ძალა, რომელიც აგრეთვე აღიწერება ჰუკის კანონით. დრეკადი ძალები წარმოიშობიან მთელს დეფორმირებულ ზამბარაში. ზამბარის ნებისმიერი ნაწილი მოქმედებს სხვა ნაწილზე $F_{დრ}$ დრეკადობის ძალით. ზამბარები შეიძლება გამოყენებული იქნენ ძალის გასაზომად. ძალის ერთეულებში დაგრადუირებულ გაჭიმული ზამბარას დინამომეტრი ეწოდება (ნახ. 6, *b*).



ნახ. 6.

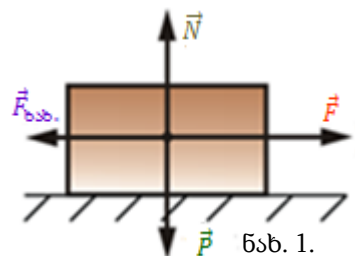


§9. ხახუნის ძალა

ცდებით დადგენილია, რომ ნებისმიერი სხეულის, სხვა სხეულის ჰორიზონტალური ზედაპირის გასწვრივ მოძრაობისას, თუ მასზე სხვა სხეულები არ მოქმედებენ, რაღაც დროის შემდეგ მოძრაობა შენელდება და ბოლოს გაჩერდება. მექანიკური თვალსაზრისით ეს აიხსნება რაღაც ძალის არსებობით, რომელიც ეწინააღმდეგება მოძრაობას. ეს არის ხახუნის ძალა - ძალა, რომელიც აღიძვრება ერთი სხეულის მეორის ზედაპირზე მოძრაობისას, მიმართული მოცემული სხეულის ფარდობითი გადაადგილების საპირისპიროდ და მოდებულია შემხები ზედაპირების მხების გასწვრივ. ხახუნის ძალას, ისევე როგორც დრეკადობის ძალას გააჩნია ელექტრომაგნიტური ბუნება. ისინი წარმოიშობიან შემხები სხეულების ატომებსა და მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედების შედეგად.

განასხვავებენ გარე (მშრალ) და შიგა (თხევად, ანუ ბლანტ) ხახუნს. გარე ხახუნი წარმოიშობა ორი ურთიერთშემხები მყარი სხეულის ფარდობითი გადაადგილებისას. როცა ურთიერთშემხები სხეულები უძრავია ერთმანეთის მიმართ, ადგილი აქვს უძრაობის ხახუნს. ხოლო, ურთიერთშემხები სხეულების ფარდობითი გადაადგილებისას, ადგილი აქვს სრიალის და გორვის ხახუნს. შიგა ხახუნი წარმოიშობა სხეულების სითხეებსა და აირებში გადაადგილებისას, ან, ერთი და იგივე სხეულის სხვადასხვა ნაწილების ფარდობითი გადაადგილებისას (მაგალითად, სითხის ან, აირის სხვადასხვა ფენებს შორის, რომელთა სიჩქარეები იცვლება ერთი ფენიდან მეორეზე გადასვლისას).

განვიხილოთ რაიმე ჰორიზონტალური ზედაპირზე მოთავსებული m მასის სხეული (ნახ. 1). უძრაობის მდგომარეობაში სხეულის $\vec{P}$ წონა გაწონასწორებულია ზედაპირის მხრივ მოქმედი ნორმალური წნევის $\vec{N}$ ძალით. თუ სხეულზე მოვდებთ ჰორიზონტალურ $\vec{F}$ ძალას, მაშინ, ცდები გვიჩვენებენ, რომ როცა F ძალა არ აღემატება რაღაც განსაზღვრულ F_0 სიდიდეს ($F < F_0$), მაშინ სხეული იქნება უძრაობის მდგომარეობაში. აქედან გამომდინარეობს, რომ სხეულზე ზედაპირის მხრივ მოქმედებს სიდიდით ტოლი და საპირისპიროდ მიმართული ძალა, რომელიც აწონასწორებს F ძალას. ეს არის ხახუნის ძალა ($\vec{F}_{ხახ.$), კერძოდ, უძრაობის ხახუნის ძალა. ასეთივე, მაგრამ საპირისპიროდ მიმართული ხახუნის ძალა მოქმედებს ზედაპირზე სხეულის მხრივ.



ნახ. 1.

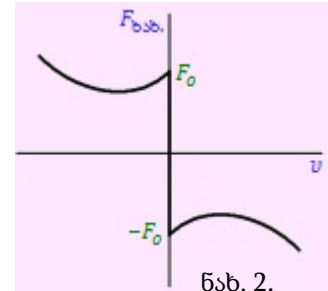
დაუშვათ ახლა, რომ სხეული სრიალებს ზედაპირზე v სიჩქარით. თანაბარი მოძრაობისას, მოქმედი $\vec{F}$ ძალა კვლავ გაწონასწორებული იქნება $\vec{F}_{\text{სხ.}}$ ხახუნის ძალით. როცა წონასწორობას არ აქვს ადგილი, მოძრაობა იქნება აჩქარებული. ორივე შემთხვევაში ხახუნის ძალა დამოკიდებულია სიჩქარეზე (ნახ. 2, გრაფიკიდან ჩანს, რომ $F_{\text{სხ.}}$ და v ყოველთვის საპირისპიროა). სხეულზე მოდებული ხახუნის ძალა ყოველთვის მოქმედებს სხეულის მოძრაობის მიმართულების საპირისპიროდ. როცა $v = 0$, გრაფიკს გააჩნია ვერტიკალური წრფივი მონაკვეთის სახე. რაც გვიჩვენებს, რომ უძრაობის ხახუნი შეიძლება ღებულობდეს ნებისმიერ მნიშვნელობას, $-F_0$ -დან, $+F_0$ -მდე. სიჩქარის სიდიდის გაზრდისას, ხახუნის ძალა ჯერ კლებულობს, აღწევს მინიმუმს, ხოლო, შემდეგ კი იწყებს ზრდას. მრუდი სიმეტრიულია კოორდინატთა სათავის მიმართ, $+F(+v) = -F(-v)$. კულონის მიერ ექსპერიმენტულად დადგენილი იქნა, რომ ხახუნის ძალა არ არის დამოკიდებული ზედაპირის ფართობზე, რომელთანაც სხეული შეხებაში იმყოფება, და პროპორციულია $\vec{N}$ ნორმალური წნევის ძალის, რომლითაც ერთი სხეული მოქმედებს მეორეზე. ამიტომ შეიძლება დავწეროთ,

$$\vec{F}_{\text{სხ.}} = \mu \vec{N} \quad (1)$$

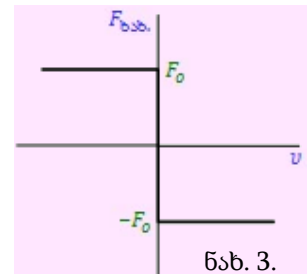
სადაც, μ - ხახუნის კოეფიციენტი უძრავ მდგომარეობაში, რომელიც დამოკიდებულია შემხები ზედაპირების თვისებებსა და მდგომარეობაზე. როცა სხეული სრიალებს მეორე სხეულის ზედაპირის გასწვრივ, მაშინ μ -ს სრიალის ხახუნის კოეფიციენტი ეწოდება. როცა სხეულები უძრავია ერთმანეთის მიმართ, მაშინ მას უძრაობის ხახუნის კოეფიციენტი ეწოდება. ამ შემთხვევაში იგულისხმება, რომ (1) ფორმულაში $F_{\text{სხ.}}$ ტოლია F_0 , ე.ი. მაქსიმალური მნიშვნელობის, რომელიც შეიძლება მიიღოს უძრაობის ხახუნის ძალამ. ნახაზის (ნახ. 2) თანახმად, μ ხახუნის კოეფიციენტი დამოკიდებულია v სიჩქარეზე. კულონის მიერ აგრეთვე დადგენილი იქნა, რომ ეს დამოკიდებულება სუსტია და როცა არ მოითხოვება დიდი სიზუსტე, შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ μ ხახუნის კოეფიციენტი არ არის დამოკიდებული სიჩქარეზე. მაშინ მრუდი (ნახ. 2) მიიღებს ნახაზზე (ნახ. 3) ნაჩვენებ სახეს. ხახუნის ძალა ამ იდეალურ შემთხვევაშიც დამოკიდებულია სიჩქარეზე.

გორვის ხახუნის ქვეშ იგულისხმება ხახუნი სფერული და ცილინდრული ფორმის სხეულებს შორის, რომლებიც ასრულებენ გორვით მოძრაობას სრიალის გარეშე ჰორიზონტალური, ან მრუდი ზედაპირის გასწვრივ. გორვის ხახუნი ფორმალურად აღიწერება იმავე კანონებით, როგორითაც სრიალის ხახუნი. მაგრამ, გორვის ხახუნის კოეფიციენტი გაცილებით ნაკლებია, ვიდრე სრიალის ხახუნის.

თხევადი (ანუ ბლანტი) ხახუნის დროს, საკუთარი შინაგანი ხახუნით განპირობებული ძალებთან ერთად, მოძრავ სხეულის ზედაპირზე, გარემოს მხრივ მოქმედებს აგრეთვე ნორმალური წნევის ძალები, რომელთა ჯამურ ძალას გააჩნია მდგენელი, რომელიც მიმართულია სხეულის მოძრაობის საპირისპიროდ. ამ მდგენელს გარემოს წინაღობის ძალა ეწოდება. დიდი სიჩქარეებისას, ის ბევრჯერ აღემატება საკუთრივი ბლანტი ხახუნით განპირობებულ წინაღობის ძალას. სხეულის ბლანტი სითხეში მოძრაობის განხილვისას, მიზანშეწონილია ეს ორი ძალა გავაერთიანოთ ერთად. ასეთ ჯამური ძალას, რომელიც მიმართულია მოძრავი სხეულის სიჩქარის საპირისპიროდ, პირობითად აგრეთვე ხახუნის ძალას უწოდებენ და $F_{\text{სხ.}}$ აღნიშნავენ. მცირე სიჩქარეებისას $F_{\text{სხ.}}$ ძალა სიჩქარის პროპორციულია,



ნახ. 2.



ნახ. 3.

$$\vec{F}_{\text{ბბ.}} = -k_1 \vec{v} \quad (2)$$

სიჩქარის გზრდისას, ხახუნის ძალა სიჩქარის კვადრატის პროპორციულად იზრდება,

$$\vec{F}_{\text{ბბ.}} = -k_2 v^2 \frac{\vec{v}}{v} = -k_2 v \vec{v} \quad (3)$$

k_1 და k_2 კოეფიციენტები დამოკიდებულია სხეულის ფორმასა და ზომებზე, მისი მოძრაობის მიმართულებაზე, სხეულის ზედაპირის მდგომარეობაზე და გარემომცველი გარემოს თვისებებზე. თუ ხელოვნურად გავზრდით სხეულის ზედაპირს და მივცემთ მას შესაბამის ფორმას, შეიძლება გავზარდოთ k_1 და k_2 კოეფიციენტები. რაც საფუძვლად უდევს პარაშუტების მოწყობილობას და მოქმედებას.

განვსაზღვროთ ხახუნის კოეფიციენტის მნიშვნელობა. როცა $F < F_{\text{ბბ.}}$, სხეული იმყოფება უძრავ მდგომარეობაში დახრილ სიბრტყეზე. თუ სხეული მოთავსებულია α დახრის კუთხის მქონე დახრილ სიბრტყეზე (ნახ. 4), მაშინ ის მოვა მოძრაობაში მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა სიმძიმის ძალის F მდგენელი, მეტი იქნება ხახუნის ძალაზე. ცხადია, რომ ზღვრულ შემთხვევაში (სხეულის სრიალის დაწყება) $F = F_{\text{ბბ.}}$, ანუ,

$$F_{\text{სიმძ.}} \sin \alpha = \mu F_{\text{სიმძ.}} \cos \alpha$$

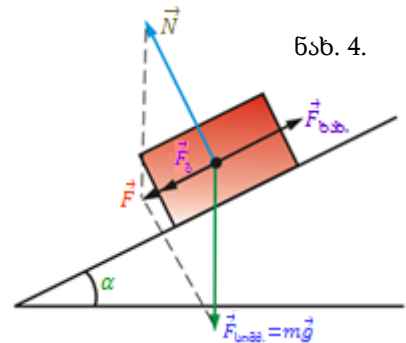
აქედან,

$$\mu = \tan \alpha_0$$

როცა $\alpha > \alpha_0$, სხეული დაიწყებს მოძრაობას (სრიალს) დახრილ სიბრტყეზე,

$$a = \frac{g(\sin \alpha - \mu \cos \alpha)}{m}$$

აჩქარებით. ხახუნი დიდ როლს თამაშობს ბუნებასა და ტექნიკაში.



ნახ. 4.

§10. მიზიდულობის ძალა

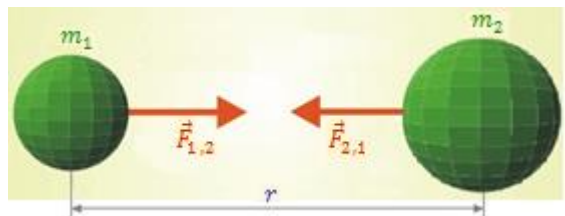
ნებისმიერი ორი ნივთიერი წერტილი (სხეული) მიიზიდებიან ძალით, რომელიც მათი მასების ნამრავლის პირდაპირპროპორციულია და უკუპროპორციულია მათ შორის მანძილის კვადრატის,

$$F = G \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} \quad (1)$$

რომელსაც მსოფლიო მიზიდულობის (ან, გრავიტაციული) ძალა ეწოდება. რომელიც ვექტორული სახით შემდეგნაირად ჩაწერება,

$$\vec{F} = -G \frac{m_1 m_2}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}$$

სადაც, $G = 6.6745 \cdot 10^{-11} \text{ მ}^3 / (\text{კგ} \cdot \text{წმ}^2)$ პროპორციულობის კოეფიციენტს მსოფლიო მიზიდულობის (ან, გრავიტაციული) მუდმივა ეწოდება. m_1 და m_2 ნივთიერი წერტილების (სხეულების) მასებია, $\vec{r}$ - ერთი ნივთიერი წერტილიდან მეორესადმი გავლებული რადიუს-ვექტორია, რომელიც აბსოლუტური სიდიდით მათ შორის r მანძილის ტოლია (ნახ. 1). „-“ ნიშანი გვიჩვენებს, რომ $\vec{r}$ რადიუს-ვექტორი და $\vec{F}$ ძალა ურთერთსაპირისპიროდაა მიმართული.



ნახ. 1.

მიზიდულობის ძალა მიმართულია ურთიერთმოქმედი სხეულების შემაერთებელი წრფის გასწვრივ. ბუნების მრავალი მოვლენა აიხსნება მსოფლიო მიზიდულობის ძალის მოქმედებით. მზის სისტემაში პლანეტების მოძრაობა, დედამიწის ხელოვნური თანამგზავრების მოძრაობა, ბალისტიკური რაკეტების მოძრაობის ტრაექტორიები, სხეულების მოძრაობა დედამიწის ზედაპირის მახლობლად - ყველა ეს მოვლენა აიხსნება მსოფლიო მიზიდულობის კანონის და დინამიკის კანონების საფუძველზე. მსოფლიო მიზიდულობის ძალის ერთ-ერთი გამოვლენაა სიმძიმის ძალა. ძალას, რომლითაც დედამიწა მიიზიდევს მის მახლობლად განლაგებულ სხეულებს, რის შედეგად სხეულები მოძრაობენ g თავისუფალი ვარდნის აჩქარებით, სიმძიმის ძალა ეწოდება,

$$\vec{F}_{\text{სიმ.}} = m\vec{g} \quad (2)$$

სადაც, $\vec{g}$ - თავისუფალი ვარდნის აჩქარებაა. ნახაზზე (ნახ. 2) ნაჩვენებია კოსმოსურ ხომალდში, კოსმონავტზე მოქმედი მიზიდულობის ძალის ცვლილება დედამიწიდან დაშორებისას. ძალა, რომლითაც კოსმონავტი მიიზიდება დედამიწის მიერ, მისი ზედაპირის მახლობლად, მიღებულია 700ნ ტოლად.

თუ უგულებელვყოფთ დედამიწის თავისი ღერძის გარშემო ბრუნვას, მაშინ სიმძიმის ძალა და გრავიტაციული მიზიდვის ძალა შეიძლება ჩავთვალოთ ერთმანეთის ტოლი და შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$mg = G \frac{m \cdot M}{r^2} \quad (3)$$

სადაც, M - დედამიწის მასაა, r - სხეულსა და დედამიწის ცენტრს შორის მანძილი. საიდანაც, შეიძლება განვსაზღვროთ თავისუფალი ვარდნის აჩქარება,

$$g = G \frac{M}{r^2} \quad (4)$$

დედამიწის (ან სხვა პლანეტის) ზედაპირიდან h სიმაღლეზე თავისუფალი ვარდნის აჩქარება გამოითვლება ფორმულით,

$$g(h) = G \frac{M}{(R_o + h)^2}$$

ცხადია, რომ როცა სხეული მოთავსებულია დედამიწის ზედაპირიდან რაიმე h სიმაღლეზე. მაშინ სიმძიმის ძალა,

$$F_{\text{სიმ.}} = G \frac{m \cdot M}{(R_o + h)^2} \quad (5)$$

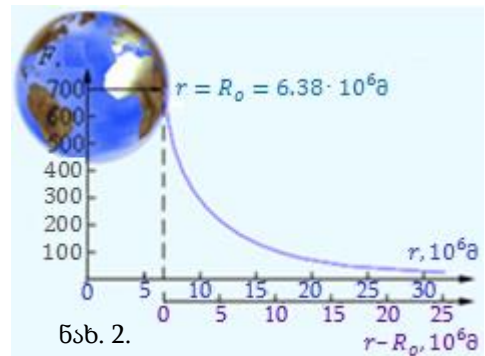
სადაც, R_o - დედამიწის რადიუსია. ე.ი. სიმძიმის ძალა დედამიწის ზედაპირიდან სიმაღლის მიხედვით კლებულობს.

ძალას, რომლითაც სხეული მოქმედებს საყრდენზე (ან, საკიდელზე), დედამიწის მიზიდულობის გამო სხეულის წონა ეწოდება (ნახ. 3). სხეულის, მიზიდულობის ველში $\vec{a} \neq \vec{g}$ აჩქარებით მოძრაობისას, ნიუტონის მეორე კანონი შემდეგნაირად ჩაიწერება,

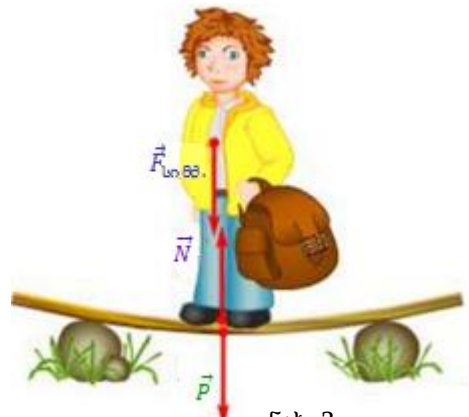
$$\vec{F} = \vec{F}_{\text{სიმ.}} + \vec{N} = m\vec{a}$$

სხეულის წონა ამ შემთხვევაში შეიძლება გამოვსახოთ, როგორც

$$\vec{P} = -\vec{N} = \vec{F}_{\text{სიმ.}} - m\vec{a} = m\vec{g} - m\vec{a} = m(\vec{g} - \vec{a}) \quad (6)$$



ნახ. 2.



ნახ. 3.

როცა სხეულზე დამატებითი გარეშე ძალები არ მოქმედებენ, ე.ი. როცა სხეული მოძრაობს წრფივად და თანაბრად, მაშინ $\vec{a} = 0$, და ასეთ შემთხვევაში სხეულის წონა და სიმძიმის ძალა ექვივალენტური ცნებებია: $\vec{P} = \vec{F}_{\text{სიმძ.}} = m\vec{g}$. როცა სხეული თანაბრად მოძრაობს სიმძიმის ძალთა ველში ნებისმიერ ტრაექტორიაზე, ნებისმიერი მიმართულებით, მაშინ, $\vec{a} = \vec{g}$, და $\vec{P} = 0$, ე.ი. სხეული იქნება უწონობის მდგომარეობაში. სხეულის მდგომარეობას, როცა ის მოძრაობს მხოლოდ სიმძიმის ძალის მოქმედებით, უწონობის მდგომარეობა ეწოდება.

თავი 3. ნივთიერი წერტილის დინამიკა.

§11. მასა. იმპულსი. იმპულსის შენახვის კანონი

განვიხილოთ ორი ნივთიერი წერტილისაგან (სხეულისაგან) შემდგარი ჩაკეტილი სისტემა. ურთიერთქმედების შედეგად მათი სიჩქარეები შეიცვლება. დაუშვათ, რომ 1 წერტილის სიჩქარე არის $\vec{v}_1$, 2 წერტილის სიჩქარე კი $\vec{v}_2$, ხოლო, $\Delta\vec{p}_1$ და $\Delta\vec{p}_2$ ამ სიჩქარეების ცვლილებებია ერთი და იმავე Δt დროის შუალედში. $\Delta\vec{p}_1$ და $\Delta\vec{p}_2$ ვექტორებს გააჩნიათ ურთიერთსაპირისპირო მიმართულება და დაკავშირებული არიან თანაფარდობით

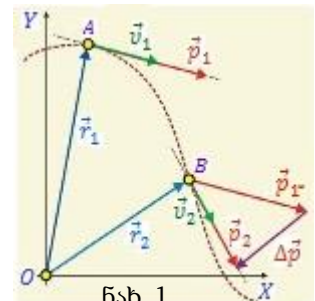
$$m_1\Delta\vec{p}_1 = -m_2\Delta\vec{p}_2 \quad (1)$$

სადაც m_1 და m_2 კოეფიციენტები მუდმივებია და გააჩნიათ ერთნაირი ნიშანი. ისინი არ არიან დამოკიდებული 1 და 2 წერტილების ურთიერთქმედების ბუნებაზე. მაგალითად, ურთიერთქმედებას შეიძლება ადგილი ჰქონდეს ნივთიერი წერტილების ერთმანეთთან დაჯახებისას, ნივთიერი წერტილებზე ელექტრული მუხტის მიწიჭებისას, ან მათ შორის ზამბარის მოთავსებისას. ეს მოსაზრებები უნდა განვიხილოთ როგორც მრავალრიცხოვანი ცდებით დამტკიცებული ფაქტები. m_1 და m_2 კოეფიციენტები შეიძლება დამოკიდებული იყვნენ თვით სისტემის ნივთიერი წერტილებზე. მათ 1 და 2 ნივთიერი წერტილების მასები, ან, უფრო ზუსტად ინერტული მასები ეწოდებათ. მასა არის, მატერიის ერთ-ერთი ძირითადი მახასიათებელი ფიზიკური სიდიდე, რომელიც განსაზღვრავს მის ინერციულ (ინერტული მასა) და გრავიტაციულ (გრავიტაციული მასა) თვისებებს. ცდებით დადგენილია, რომ ინერტული და გრავიტაციული მასები ერთმანეთის პროპორციულია. თუ ერთეულთა სისტემას ავირჩევთ ისეთნაირად, რომ პროპორციულობის კოეფიციენტი ერთის ტოლი იყოს, მაშინ მივიღებთ, რომ ინერტული და გრავიტაციული მასები ერთმანეთის ტოლია. ამიტომ, შემდგომში ვილაპარაკებთ მხოლოდ უბრალოდ სხეულის მასის შესახებ. სიგრძისა და დროისაგან განსხვავებით, რომელთათვისაც დადგენილია ბუნებრივი ერთეულები, მასის ერთეული განსაზღვრულია როგორც, რაღაც ეტალონად სხეულის მასა. ერთეულთა SI სისტემაში მასის ძირითად ერთეულად მიღებულია კილოგრამი (კგ). კილოგრამი არის ირიდიუმი პლატინის შენადნობის ეტალონური საწონის მასა, რომელიც ინახება ზომისა და წონის საერთაშორისო ბიუროში ქ. სევრში (საფრანგეთი). კილოგრამი მიახლოებით ტოლია 1დმ³ წყლის მასის, 4°C ტემპერატურისას.

დაუშვათ, რომ $\vec{p}_1$ და $\vec{p}_2$ არის სხეულების სიჩქარეები ურთიერთქმედებამდე, ხოლო $\vec{p}'_1$ და $\vec{p}'_2$ კი ურთიერთქმედების შემდეგ. მაშინ $\Delta\vec{p}_1 = \vec{p}'_1 - \vec{p}_1$ და $\Delta\vec{p}_2 = \vec{p}'_2 - \vec{p}_2$. $\Delta\vec{p}_1$ - და $\Delta\vec{p}_2$ -ს ამ მნიშვნელობებს თუ ჩავსვამთ (1) გამოსახულებაში მივიღებთ,

$$m_1\vec{p}_1 + m_2\vec{p}_2 = m_1\vec{p}'_1 + m_2\vec{p}'_2 \quad (2)$$

სადაც, $\vec{p} = m\vec{v}$ ვექტორულ სიდიდეს, რომელიც ტოლია, ნივთიერი წერტილის მასის, მის სიჩქარეზე ნამრავლის, ნივთიერი წერტილის



ნახ. 1.

იმპულსი (ან, მოძრაობის რაოდენობა) ეწოდება. ერთეულთა SI სისტემაში იმპულსის ერთეულია $კგ \cdot მ/წმ$. იმპულსი ვექტორული სიდიდეა. იმპულსის მიმართულება ემთხვევა სიჩქარის ვექტორის მიმართულებას. ე.ი. ნივთიერი წერტილის იმპულსი ყოველთვის მიმართულია ტრაექტორიის მოცემულ წერტილში მხების გასწვრივ, სიჩქარის ვექტორის მიმართულებით (ნახ. 1). ნივთიერი წერტილის იმპულსი წარმოადგენს, მექანიკური მოძრაობის რაოდენობრივ ვექტორულ ზომას.

ნივთიერი წერტილთა სისტემის, ცალკეულ ნივთიერი წერტილთა იმპულსების ვექტორულ ჯამს, ნივთიერ წერტილთა სისტემის იმპულსი ეწოდება. ორი ნივთიერი წერტილის შემცველი სისტემისათვის $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2$. ამიტომ, ცხადია, რომ (2) ტოლობა შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით: $\vec{p} = \vec{p}'$, სადაც $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$ და $\vec{p}' = \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2$ - სისტემის იმპულსებია ურთიერთქმედებამდე და ურთიერთქმედების შემდეგ. აქედან გამომდინარეობს, რომ ორი ნივთიერი წერტილის შემცველი იზოლირებული სისტემის იმპულსი არ იცვლება დროის მიხედვით, რჩება მუდმივი მათ შორის ნებისმიერი ურთიერთქმედებისას ($\vec{p} = m\vec{v} = const$). იმპულსის შენახვის კანონი სამართლიანია არა ორი, არამედ, ნებისმიერი რაოდენობის ნივთიერი წერტილის შემცველი იზოლირებული სისტემისათვისაც.

§12. ნივთიერი წერტილის დინამიკის კანონები

დინამიკა შეისწავლის სხეულთა მოძრაობის კანონებს, მოძრაობის გამომწვევ მიზეზებთან ერთად. მას საფუძვლად უდევს ნიუტონის კანონები.

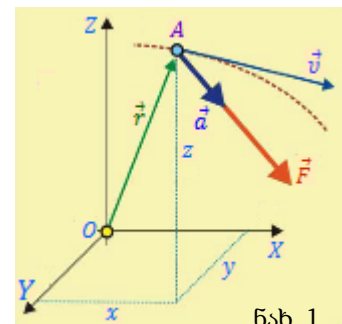
ნიუტონის მეორე კანონი. ნივთიერ წერტილის იმპულსის დროით პირველი რიგის წარმოებული წარმოადგენს შემდეგი განტოლებით,

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = \vec{F} \quad (1)$$

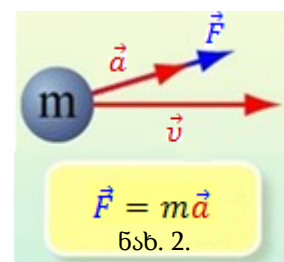
სადაც, $\vec{F}$ ვექტორულ სიდიდეს, განსახილველ ნივთიერ წერტილზე მოქმედი ძალა ეწოდება. ის ცალსახად განისაზღვრება განსახილველი ნივთიერი წერტილის და მისი გარემომცველი სხეულების თვისებებით, და აგრეთვე ამ სხეულების, ნივთიერი წერტილის მიმართ მდებარეობებით და სიჩქარეებით. კერძო შემთხვევებში $\vec{F}$ ძალა შეიძლება განისაზღვროს მხოლოდ ნივთიერი წერტილის მდებარეობით, ან მხოლოდ მისი სიჩქარით (ნახ. 1). ამრიგად, ათვლის ინერციულ სისტემაში ნივთიერი წერტილის იმპულსის დროით წარმოებული, მასზე მოქმედი ძალის ტოლია. მცირე სიჩქარეების შემთხვევაში, როცა შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ m მასა არ არის დამოკიდებული $\vec{v}$ სიჩქარეზე (1) შეიძლება შემდეგი სახით ჩავწეროთ,

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = m\vec{a} \quad (2)$$

(2) თანაფარდობა გამოხატავს ნიუტონის მეორე კანონს. ხოლო, მის შესაბამის განტოლებას ნივთიერი წერტილის მოძრაობის განტოლება ეწოდება (ნახ. 2). ნივთიერ წერტილთა სისტემის შემთხვევაში მოძრაობის განტოლებები უნდა დაიწეროს ყოველი მათგანისათვის და გათვალისწინებული უნდა იქნეს ურთიერთშორის ურთიერთქმედებები. ერთე-



ნახ. 1.



ნახ. 2.

ულთა SI სისტემაში, ძალის ერთეულია ნიუტონი (ნ), $1\text{ნ} = 1\text{კგ} \cdot \text{მ/წმ}^2$. ნიუტონის მეორე კანონი სამართლიანია მხოლოდ ათვლის ინერციული სისტემებისათვის.

ნიუტონის მეორე კანონი კოორდინატთა ღერძებზე პროექციების სახით შემდეგნაირად ჩაიწერება

$$F_x = ma_x, F_y = ma_y, F_z = ma_z, \quad (3)$$

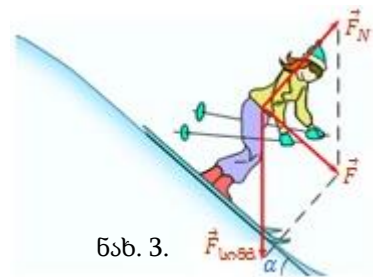
რომელთა გათვალისწინებითაც, ძალის მოდული ტოლი იქნება,

$$F = \sqrt{F_x^2 + F_y^2 + F_z^2} \quad (4)$$

ხოლო, ძალის ვექტორის მიმართულება განისაზღვრება მიმართულების კოსინუსების საშუალებით,

$$\cos(\vec{F}; \vec{i}) = \frac{F_x}{F}, \cos(\vec{F}; \vec{j}) = \frac{F_y}{F}, \cos(\vec{F}; \vec{k}) = \frac{F_z}{F} \quad (5)$$

თუ სხეულზე ერთდროულად მოქმედებს რამოდენიმე ძალა, მაგალითად, $\vec{F}_1, \vec{F}_2$ და $\vec{F}_3$, მაშინ, ნიუტონის მეორე კანონის გამომსახველ ფორმულაში $\vec{F}$ ძალის ქვეშ იგულისხმება ყველა ძალების ტოლქმედი $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3$. მთიდან დაშვებისას მოთხილამურეზე მოქმედებს სიმძიმის ძალის ($\vec{F}_{\text{სიმძ.}}$) და ნორმალური წნევის ძალის ($\vec{F}_N$). $\vec{F}$ ტოლქმედი ძალა იწვევს მოთხილამურეს აჩქარებას (ნახ. 3).



ნახ. 3.

(1) განტოლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით,

$$\vec{F} dt = d\vec{p} \quad (6)$$

ფიზიკურ სიდიდეს, რომელიც ძალის, მისი მოქმედების დროზე ნამრავლის ტოლია, ძალის იმპულსი ეწოდება. ძალის იმპულსიც აგრეთვე ვექტორული სიდიდეა. (6) ვექტორული ტოლობა კოორდინატთა ღერძებზე პროექციებში სახით შეიძლება შემდეგნაირად ჩავწეროთ,

$$F_x dt = dp_x, F_y dt = dp_y, F_z dt = dp_z$$

ძალის იმპულსის ცნების შემოღების შემდეგ ნიუტონის მეორე კანონი შეიძლება ფორმულირებული იქნეს შემდეგი სახით: სხეულის იმპულსის ცვლილება, ძალის იმპულსის ტოლია.

ნიუტონის პირველი კანონი. (1) გამოსახულების თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}$$

სადაც, თუ დავუშვებთ, რომ $\vec{F} = 0$, გვექნება

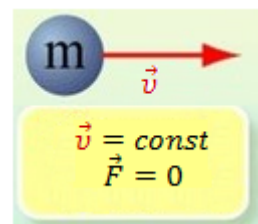
$$\frac{d\vec{p}}{dt} = 0$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ

$$\vec{p} = m\vec{v} = \text{const} \quad (6)$$

ე.ი. თავისუფლად მოძრავი ნივთიერი წერტილის იმპულსი, და მასთან ერთად სიჩქარე მუდმივია (ნახ. 4). რაც წარმოადგენს ნიუტონის პირველი კანონის მათემატიკურ გამოსახვას, რომელიც შეიძლება ფორმულირებული იქნეს შემდეგნაირად: ყოველი ნივთიერი წერტილი (სხეული) ინარჩუნებს უძრაობის, ან, წრფივი თანაბარი მოძრაობის მდგომარეობას, როცა მასზე გარეშე სხეულები არ მოქმედებენ.

თანამედროვე ტერმინოლოგიით ნიუტონის პირველი კანონი შეიძლება ჩამოყალიბებული იქნეს შემდეგნაირად: თუ ნივთიერ წერტილზე მოქმედ ძალთა გეომეტრიული ჯამი ნულის ტოლია, მაშინ ეს წერტილი იმყოფება ან უძრაობის მდგომარეობაში, ან მისი სიჩქარე მუდმივია მოდულით და მიმართულებით. რაც მათემატიკურად შემდეგნაირად ჩაიწერება,



ნახ. 4.

$$\text{როცა } \sum_{i=1}^n \vec{F}_i = 0, \text{ მაშინ, } \vec{v} = 0, \text{ ან, } \vec{v} = \text{const} \quad (7)$$

სხეულის თვისებას, შეინარჩუნოს უძრაობის, ან წრფივი თანაბარი მოძრაობის მდგომარეობა, მასზე სხვა, გარეშე სხეულების ზემოქმედების არარსებობისას, ინერცია ეწოდება. ამიტომ ნიუტონის პირველ კანონს ინერციის კანონსაც უწოდებენ.

ნიუტონის პირველი კანონი სამართლიანია ათვლის ინერციული სისტემებისათვის. ათვლის ინერციული სისტემა ეწოდება სისტემას, რომელიც ან უძრავია, ან მოძრაობს წრფივად და თანაბრად, რაიმე სხვა ინერციული სისტემის მიმართ. შესაბამისად არსებობენ მრავალი ათვლის ინერციული სისტემები. ათვლის ინერციული სისტემის მიმართ აჩქარებულად მოძრავ ათვლის სისტემას არაინერციული ეწოდება.

როცა ტოლქმედი ძალა $\vec{F} = 0$, მაშინ, სხეული ან უძრავია, ან მოძრაობს წრფივად და თანაბრად. ამრიგად, ფორმალურად ნიუტონის მეორე კანონიდან გამომდინარეობს ნიუტონის პირველი კანონი, მაგრამ ის გამოიყოფა დამოუკიდებელ კანონად, რადგან მას გააჩნია ღრმა ფიზიკური აზრი - მისგან გამომდინარეობს ათვლის ინერციული სისტემების არსებობა. ნიუტონის პირველი კანონის უშუალოდ ცდით შემოწმება შეუძლებელია, მაგრამ მთელი რიგი ექსპერიმენტული ფაქტების განზოგადება და აგრეთვე პირველი კანონიდან გამომდინარე შედეგების ცდისეულ მონაცემებთან დამთხვევა, ადასტურებს მის სამართალიანობას.

ნიუტონის მესამე კანონი. განვიხილოთ ორი ურთიერთმოქმედი ნივთიერი წერტილისაგან (სხეულისაგან) შემდგარი იზოლირებული სისტემა. ასეთი სისტემისათვის იმპულსის შენახვის კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \text{const}$$

ამ გამოსახულების დროით დიფერენცირებით მიიღება,

$$\frac{d\vec{p}_1}{dt} + \frac{d\vec{p}_2}{dt} = 0$$

ამიტომ, (1) ფორმულის თანახმად შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2 \quad (8)$$

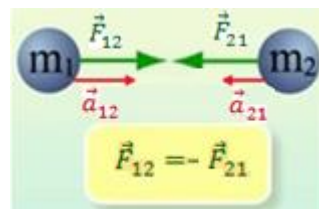
რომელიც გამოსახავს ნიუტონის მესამე კანონს, რომლის თანახმადაც, ნივთიერი წერტილები (სხეულები) ურთიერთმოქმედებენ ძალებით, რომლებიც სიდიდით ტოლია, ურთიერთსაპირისპიროდ არიან მიმართული და განლაგებული არიან ურთიერთმოქმედი სხეულების შემაერთებელი წრფის გასწვრივ. დაუშვათ, რომ ურთიერთმოქმედი სხეულების მასებია m_1 და m_2 . $\vec{F}_1$ და $\vec{F}_2$ ძალების მოქმედებით სხეულები შეიძენენ $\vec{a}_1$ და $\vec{a}_2$ აჩქარებებს (ნახ. 5). ნიუტონის მეორე კანონის თანახმად, $\vec{F}_1 = m_1 \vec{a}_1$ და $\vec{F}_2 = m_2 \vec{a}_2$, რომელთა (8) ტოლობაში გათვალისწინებით მიიღება,

$$m_1 \vec{a}_1 = -m_2 \vec{a}_2,$$

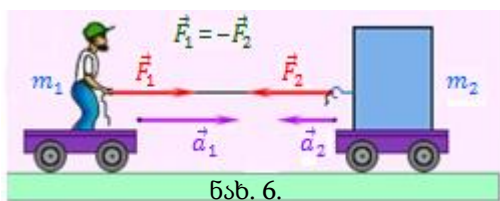
საიდანაც,

$$\vec{a}_1 = -\frac{m_2}{m_1} \vec{a}_2 \quad (9)$$

სხეულების ურთიერთქმედებისას წარმოშობილ ძალებს, ყოველთვის გააჩნიათ ერთნაირი ბუნება. ისინი მოდებულია სხვადასხვა სხეულებზე და ამიტომ არ შეუძლიათ ერთმანეთის გაწონასწორება. ვექტორული შეკრების წესით შეიძლება მხოლოდ



ნახ. 5.



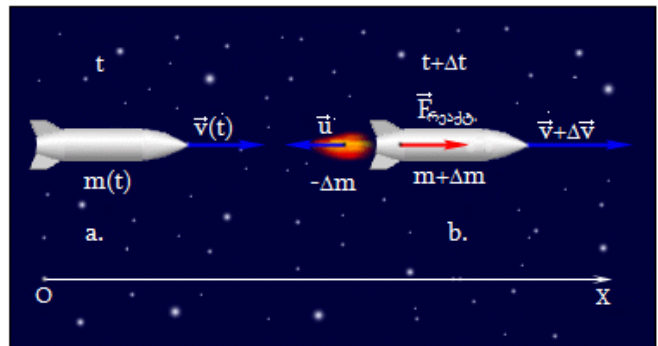
ნახ. 6.

ერთ სხეულზე მოდებული ძალების შეკრება. მაგალითად, ადამიანი მოქმედებს ტვირთზე ისეთივე ძალით, როგორითაც ტვირთი მოქმედებს ადამიანზე (ნახ. 6). ისინი მიმართულია სხვა-დსხვა მხარეს და გააჩნიათ ერთი და იგივე ფიზიკური ბუნება - ესაა თოკის დრეკადობის ძალა.

§13. ცვლადი მასის სხეულის მოძრაობა

ზოგიერთი სხეულების მოძრაობისას ადგილი აქვს მათი მასის ცვლილებას. ტერმინი „ცვლადი მასა“ აქ გამოიყენება სულ სხვა გაგებით, ვიდრე ეს ფარდობითობის თეორიაში. ფარდობითობის თეორიაში მოძრავი სხეულის მასა იცვლება მისი სიჩქარის ცვლილების შედეგად. ამასთან, მოძრაობის დროს სხეული არავითარი მასას არ შეიძენს და არ გამოყოფს. ჩვენს მიერ განსახილველ შემთხვევაში კი პირიქითაა, სხეულები მოძრაობენ მცირე სიჩქარეებით, რომელთა მასა იცვლება ნივთიერების გამოყოფის, ან შეძენის შედეგად. მაგალითად, რაკეტის მასა კლებულობს სათბობის წვისას გამოყოფილი აირების გამოტყორცნისას. ასეთ შემთხვევაში ამბობენ, რომ ადგილი აქვს ცვლადი მასის სხეულის მოძრაობას. როცა სისტემა გამოტყორცნის თავისი მასის ნაწილს რაიმე განსაზღვრული მიმართულებით, მაშინ ის შეიძენს იმპულსს საპირისპირო მიმართულებით. რაც წარმოადგენს რეაქტიული მოძრაობის ფიზიკურ საფუძველს.

დაუშვათ, რომ დროის ნებისმიერი t მომენტისათვის, რაკეტის მასაა $m(t)$, ხოლო სიჩქარე $\vec{v}(t)$. რაკეტის იმპულსი დროის ამ მომენტისათვის იქნება $m\vec{v}$ (ნახ. 1). dt დროის შემდეგ რაკეტის მასის და სიჩქარის ცვლილება იქნება dm და $d\vec{v}$ (dm სიდიდე უარყოფითია). ცხადია, რომ რაკეტის იმპულსი ტოლი იქნება $(m + dm)(\vec{v} + d\vec{v})$. რაკეტის იმპულსის ცვლილება კი ტოლი იქნება,



ნახ. 1.

$(m + dm)(\vec{v} + d\vec{v}) + dm'\vec{v}' - m\vec{v} = d\vec{p}$ (1)
ფრჩხილების გახსნის შემდეგ მიიღება,

$$m\vec{v} + md\vec{v} + \vec{v}dm + dmd\vec{v} + dm'\vec{v}' - m\vec{v} = d\vec{p}$$

გამარტივების შედეგად კი მიიღება,

$$md\vec{v} + \vec{v}dm + dmd\vec{v} + dm'\vec{v}' = d\vec{p} \quad (2)$$

სადაც, $dm'\vec{v}'$ - რაკეტიდან dt დროში გამოტყორცნილი აირების იმპულსია. $dmd\vec{v}$ ნამრავლი შეიძლება უგულებელვყოთ, როგორც მაღალი რიგის უსასრულოდ მცირე წევრი. მასის შენახვის თანახმად $dm + dm' = 0$, ამიტომ (2) გამოსახულებაში თუ გავითვალისწინებთ, რომ $dm' = -dm$, გვექნება,

$$md\vec{v} + \vec{v}dm - \vec{v}'dm = d\vec{p}$$

რომელიც ასე ჩავწეროთ,

$$md\vec{v} - (\vec{v}' - \vec{v})dm = d\vec{p}$$

შემოვიტანოთ აღნიშვნა,

$$\vec{v}' - \vec{v} = \vec{u}$$

მაშინ, მიიღება, რომ

$$md\vec{v} - \vec{u}dm = d\vec{p} \quad (3)$$

სადაც, $\vec{u} = \vec{v}' - \vec{v}$ - აირების გამოტყორცნის სიჩქარეა რაკეტის მიმართ და მას აირების ჭავლის

სიჩქარე ეწოდება. (3) გამოსახულება ასე ჩავწერთ,

$$md\vec{v} = \vec{u}dm + d\vec{p}$$

თუ სისტემაზე მოქმედებს გარეშე ძალები, მაშინ $d\vec{p} = \vec{F}dt$, ამიტომ გვექნება,

$$md\vec{v} = \vec{u}dm + \vec{F}dt \quad (4)$$

რომლის dt სიდიდეზე გაყოფის შემდეგ მივიღებთ,

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{u} \frac{dm}{dt} + \vec{F} \quad (5)$$

(5) განტოლება ფორმით ემთხვევა ნიუტონის მეორე კანონის გამოსახველ განტოლებას. მაგრამ, აქ სხეულის m მასა არის არა მუდმივი სიდიდე, არამედ იცვლება დროის მიხედვით ნივთიერების დაკარგვის გამო. გარდა ამისა, $\vec{F}$ გარე ძალას ემატება $\vec{u}(dm/dt)$ წევრი, რომელიც შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც რეაქტიული ძალა, ე.ი. ძალა რომლითაც რაკეტაზე მოქმედებს მისგან გამოტყორცნილი აირები. (5) და მის ექვივალენტურ (4) განტოლებას, ცვლადი მასის სხეულის მოძრაობის განტოლება ეწოდება.

დაუშვათ, რომ რაკეტაზე არ მოქმედებენ არავითარი გარეშე ძალები ($\vec{F} = 0$), მაშინ გვექნება,

$$md\vec{v} = \vec{u}dm \quad (6)$$

როცა რაკეტა მოძრაობს წრფივად, გამოტყორცნილი აირების ჭავლის $\vec{u}$ სიჩქარის საპირისპირო მიმართულებით და თუ რაკეტის მოძრაობის მიმართულებას მივიღებთ დადებითად, მაშინ $\vec{u}$ ვექტორის პროექცია ამ მიმართულებით იქნება უარყოფითი. ამიტომ (6) განტოლება სკალარული ფორმით ჩაიწერება შემდეგნაირად,

$$mdv = -u dm \quad (7)$$

გამოტყორცნილი აირების ჭავლის სიჩქარე შეიძლება იცვლებოდეს მოძრაობის დროს. მაგრამ, მარტივ და მნიშვნელოვან შემთხვევას წარმოადგენს, როცა ის მუდმივია. ასეთ შემთხვევაში (7) გამოსახულებიდან გვექნება,

$$v = -u \int \frac{dm}{m} = -u \ln m + C \quad (8)$$

სადაც, C - ინტეგრირების მუდმივაა, რომლის მნიშვნელობა განისაზღვრება საწყისი პირობებიდან. დაუშვათ, რომ დროის საწყის მომენტში რაკეტის სიჩქარე ნულის ტოლია ($v = 0$), ხოლო, მასა კი ტოლია m_o . მაშინ (8) განტოლებიდან მიიღება,

$$0 = -u \ln m_o + C$$

აქედან,

$$C = u \ln m_o$$

ამიტომ ცხადია, რომ

$$v = u \ln \frac{m_o}{m} \quad (9)$$

ან,

$$\frac{m_o}{m} = e^{\frac{v}{u}} \quad (10)$$

ეს თანაფარდობა მიღებულია არარელატივისტური მოძრაობის შემთხვევისათვის, ე.ი. იმ შემთხვევისათვის, როცა ორივე v და u სიჩქარეები მცირეა ვაკუუმში სინათლის c სიჩქარესთან შედარებით. რელატივისტური მოძრაობის შემთხვევაში (10) ფორმულას გააჩნია შემდეგი სახე,

$$\frac{m_o}{m} = \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right)^{\frac{c}{2u}} \quad (11)$$

სადაც, $\beta = v/c$. როცა $\beta \ll 1$ და $u/c \ll 1$, მაშინ (11) ფორმულიდან მიიღება (10) ფორმულა.

(9) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ: 1. რაც მეტია სასარგებლო დატვირთვა (რაც მეტია რაკეტის

საბოლოო m მასა), მით უფრო მეტი უნდა იყოს რაკეტის საწყისი m_0 მასა. 2. რაც მეტია აირების გამოტყორცნის u სიჩქარე, მით უფრო მეტი შეიძლება იყოს საბოლოო მასა, რაკეტის საწყისი მოცემული მასის შემთხვევაში.

თავი 4. მექანიკური მუშაობა, სიმბლვრე და ენერგია.

§14. მექანიკური მუშაობა

დაუშვათ, რომ m მასის ნივთიერი წერტილი (სხეული), მუდმივი $\vec{F}$ ძალის მოქმედებით მოძრაობს მრუდწირულ ტრაექტორიაზე (ნახ. 1). ნიუტონის მეორე კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt}$$

ამ განტოლების ორივე მხარე გავამრავლოთ უსასრულოდ მცირე $d\vec{r}$ გადაადგილებაზე და ჩავწეროთ შემდეგი სახით,

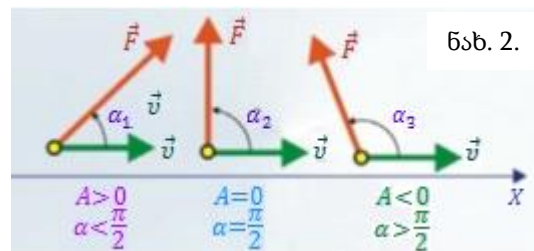
$$\vec{F} \cdot d\vec{r} = m d\vec{v} \frac{d\vec{r}}{dt} = m \vec{v} d\vec{v}$$

$\vec{F} \cdot d\vec{r}$ სიდიდეს, $\vec{F}$ ძალის მიერ, $d\vec{r}$ გადაადგილებაზე შესრულებული ელემენტარული მუშაობა ეწოდება და განისაზღვრება ფორმულით,

$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{r}) = F dr \cos \alpha \quad (1)$$

სადაც, α - $\vec{F}$ ძალის და $d\vec{r}$ გადაადგილების ვექტორებს შორის კუთხეა. ელემენტარული მუშაობა განისაზღვრება ვექტორების სკალარული ნამრავლით, ამიტომ ის წარმოადგენს სკალარულ სიდიდეს. ერთეულთა SI სისტემაში მუშაობის ერთეულია ჯოული (ჯ), $1\text{ჯ} = 1\text{ნ} \cdot \text{მ}$. როგორც (1) ფორმულიდან გამომდინარეობს, ელემენტარული მუშაობა α კუთხის სიდიდის მიხედვით, სხვა თანაბარი პირობებისას, შეიძლება იყოს დადებითი, უარყოფითი და ნულის ტოლი (ნახ. 2):

როცა $0 < \alpha < \pi/2$, მაშინ $\cos \alpha > 0$ და ამ დროს დროს შესრულებული მუშაობა დადებითია;
როცა $\pi/2 < \alpha < \pi$, მაშინ $\cos \alpha < 0$ და ამ დროს შესრულებული მუშაობა უარყოფითია;
როცა $\alpha = \pi/2$, მაშინ $\cos \alpha = 0$ და ამ დროს შესრულებული მუშაობა ნულის ტოლია;
როცა $\alpha = 0^\circ$, მაშინ $\cos \alpha = 1$ და ამ დროს სრულდება მაქსიმალური მუშაობა.



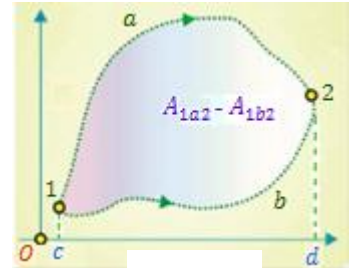
ნახ. 2.

ზოგად შემთხვევაში როცა ნივთიერი წერტილი მრუდწირულ ტრაექტორიაზე მოძრაობისას გადის სასრული სიგრძის გზას, შეიძლება აზრობრივად დავყოთ ეს გზა უსასრულოდ მცირე ელემენტებად, რომელთაგან თითოეულზე $\vec{F}$ ძალა შეიძლება ჩავთვალოთ მუდმივი, ხოლო ელემენტარული მუშაობა გამოვთვალოთ (1) ფორმულით. თუ შევკრებთ ყველა ამ ელემენტარულ მუშაობას და გადავალთ ზღვარზე, როცა ყველა ელემენტარული გადაადგილებების სიგრძეები მიიწვრავიან ნულისაკენ, ხოლო მათი რიცხვი უსასრულობისაკენ, მაშინ ასეთი ზღვარი აღინიშნება

$$A = \oint \vec{F} d\vec{r} \quad (2)$$

სიმბოლოთი, რომელსაც $\oint$ ვექტორის მრუდწირული ინტეგრალი ეწოდება რაიმე ტრაექტორიის გასწვრივ. ეს ინტეგრალი, განმარტების თანახმად გვაძლევს $\vec{F}$ ძალის მუშაობას, რაიმე მრუდის

გასწვრივ. ამრიგად, ზოგად შემთხვევაში მუშაობა დამოკიდებულია მრუდის სახეზე (ნახ. 3). მაგალითად, ერთი და იმავე ძალის მოქმედებით ნივთიერი წერტილის $1a2$ და $1b2$ ტრაექტორიების გასწვრივ გადაადგილებისას შესრულებული მუშაობა იქნება განსხვავებული. ინტეგრალის გეომეტრიული აზრიდან გამომდინარე, სრული მუშაობა რიცხობრივად ტოლია მრუდის და ჰორიზონტალური ღერძის მიერ შემოსაზღვრული ფართობის, ამიტომ, განსახილველ შემთხვევაში $A_{1a2} - A_{1b2}$ მუშაობათა სხვაობა ტოლი იქნება შესაბამისი მრუდწირული ტრაპეციების ფართობთა სხვაობის.



ნახ. 3.

ბუნებაში ხშირ შემთხვევებში გვხვდება ძალები, რომელთა მიერ შესრულებული მუშაობა არ არის დამოკიდებული ტრაექტორიის სახეზე, არამედ განისაზღვრება წერტილის საწყისი და საბოლოო მდებარეობებით. ასეთ ძალებს პოტენციური, ან კონსერვატული ძალები ეწოდებათ. ხოლო, ძალებს რომელთა მუშაობა დამოკიდებულია ტრაექტორიის ფორმაზე, არაკონსერვატული ეწოდებათ. კერძოდ, სიმძიმის ძალა და დრეკადობის ძალა წარმოადგენენ კონსერვატულ ძალებს, ხოლო, ხახუნის ძალა კი არის არაკონსერვატული. კონსერვატულ ძალთა ველს, აგრეთვე კონსერვატული ეწოდება.

§15. სიმძლავრე

პრაქტიკაში დიდი მნიშვნელობა გააჩნია არა შესრულებულ მუშაობის სიდიდეს, არამედ დროს, რომლის განმავლობაშიც ის სრულდება. ამიტომ, მუშაობის შესრულების მექანიზმის დასახასიათებლად შემოაქვთ ფიზიკური სიდიდე, რომელიც ტოლია, რაიმე Δt დროში შესრულებული ΔA მუშაობის, დროის იმ შუალედთან ფარდობისა, რა დროშიც ეს მუშაობა შესრულდა,

$$N_{\text{საშ.}} = \frac{\Delta A}{\Delta t} \quad (1)$$

რომელსაც საშუალო სიმძლავრე ეწოდება. (1) გამოსახულების ზღვარს, როცა $\Delta t \rightarrow 0$,

$$N = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt} \quad (2)$$

მყისი სიმძლავრე ეწოდება. თუ გავითვალისწინებთ, რომ $dA = (\vec{F} \cdot d\vec{r})$, გვქვდება,

$$N = \frac{dA}{dt} = \frac{(\vec{F} \cdot d\vec{r})}{dt} = \vec{F} \cdot \vec{v} \quad (3)$$

თუ ვექტორული სიდიდეებიდან, გადავალთ სკალარულზე, მივიღებთ,

$$N = Fv \cos(\vec{F}; \vec{v}) \quad (4)$$

ერთეულთა SI სისტემაში სიმძლავრის ერთეულია ვატი (ვტ). $1 \text{ ვტ} = 1 \text{ ჯ/წმ}$.

§16. კინეტიკური ენერგია

კინეტიკური ენერგია წარმოადგენს სხეულის მექანიკური მოძრაობის ზომას და განისაზღვრება მუშაობით, რომელიც უნდა შესრულდეს, რომ გამოვიწვიოთ სხეულის მოძრაობა. მუშაობის $A = \int \vec{F} \cdot d\vec{r}$ ფორმულაში, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\vec{F} = d\vec{p}/dt$, $d\vec{s} = \vec{v}dt$, მიიღება,

$$A = \int (\vec{v} \cdot d\vec{p}) \quad (1)$$

იმისათვის, რომ გამოვთვალოთ ეს ინტეგრალი გავითვალისწინოთ, რომ რადგან $\vec{p} = m\vec{v}$, ამიტომ, $\vec{v}d\vec{p} = m\vec{v}d\vec{v}$. სადაც, თავის მხრივ უნდა გავითვალისწინოთ, რომ რადგან $\vec{v}^2 = v^2$, ამიტომ, ამ თანაფარდობის ორივე მხარის დიფერენცირებით მიიღება $v dv = \vec{v} d\vec{v}$. რომლის (1) ფორმულაში გათვალისწინებით მიიღება,

$$A_{1,2} = m \int_{v_1}^{v_2} v dv = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} \quad (2)$$

სადაც, v_1 და v_2 წერტილის საწყისი და საბოლოო სიჩქარეებია. 1,2 ინდექსი გვიჩვენებს ნივთიერი წერტილის 1 საწყისი მდებარეობიდან 2 საბოლოო მდებარეობაში გადაადგილებისას შესრულებულ მუშაობას.

$$K = \frac{mv^2}{2} \quad (3)$$

სიდიდეს ნივთიერი წერტილის (სხეულის) კინეტიკური ენერგია ეწოდება. სადაც თუ გავითვალისწინებთ, რომ $p = mv$, გვექნება,

$$K = \frac{p^2}{2m} \quad (4)$$

(2) და (3) ფორმულების გათვალისწინებით შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$A_{1,2} = K_2 - K_1 \quad (5)$$

ამრიგად, ნივთიერი წერტილის გადაადგილებისას, ძალის მიერ შესრულებული მუშაობა ტოლია, ამ წერტილის კინეტიკური ენერგიის ცვლილების. მიღებული შედეგები შეიძლება გავაზოგადოთ ნივთიერ წერტილთა ნებისმიერი სისტემისათვის.

§17. რელატივისტური დინამიკის ელემენტები

მიღებული შედეგები შეიძლება განვაზოგადოთ რელატივისტური მექანიკის შემთხვევისათვის. ნივთიერი წერტილის (სხეულის), რელატივისტური დინამიკის ძირითადი კანონი ისევე ჩაიწერება, როგორც კლასიკური მექანიკის შემთხვევაში,

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$$

მაგრამ, $\vec{p}$ სიდიდის ქვეშ იგულისხმება ნაწილაკის რელატივისტური იმპულსი,

$$\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (1)$$

სადაც, $c = 3 \cdot 10^8$ მ/წმ - სინათლის სიჩქარე ვაკუუმში; $\beta = v/c$. როცა $\beta \rightarrow 0$, რელატივისტური იმპულსიდან მიიღება კლასიკური იმპულსის მნიშვნელობა. რელატივისტური იმპულსის გამოსახულებაში შემავალი m მასა, არის ნაწილაკის ფუნდამენტური მახასიათებელი სიდიდე, არ არის დამოკიდებული ათვლის ინერციულ სისტემაზე, და ცხადია რომ მისი მოძრაობის სიჩქარეზე. ადრე გამოცემულ სახელმძღვანელოებში ის აღინიშნებოდა m_0 სიდიდით და უძრაობის მასა ეწოდებოდა. გარდა ამისა შემოღებული იყო სხეულის მოძრაობის სიჩქარეზე დამოკიდებული, ე.წ. რელატივისტური მასის ($m_0/\sqrt{1-\beta^2}$) ცნება. თანამედროვე ფიზიკა თანდათანობით უარყოფს ამ ტერმინოლოგიას. ცხადია, რომ

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right)$$

საიდანაც შეიძლება განვსაზღვროთ ნაწილაკის აჩქარება a . ამ გამოსახულების მარჯვენა ნაწილის დიფერენცირებით მიიღება,

$$F = \frac{m \frac{dv}{dt} \cdot \sqrt{1 - v^2/c^2} - \frac{1}{2} (1 - v^2/c^2)^{\frac{1}{2}-1} \left(-\frac{2v}{c^2} \right) \frac{dv}{dt} \cdot mv}{\left(\sqrt{1 - v^2/c^2} \right)^2} =$$

$$= \frac{ma(1 - v^2/c^2)^{\frac{1}{2}} + (1 - v^2/c^2)^{-\frac{1}{2}} m \frac{v^2}{c^2} a}{1 - v^2/c^2} = \frac{ma(1 - v^2/c^2) + ma \frac{v^2}{c^2}}{(1 - v^2/c^2)^{3/2}} = \frac{ma}{(1 - v^2/c^2)^{3/2}}$$

აქედან მიიღება, რომ ერთგანზომილებიანი მოძრაობის შემთხვევაში (მაგალითად x ღერძის გასწვრივ), ნაწილაკის აჩქარება ($a = dx/dt$) ტოლია,

$$a = \frac{F}{m} (1 - v^2/c^2)^{3/2} \quad (2)$$

რაიმე, მუდმივი F ძალის მოქმედებით m მასის ნაწილაკის უძრაობის მდგომარეობიდან, v_0 სიჩქარემდე აჩქარებისას, ამ ძალის მიერ შესრულებული უნდა იქნეს,

$$A = \int F dx = \int F v dt = \int \frac{m a v dt}{(1 - v^2/c^2)^{3/2}}$$

მუშაობა. სადაც, გათვალისწინებულია რომ $dx = v dt$ და $F = ma$. მიღებულ გამოსახულებაში თუ გავითვალისწინებთ, რომ $a dt = dv$ და $A = K_2 - K_1$, გვქვია,

$$K = A = \int_0^{v_0} \frac{m v dv}{(1 - v^2/c^2)^{3/2}}$$

ამ ინტეგრალის გამოთვლის შედეგად, მიიღება რელატივისტური კინეტიკური ენერგიის გამოსახულება,

$$K = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - mc^2 \quad (3)$$

(v სიჩქარისათვის ინდექსი „ნული“ გამოტოვებულია). მცირე სიჩქარეების შემთხვევაში, ამ ფორმულიდან მიიღება კინეტიკური ენერგიის ჩვეულებრივი, კლასიკური მნიშვნელობის ფორმულა $K = mv^2/2$. მართლაც, თუ ვისარგებლებთ ნიუტონის ბინომის ფორმულით შიძლება დავწეროთ,

$$\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} = 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{3}{8} \frac{v^4}{c^4} + \dots$$

როცა $v^2/c^2 \ll 1$, ანუ $v \ll c$ შეიძლება შემოვიფარგლოთ მეორე წევრით და მაშინ (3) ფორმულიდან მიიღება კინეტიკური ენერგიის კლასიკური მნიშვნელობა,

$$K = \frac{mv^2}{2}$$

ამ გამოსახულების მარჯვენა ნაწილში პირველი წევრი შეიძლება განვიხილოთ როგორც მოძრავი ნაწილაკის სრული, ან რელატივისტური ენერგია,

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (4)$$

ხოლო, მეორე წევრი კი როგორც უძრაობის ენერგია,

$$E_0 = mc^2 \quad (5)$$

რომელიც წარმოადგენს ბუნების ფუნდამენტურ კანონს და მასასა და ენერგიას შორის ურთიერთკავშირის კანონი ეწოდება. მასისა და ენერგიის პროპორციულობა მატერიის შინაგანი არსის გამოსახვაა. კლასიკურ მექანიკაში E_0 უძრაობის ენერგია არ გაითვალისწინება. ითვლება, რომ როცა $v = 0$, უძრავი სხეულის ენერგია ნულის ტოლია.

ე.ი. რელატივისტური დინამიკის კინეტიკური ენერგია არის სრული ენერგიას და უძრაობის ენერგიას შორის სხვაობა,

$$K = E - E_0$$

კინეტიკური ენერგიის ცვლილების სიჩქარეზე დამოკიდებულება რელატივისტური (a) და კლასიკური (b) ნაწილაკებისათვის, ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 1). როცა $v \ll c$, ორივე კანონი ემთხვევა. (1) და (4) ფორმულები ჩავწეროთ შემდეგი სახით,

$$\left(\frac{p^2}{mc^2}\right)^2 = \frac{\frac{v^2}{c^2}}{1 - v^2/c^2}, \quad \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 = \frac{1}{1 - v^2/c^2}$$

რომელთა გამოკლებით მიიღება,

$$E^2 = (mc^2)^2 + (pc)^2 \quad (6)$$

რომელიც გამოსახავს ნაწილაკის იმპულსსა და მის სრულ ენერგიას შორის კავშირს რელატივისტურ მექანიკაში. ის სამართლიანია არა მხოლოდ ცალკეული ნაწილაკისათვის, არამედ ნაწილაკთა სისტემისათვისაც. (6) გამოსახულებიდან კიდეც ერთხელ გამომდინარეობს, რომ უძრავი ნაწილაკისათვის ($p = 0$) $E = E_0 = mc^2$. მიღებული თანაფარდობა გვიჩვენებს, რომ ნაწილაკს შეიძლება გააჩნდეს ენერგია და იმპულსი, მაგრამ არ გააჩნდეს უძრაობის მასა ($m = 0$). ასეთ ნაწილაკებს ნულოვანი მასის ნაწილაკები ეწოდებათ. ასეთი ნაწილაკებისათვის ენერგიასა და იმპულსს შორის კავშირი გამოისახება მარტივი თანაფარდობით,

$$E = pc$$

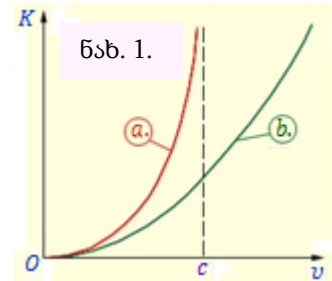
ნულოვანი მასის ნაწილაკებს მიეკუთვნებიან ფოტონები და შესაძლოა ნეიტრინო. ნულოვანი მასის ნაწილაკები არ შეიძლება არსებობდნენ უძრაობის მდგომარეობაში, ყველა ათვის ინერციულ სისტემაში ისინი მოძრაობენ c ზღვრული სიჩქარით.

ატომურ ფიზიკაში ენერგიის მოსახერხებელ ერთეულს წარმოადგენს ელექტრონვოლტი (ევ). ეს არის ენერგია, რომელსაც შეიძენს ელექტრონი ერთი ვოლტი პოტენციალთა სხვაობის ველში გავლისას, ე.ი.

$$1\text{ევ} = 1.602 \cdot 10^{-19}\text{ჯ}$$

გამოიყენება აგრეთვე კილოელექტრონვოლტი ($1\text{კევ} = 10^3\text{ევ}$). ბირთვულ ფიზიკაში და ამაჩქარებლების ტექნიკაში გამოიყენება უფრო დიდი ერთეულები: გიგაელექტრონვოლტი ($1\text{გევ} = 10^6\text{ევ}$), ტერაელექტრონვოლტი ($1\text{ტევ} = 10^9\text{ევ}$). ელექტრონის და პროტონის უძრაობის ენერგიაში შესაბამისად ტოლია $m_{oe}c^2 = 0.511\text{მევ}$, $m_{op}c^2 = 938\text{მევ}$.

როცა ნაწილაკის სრული რელატივისტური ენერგია გაცილებით მეტია მის უძრაობის ენერგიაზე $E_0 = m_0c^2$, მაშინ ამბობენ, რომ ადგილი აქვს ულტარელატივისტური სიჩქარეებით მოძრაობას. ასეთი სიჩქარეები მიიღება ამაჩქარებლებში და კოსმოსურ სხივებში. თუ გვეცოდინება ულტარელატივისტური ნაწილაკის ენერგია, შეიძლება გამოვთვალოთ მისი სიჩქარე. უფრო ზუსტად, შეიძლება გამოვთვალოთ არა ნაწილაკის თვით სიჩქარე (ამისათვის არასაკმარისია სიზუსტე, რომლითაც ცნობილია სინათლის სიჩქარე c), არამედ ამ სიჩქარესა და ვაკუუმში სინათლის სიჩქარეს შორის სხვაობა.



§18. პოტენციური ენერგია

მუდმივი $\vec{F}$ ძალის მოქმედებით m მასის ნივთიერი წერტილის (სხეულის), მრუდწირულ ტრაექტორიის გასწვრივ გადაადგილებისას შესრულებული ელემენტარული მუშაობა განისაზღვრება ფორმულით,

$$A = \int (\vec{F} \cdot d\vec{r}) \quad (1)$$

რაც ნიშნავს, რომ მუშაობა წარმოადგენს $\vec{r}$ რადიუს-ვექტორის რაღაც ფუნქციას, რომელსაც თუ აღვნიშნოთ $P(\vec{r})$ სიმბოლოთი, მაშინ შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$A = \int \vec{F} d\vec{r} = P(\vec{r}) \quad (2)$$

$P(\vec{r})$ ფუნქციას ნაწილაკის პოტენციური ენერგია ეწოდება ველის მოცემულ წერტილში. რადგან, მოცემულ შემთხვევაში მუშაობა სრულდება პოტენციური ენერგიის ხარჯზე, ამიტომ, ცხადია რომ ნივთიერი წერტილის მიერ, რაიმე 1 წერტილიდან, სხვა 2 წერტილში გადაადგილებისას ძალთა ველის მიერ შესრულებული მუშაობა ტოლი იქნება,

$$A = - \int_1^2 (\vec{F} \cdot d\vec{r}) = -(P_2 - P_1) = P_1 - P_2 \quad (3)$$

ან,

$$dA = -dP \quad (4)$$

ე.ი. პოტენციური ენერგია განისაზღვრება სხეულების ურთიერთგანლაგებით, მათ შორის ურთიერთქმედების ძალების ბუნებით და ტოლია სხეულის ერთი მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლისათვის საჭირო მუშაობის, აღებული საპირისპირო ნიშნით. თუ გავითვალისწინებთ, რომ $dA = \vec{F} \cdot d\vec{r}$, მაშინ შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$\vec{F} \cdot d\vec{r} = -dP \quad (5)$$

საიდანაც შეიძლება განვსაზღვროთ პოტენციური ენერგია,

$$P = - \int \vec{F} d\vec{r} + C \quad (6)$$

ვექტორის გრადიენტის (*grad*) ცნების გამოყენებით, (5) განტოლება შეიძლება შემდეგი სახით ჩავწეროთ,

$$\vec{F} = -\text{grad}P \quad (7)$$

სადაც,

$$\text{grad}P = \frac{\partial P}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial P}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial P}{\partial z} \vec{k} \quad (8)$$

ხოლო, $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ - კოორდინატთა ღერძების ერთეულოვანი ვექტორებია. (8) გამოსახულებით განსა-

ზღვრულ ვექტორს, P სკალარული სიდიდის გრადიენტი ეწოდება. მისთვის, $\text{grad}P$ აღნიშვნის გარდა, გამოიყენება ∇P აღნიშვნა. სადაც, ∇ („ნაბლა“) აღნიშნავს სიმბოლურ ვექტორს, რომელსაც ჰამილტონიანის ოპერატორი, ან ნაბლა-ოპერატორი ეწოდება,

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k} \quad (6)$$

ე.ი., სივრცის მოცემულ წერტილში ნივთიერ წერტილზე მოქმედი ძალა, ∇ ოპერატორის გამოყენებით შეიძლება შემდეგნაირად ჩავწეროთ

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}P \quad (7)$$

∇ სიმბოლური ვექტორი წარმოადგენს დიფერენციალურ ოპერატორს, რომელიც შემოღებული იქნა ჰამილტონის მიერ, ვექტორული ველების აღწერის გამარტივების მიზნით. მას ფიზიკური აზრი არ გააჩნია. ის შეიძენს ფიზიკურ აზრს მხოლოდ სკალარულ და ვექტორულ ფუნქციებთან ერთად. მაგალითად, ისევე როგორც პოტენციური ენერგიის შემთხვევაში. $P(x, y, z)$ ფუნქციის კონკრეტული სახე დამოკიდებულია ძალთა ველის ბუნებაზე. მაგალითად, დედამიწის ზედაპირიდან h სიმაღლეზე აწეული m მასის სხეულის პოტენციური ენერგია ტოლია,

$$P = mgh \quad (8)$$

განვსაზღვროთ დრეკადად დეფორმირებული სხეულის (ზამბარის) პოტენციური ენერგია. დრეკადობის ძალა,

$$F_{\text{დრ.}} = -kx$$

ნიუტონის მესამე კანონის თანახმად, დრეკადობის ძალის დასაძლევად უნდა მოვდეთ ძალა,

$$F = -F_{\text{დრ.}} = kx$$

F ძალის მიერ მცირე dx დეფორმაციისას შესრულებული ელემენტარული მუშაობა,

$$dA = Fdx = kx dx$$

ხოლო, სრული მუშაობა ტოლი იქნება

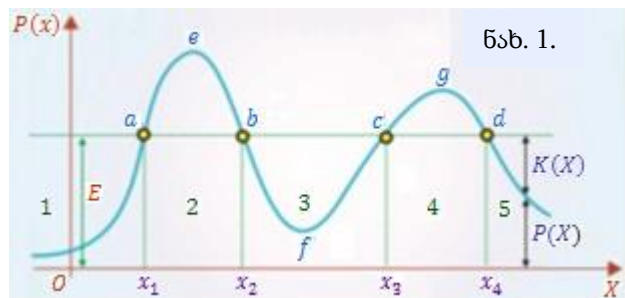
$$A = \int_0^x kx dx = \frac{kx^2}{2} + C = P + C$$

თუ ჩავთვლით, რომ არადეფორმირებული სხეულის პოტენციური ენერგია ნულის ტოლია, მაშინ $C = 0$, და შეიძლება დავწეროთ, რომ დრეკადად დეფორმირებული სხეულის პოტენციური ენერგია ტოლია იქნება

$$P = \frac{kx^2}{2} \quad (9)$$

პოტენციური ენერგია, კინეტიკური ენერგიის ანალოგიურად წარმოადგენს სისტემის მდგომარეობის ფუნქციას. ის დამოკიდებულია მხოლოდ სისტემის კონფიგურაციაზე - მის მდებარეობაზე გარეშე სხეულების მიმართ.

მრავალ შემთხვევაში განიხილება სხეულების ერთგანზომილებიანი მოძრაობა, როცა პოტენციური ენერგია წარმოადგენს ერთი ცვლადის ფუნქციას (მაგალითად, x კოორდინატის), ე.ი. $P = P(x)$. პოტენციური ენერგიის მოცემულ არგუმენტზე დამოკიდებულებას, პოტენციური მრუდი ეწოდება (ნახ. 1). ზოგად შემთხვევაში პოტენციურ მრუდს გააჩნია საკმაოდ რთული სახე. თუ ნაწილაკის სრული ენერგიაა E , მაშინ ნაწილაკი შეიძლება იმყოფებოდეს იქ სადაც $P(x) \leq E$. ე.ი. წერტილი შეიძლება მოძრაობდეს ისე, რომ იმყოფება სამი არი-დან ერთ-ერთში: $x < x_1$ - (1 არე), $x_2 \leq x \leq x_3$ - (3 არე) და $x > x_4$ - (5 არე). ეს არეები გაყოფილია 2 და 4 არეებით, რომელთაც პოტენციური ბარიერი (ან, ჯებირი) ეწოდებათ. ბარიერის სიგანე ტოლია x -ის მნიშვნელობათა ინტერვალის, რომელთათვისაც $E < P$, ხოლო, სიმაღლე განისაზღვრება $P_{\text{max}} - E$ სხვაობით. იმისათვის, რომ ნაწილაკმა გადალახოს პოტენციური ბარიერი, საჭიროა მას მიეწიოს პოტენციური ბარიერის ტოლი, ან, მეტი დამატებითი ენერგია. f წერტილში პოტენციურ ენერგიას გააჩნია მინიმალური მნიშვნელობა. ამ მდებარეობებიდან ნივთიერი წერტილის (მარცხნივ, ან მარჯვნივ) წანაცვლებისას, ის განიცდის მამბრუნებელი ძალის



ნახ. 1.

მოქმედებას, ამიტომ ეს მდებარეობები წარმოადგენენ მდგრადი წონასწორობის მდებარეობას. ანალოგიური პირობა სრულდება e და g წერტილებისათვისაც (პოტენციური ენერგია მაქსიმალურია), მაგრამ, ეს წერტილები შეესაბამება არამდგრადი წონასწორობის მდებარეობებს, რადგან, ამ მდებარეობებიდან ნაწილაკის წანაცვლებისას, წარმოიშობა ძალები, რომლებიც ცდილობენ დააშორონ ის ამ მდებარეობიდან.

მრუდის (a, e, b) და (c, g, d) არეები, საწყისი მექანიკური ენერგიის მოცემული მნიშვნელობისას წერტილისათვის მიუღწეველია.

აკრძალული არეების (a, b, c, d) საზღვრებზე, წერტილი იცვლის თავისი მოძრაობის მიმართულებას, ე.ი. „აირეკლება პოტენციური ბარიერის კედლიდან“.

1 არეში წერტილი შეიძლება უსასრულოდ დაშორდეს ბარიერიდან მარცხნივ, ხოლო, 5 არეში - უსასრულოდ მარჯვნივ.

3 არისათვის დამახასიათებელია, ის, რომ მასში მყოფ წერტილმა შეიძლება შეასრულოს რხევითი მოძრაობები (e, f, g) პოტენციური ორმოს ფარგლებში.

სისტემები, რომელთაც მთელი, თავდაპირველად მინიჭებული ენერგია, მაგალითად, პოტენციური, მთლიანად შეიძლება გადავიდეს კინეტიკურ ენერგიაში არ არსებობენ. ყოველთვის აქვს ადგილი ენერგიის ნაწილის გაზნევას არაკონსერვატული ხახუნის და წინააღობის ძალების, წინააღმდეგ შესრულებული მუშაობის შედეგად.

სხეულის (სხეულთა სისტემის) მექანიკური მოძრაობისა და ურთიერთქმედების ენერგიათა ჯამს:

$$E = K + P \quad (10)$$

სისტემის სრული მექანიკური ენერგია ეწოდება. ჩაკეტილი სისტემის სრული მექანიკური ენერგია მუდმიანია, ე.ი. არ იცვლება დროის მიხედვით: $E = K + P = const$, რაც წარმოადგენს მექანიკური ენერგიის შენახვის კანონს. რაც სამართლიანია როცა სხეულზე არ მოქმედებენ არაკონსერვატული ძალები. როცა სხეულზე მოქმედებენ არაკონსერვატული ძალები სხეულის (სხეულთა სისტემის) სრული მექანიკური ენერგია კლებულობს.

ძალებს, რომელთა მიერ შესრულებული მუშაობა გზის ნებისმიერ უბანზე უარყოფითია დისიპატური ეწოდებათ. დისიპატური ძალების მუშაობა იწვევს სისტემის სრული მექანიკური შემცირებას, ანუ, ენერგიის დაკარგვას (დისიპაციას). დისიპაციური ძალების მაგალითს წარმოადგენს სრიალის ხახუნის ძალა.

§19. სხეულების აბსოლუტურად დრეკადი და არადრეკადი დაჯახება

დაჯახება არის ორი, ან უფრო მეტი სხეულის შეხება, რომლის დროსაც ურთიერთქმედება გრძელდება ძალიან მცირე დროის განმავლობაში. მყარი სხეულები დაჯახებებისას განიცდიან დეფორმაციას. აბსოლუტურად დრეკადი დაჯახება არის ორი სხეულის დაჯახება, რის შედეგად ორივე ურთიერთმოქმედი სხეულებზე არ რჩება არავითარი დეფორმაცია და მთლიანი კინეტიკური ენერგია რომელიც გააჩნდათ სხეულებს დაჯახებამდე, დაჯახების შემდეგ კვლავ გარდაიქმნება კინეტიკურ ენერგიად. როცა სხეულების სიჩქარეების ვექტორები დაჯახებამდე მიმართულია მათი მასათა ცენტრ-



ნახ. 1.

რის შემაერთებელი წრფის გასწვრივ, დაჯახებას ცენტრალური ეწოდება. ცენტრალური დაჯახებას ყველაზე თვალსაჩინო მაგალითს წარმოადგენს დაჯახება, როდესაც სხეულებზე არ მოქმედებენ გარეშე ძალები. აბსოლუტურად დრეკადი დაჯახებისას სრულდება იმპულსის და კინეტიკური ენერგიის შენახვის კანონები. m_1 და m_2 მასის სხეულების სიჩქარეები დაჯახებამდე ავლნიშნოთ $\vec{v}_1$ და $\vec{v}_2$, ხოლო დაჯახების შემდეგ კი $\vec{v}'_1$ და $\vec{v}'_2$ (ნახ. 1). შესაბამისად, იმპულსის და კინეტიკური ენერგიის შენახვის კანონები ჩაიწერება შემდეგი სახით,

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 v'_1 + m_2 v'_2 \quad (1)$$

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 v'^2_1}{2} + \frac{m_2 v'^2_2}{2} \quad (2)$$

(1) და (2) გამოსახულებებში თუ მოვახდენთ შესაბამის გარდაქმნებს, მივიღებთ,

$$m_1 (v_1 - v'_1) = m_2 (v'_2 - v_2) \quad (3)$$

$$m_1 (v_1^2 - v'^2_1) = m_2 (v'^2_2 - v_2^2) \quad (4)$$

საიდანაც მიიღება, რომ

$$v_1 + v'_1 = v_2 + v'_2 \quad (5)$$

(3), (4) და (5) განტოლებების ამოხსნით მივიღებთ,

$$v'_1 = \frac{(m_1 - m_2)v_1 + 2m_2 v_2}{m_1 + m_2} \quad (6)$$

$$v'_2 = \frac{(m_2 - m_1)v_2 + 2m_1 v_1}{m_1 + m_2} \quad (7)$$

განვიხილოთ რამოდენიმე შემთხვევა:

1. $v_2 = 0$, მაშინ, (6) და (7) ფორმულებიდან მიიღება, რომ

$$v'_1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v_1 \quad (8)$$

$$v'_2 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v_1 \quad (9)$$

სადაც, თავის მხრივ შეიძლება განვიხილოთ სხვადასხვა შემთხვევები:

I. $m_1 = m_2$. როცა მეორე სხეული დაჯახებამდე უძრავია (v_2), მაშინ დაჯახების შემდეგ პირველი სხეული გაჩერდება $v'_1 = 0$, ხოლო, მეორე სხეული კი იმოდრავებს იმავე სიჩქარით და იმავე მიმართულებით, რა მიმართულებითაც მოძრაობდა პირველი სხეული დაჯახებამდე $v'_2 = v_1$.

II. $m_1 > m_2$. პირველი სხეული გააგრძელებს მოძრაობას იმავე მიმართულებით, როგორც დაჯახებამდე, მაგრამ ნაკლები სიჩქარით $v'_1 < v_1$. ხოლო, მეორე, სხეულის სიჩქარე დაჯახების შემდეგ იქნება მეტი, ვიდრე პირველი სხეულის დაჯახებამდე $v'_2 > v_1$.

III. $m_1 < m_2$. დაჯახებისას პირველი სხეულის მოძრაობის მიმართულება იცვლება - სხეული აი-სხლიტება საპირისპიროდ. მეორე სხეული იმოდრავებს დაჯახებამდე პირველი სხეულის მოძრაობის მიმართულებით, მაგრამ ნაკლები სიჩქარით.

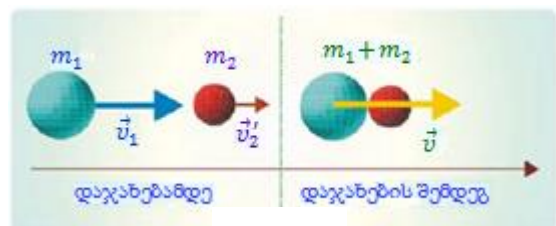
IV. $m_2 \gg m_1$. (8) და (9) განტოლებებიდან გამომდინარეობს, რომ $v'_1 = -v_1$, $v'_2 \approx 2m_1 v_1 / m_2 = 0$.

2. $m_1 = m_2$. (6) და (7) გამოსახულებები მიიღებენ შემდეგ სახეს,

$$v'_1 = v_2, \quad v'_2 = v_1 \quad (10)$$

ე.ი. ტოლი მასის სხეულები შეიცვლიან სიჩქარეებს.

აბსოლუტური არადრეკადი დაჯახება არის სხეულების არადრეკადი დაჯახება, როცა ისინი განიცდიან დეფორმაციას და დაჯახების შემდეგ მოძრაობენ როგორც ერთი მთლიანი, ერთი



ნახ. 2.

სიჩქარით (ნახ. 2). თუ m_1 და m_2 მასის სხეულების სიჩქარეები, დაჯახებამდე არის $\vec{v}_1$ და $\vec{v}_2$, მაშინ, იმპულსის მოძრაობის რაოდენობის შენახვის კანონი შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით,

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = (m_1 + m_2) \vec{v} \quad (11)$$

საიდანაც,

$$\vec{v} = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} \quad (12)$$

როცა სხეულები მოძრაობენ ერთმანეთის შემხვედრი მიმართულებით, მაშინ ისინი ერთად გააგრძელებენ მოძრაობას იმ მიმართულებით, რა მიმართულებითაც მოძრაობდა მეტი იმპულსის მქონე სხეული. კერძოდ, როცა სხეულების მასები ტოლია ($m_1 = m_2$), მაშინ

$$\vec{v} = \frac{\vec{v}_1 + \vec{v}_2}{2} \quad (13)$$

§20. მიზიდულობის ველი. მუშაობა მიზიდულობის ველში

სხეულებს შორის გრავიტაციული ურთიერთქმედება ხორციელდება მიზიდულობის ველის (ანუ, გრავიტაციული ველის) საშუალებით. ეს ველი წარმოიშობა სხეულების მიერ და წარმოადგენს მატერიის არსებობის ფორმას. გრავიტაციულ ველში მოთავსებულ ნებისმიერ m მასის სხეულზე მოქმედებს მიზიდულობის ძალა,

$$\vec{F} = m\vec{g}$$

სადაც, $\vec{g}$ ვექტორს მიზიდულობის ველის დამაბულობა ეწოდება. დამაბულობა წარმოადგენს გრავიტაციული ველის ძალურ მახასიათებელს. ძალთა ველის გრაფიკული გამოსახვისათვის სარგებლობენ ძალთა ველის წირებით (დამაბულობის წირებით) რომელთა ისე ირჩევენ, რომ ველის დამაბულობის ვექტორი მიმართულია ძალწირების მხების გასწვრივ.

დედამიწის მიზიდულობის ველში, ორი m_1 და m_2 მასის ურთიერთმოქმედი სხეულების, ელემენტარულ dr მანძილზე გადაადგილებისას შესრულებული მუშაობა განისაზღვრება ფორმულით,

$$dA = -G \frac{m_1 m_2}{r^2} dr \quad (1)$$

სადაც, ნიშანი „-“ გვიჩვენებს, რომ $d\vec{r}$ გადაადგილება მიმართულია მიზიდულობის ძალის მიმართულების საპირისპიროდ. თუ მოვახდენთ (1) გამოსახულების ინტეგრირებას,

$$A = - \int_{r_1}^{r_2} G \frac{m_1 m_2}{r^2} dr = -G m_1 m_2 \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = -G m_1 m_2 \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right) \quad (2)$$

მიიღება რაიმე მანძილზე გადაადგილებისას შესრულებულ მუშაობა. როცა $A > 0$, მაშინ მიზიდულობის ველი ასრულებს მუშაობას, ხოლო როცა $A < 0$, მაშინ პირიქით, სხეულის გადაადგილებისას სრულდება მუშაობა მიზიდულობის ველის ძალთა წინააღმდეგ. ორი სხეულის, გრავიტაციული ურთიერთქმედებით გამოწვეული პოტენციური ენერგია, რიცხობრივად ტოლია მუშაობის, რომელსაც ასრულებს ველი, r_1 მანძილიდან, მინიმალურად შესაძლო r_0 მანძილზე დაახლოებისას. ამრიგად, სხეულის პოტენციური ენერგია მის 1 მდებარეობაში შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით,

$$P = G m_1 m_2 \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_1} \right) \quad (3)$$

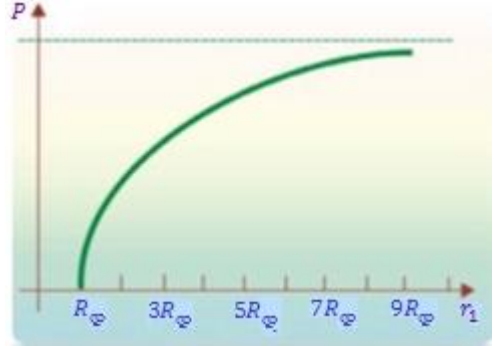
დედამიწის ზედაპირის მახლობლად მყოფი სხეულებისათვის,

$$P = GmM \left(\frac{1}{R_o} - \frac{1}{r_1} \right) \quad (4)$$

სადაც, R_o - დედამიწის რადიუსია; r_1 - დედამიწის ცენტრიდან, m მასის სხეულამდე მანძილი; M - დედამიწის მასა. (4) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ r_1 მანძილის გაზრდისას პოტენციური ენერგია იზრდება და აღწევს,

$$P_\infty = G \frac{mM}{R_o} \quad (5)$$

ზღვრულ მნიშვნელობას, როცა $r_1 \rightarrow \infty$. პოტენციური ენერგიის r_1 მანძილის მიხედვით დამოკიდებულება მოცემულია ნახაზზე (ნახ. 1). პრაქტიკული ამოცანების ამოხსნისას, პრინციპული მნიშვნელობა გააჩნია, არა პოტენციური ენერგიის აბსოლუტურ მნიშვნელობას, არამედ უფრო მნიშვნელოვანია ვიცოდეთ ენერგიის ცვლილება რაიმე არჩეული დონის მიმართ, რომელიც მოხერხებულობის მიზნით ითვლება ნულვან დონედ. პოტენციური ენერგიის ნულოვან დონედ, მიზანშეწონილია ავირჩიოთ მისი მნიშვნელობა, როცა $r_1 = \infty$. ასეთ შემთხვევაში,



ნახ. 1.

$$P = -G \frac{mM}{r_1} \quad (6)$$

P სიდიდე ამ შემთხვევაში წარმოადგენს პოტენციურ ენერგიას სხვაობას r_1 და $r_1 = \infty$ კონკრეტული მანძილებს შორის.

$$\varphi = \frac{P}{m} \quad (7)$$

სიდიდეს, რომელიც წარმოადგენს მიზიდულობის ველის ენერგეტიკულ მახასიათებელს, მიზიდულობის ველის პოტენციალი ეწოდება. M მასის სხეულის (დედამიწის) მიერ შექმნილი მიზიდულობის ველის პოტენციალი ტოლი იქნება,

$$\varphi = -G \frac{M}{r_1} \quad (8)$$

სადაც, r_1 - ამ სხეულიდან მოცემულ წერტილამდე მანძილია. (8) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ ერთნაირი პოტენციალის მქონე წერტილების გეომეტრიული ადგილი ქმნის სფერულ ზედაპირს ($r_1 = const$). ასეთ ზედაპირებს ექვიპოტენციალურ ზედაპირები ეწოდება.

შეიძლება ვაჩვენოთ, რომ

$$\vec{g} = -grad\varphi \quad (9)$$

სადაც,

$$grad\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\vec{k}$$

φ სკალარული სიდიდის გრადიენტი.

§21. მოძრაობა მიზიდულობის ველში. კოსმოსური სიჩქარეები

განვიხილო მცირე m მასის და ზომის სხეულის მოძრაობა, სხვა უფრო დიდი M მასის და ზომის სხეულის მიზიდულობის ველში. ასეთ შემთხვევაში დიდი მასის სხეული პირობითად

შეიძლება ჩავთვალოთ უძრავი, ან წრფივად და თანაბრად მოძრავი, ხოლო მოძრაობის განტოლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით,

$$m\vec{a} = G \frac{mM}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad (1)$$

საიდანაც, შეიძლება დავწეროთ,

$$a = G \frac{M}{r^2} \quad (2)$$

ან,

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = G \frac{mM}{r^2} \quad (3)$$

საწყისი პირობების მიხედვით, სხეული სიმძიმის ძალთა ველში შეიძლება მოძრაობდეს წრიულ, ელიფსურ, პარაბოლურ და ჰიპერბოლურ ტრაექტორიებზე (ნახ. 1). მარტივ შემთხვევას წარმოადგენს წრიულ ორბიტაზე მოძრაობა. თუ უგულებელვყოფთ ატმოსფეროს წინაღობას და სხვადასხვა სახის არაერთგვაროვნებებს, მაშინ სხეულის დედამიწის მახლობელ წრიულ ორბიტაზე მოძრაობის პირობა წარმოიდგინება შემდეგი სახით,

$$\frac{mv^2}{r} = G \frac{mM}{r^2} \quad (4)$$

საიდანაც,

$$v = \sqrt{\frac{GM}{r}}$$

ან,

$$v = \sqrt{\frac{GM}{r}} = \sqrt{gR_o} = 7.9 \text{ კმ/წმ} \quad (5)$$

რომელსაც პირველი კოსმოსური სიჩქარე ეწოდება - მინიმალურ სიჩქარე, რომელიც უნდა გააჩნდეს დედამიწის გარშემო წრიულ ორბიტაზე მოძრავ სხეულს, რომ ის გადაიქცეს დედამიწის ხელოვნურ თანამგზავრად.

მოძრავი სხეულებისათვის, ენერგიის შენახვის კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$K + P = \text{const} \quad (6)$$

სადაც, K და P - სხეულების კინეტიკური და პოტენციური ენერგიებია. თუ გავითვალისწინებთ, რომ დროის საწყის მომენტში სხეულის საწყისი სიჩქარეა v , ხოლო დედამიწიდან საკმაოდ დაშორებისას მიისწრაფვის ნულისაკენ, ენერგიის შენახვის კანონი $K + P = 0$ ჩაიწერება შემდეგი სახით,

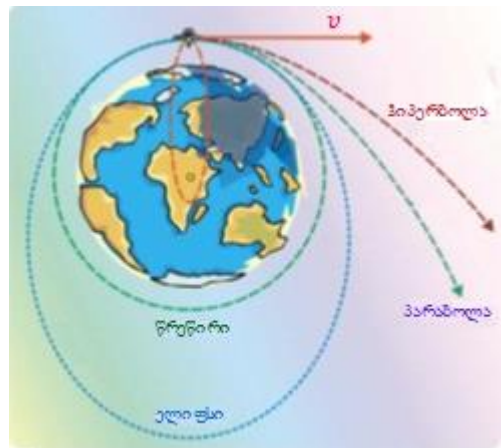
$$\frac{mv^2}{2} - G \frac{mM}{r} = 0 \quad (8)$$

საიდანაც,

$$v = \sqrt{\frac{2GM}{r}}$$

ან,

$$v_2 = \sqrt{\frac{2GM}{r}} = \sqrt{2}v_1 \cong 11.2 \text{ კმ/წმ} \quad (9)$$



ნახ. 1.

რომელსაც, მეორე კოსმოსური სიჩქარე ეწოდება - მინიმალურ სიჩქარე, რომელიც უნდა მივაწიოთ სხეულს, რომ მისი ორბიტა დედამიწის მიზიდულობის ველში გახდეს პარაბოლური (ნახ. 1), ე.ი., სხეული გადაიქცეს მზის თანამგზავრად. ამ სიჩქარეს პარაბოლური სიჩქარეც ეწოდება.

მესამე კოსმოსური სიჩქარე ეწოდება სიჩქარეს, რომელიც საჭიროა მივაწიოთ სხეულს დედამიწაზე, რომ მან დატოვოს მზის სისტემის საზღვრები და იმოდრავოს მზის სისტემის საზღვრებს გარეთ. სხეულებისათვის მესამე კოსმოსური სიჩქარის ($v_3 = 16.7$ კმ/წმ) მინიჭება რთული ტექნიკური ამოცანაა.

თავი 5. მყარი სხეულის მექანიკის ელემენტები

§22. ინერციის მომენტი

ბრუნვითი მოძრაობის დინამიკაში ინერციის მომენტი ისეთივე როლს თამაშობს, როგორც მასა გადატანითი მოძრაობის დინამიკაში. ნებისმიერ სხეულს, მის მიერ შესრულებული მოძრაობის ფორმის მიუხედავად გააჩნია სრულიად განსაზღვრული ინერციის მომენტი, რომლის სიდიდე დამოკიდებულია სხეულის გეომეტრიულ და ფიზიკურ თავისებურებებზე. სისტემის (სხეულის) ინერციის მომენტი ბრუნვის ღერძის მიმართ განისაზღვრება ფორმულით,

$$J = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 \quad (1)$$

სადაც, m_i - სისტემის ნივთიერი წერტილების მასებია, r_i - ბრუნვის ღერძამდე მანძილები. როცა მასა უწყვეტადაა განაწილებული, მაშინ

$$J = \int r^2 dm \quad (2)$$

სადაც, dm - მოცემული სხეულის, ელემენტარული dV მოცულობის მასაა. მოცემულ შემთხვევაში dm სიდიდე განიხილება როგორც წერტილოვანი მასა, რომელსაც შეიცავს dV მოცულობა. r - არჩეული ღერძიდან dm წერტილამდე მანძილი.

ხშირად სხეულების ბრუნვა ხდება ღერძის მიმართ, რომელიც არ გადის მის მასათა ცენტრზე (ნახ. 1). ასეთ შემთხვევაში სარგებლობენ შტეინერის თეორემით: სხეულის ინერციის მომენტი ნებისმიერი Z_1 ღერძის მიმართ ტოლია, სხეულის C მასათა ცენტრზე გამავალი პარალელური Z ღერძის მიმართ მისი J_C ინერციის მომენტის და სხეულის მასის, ღერძებს შორის მანძილის კვადრატზე ნამრავლის ჯამის,

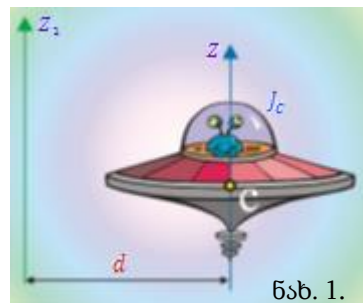
$$J = J_C + mad^2 \quad (3)$$

რომელსაც შტეინერის თეორემა ეწოდება.

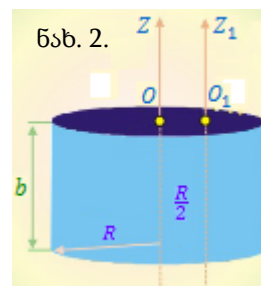
(2) და (3) ფორმულებით შეიძლება გამოვთვალოთ სხვადასხვა სხეულის ინერციის მომენტი. მაგალითად, ზოგიერთი წესიერი გეომეტრიული ფორმის სხეულის ინერციის მომენტის მნიშვნელობა ტოლია:

1. ერთგვაროვანი დისკის (ნახ. 2) ინერციის მომენტი (2) ფორმულის თანახმად ტოლი იქნება,

$$J_z = \int r^2 dm = \rho \int r^2 dV = \rho \int r^2 b dS = \rho \int r^2 b \cdot d(\pi r^2) =$$



ნახ. 1.



ნახ. 2.

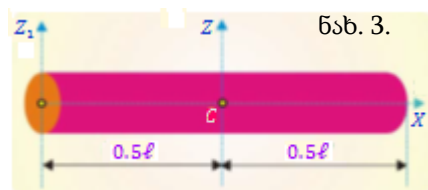
$$= \rho \int_0^R r^2 b \cdot 2\pi r dr = 2\pi b \rho \frac{R^4}{4} = \frac{1}{2}(\pi R^2 b) \rho R^2 = \frac{1}{2} V \rho R^2 = \frac{m R^2}{2} \quad (4)$$

ხოლო, დისკის ინერციის მომენტი z_1 ღერძის მიმართ (რომელიც არ გადის მასათა ცენტრზე) განისაზღვრება შტეინერის თეორემის გამოყენებით და ტოლი იქნება,

$$J_{z_1} = J_z + m \frac{R^2}{4} = \frac{3}{4} m R^2 \quad (5)$$

2. ანალოგიურად გამოითვლება m მასის და ℓ სიგრძის ერთგვაროვანი ღეროს (ნახ. 3) ინერციის მომენტი. ჯერ გამოვთვალოთ ინერციის მომენტი მის ერთ-ერთ ბოლოზე გამავალი z_1 ღერძის მიმართ,

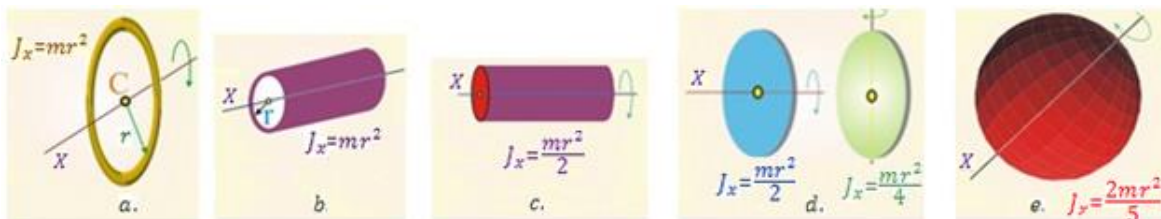
$$\begin{aligned} J_{z_1} &= \int r^2 dm = \rho \int_V x^2 dV = \rho \int_0^\ell x^2 S dx = \rho S \frac{\ell^3}{3} = \rho S \ell \frac{\ell^2}{3} = \\ &= \rho V \frac{\ell^2}{3} = \frac{m \ell^2}{3} \quad (6) \end{aligned}$$



ხოლო, ღეროს ინერციის მომენტი მის მასათა ცენტრზე გამავალი z ღერძის მიმართ განისაზღვრება შტეინერის თეორემის გამოყენებით და ტოლი იქნება

$$J_z = \frac{m \ell^2}{3} + \frac{m \ell^2}{4} = \frac{m \ell^2}{12} \quad (7)$$

ზემოთ განხილული მეთოდებით შეიძლება განსაზღვრული იქნეს სხვადასხვა წესიერი გეომეტრიული ფორმის სხეულების ინერციის მომენტები. ზოგიერთი მათგანის (რომლებიც ყველაზე ხშირად გვხვდება ამოცანების ამოხსნებისას) სქემა და ინერციის მომენტის მნიშვნელობები მოცემული ნახაზზე (ნახ. 4, a - თხელი რგოლის, b - ღრუ თხელკედლიანი ცილინდრის, c - უწყვე-

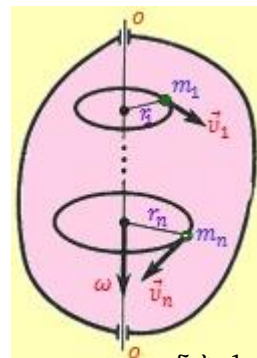


ტი ცილინდრის, d - დისკის, e - სფეროს).

ნახ. 4.

§23. ბრუნვითი მოძრაობის კინეტიკური ენერგია

სხეულს, რომლის ნებისმიერ ორ წერტილს შორის მანძილი რჩება უცვლელი, მასზე ნებისმიერი ურთიერთქმედებისას, აბსოლუტურად მყარი სხეული ეწოდება. განვიხილოთ აბსოლუტურადა მყარი სხეული, რომელიც ასრულებს ბრუნვით მოძრაობას მასზე გამავალი OO' ღერძის გარშემო (ნახ. 1). აზრობრივად დავყოთ ეს სხეული, მცირე $m_1, m_2, \dots, m_n$ მასის ელემენტარულ მოცულობებად, რომლებიც დაშორებული არიან ბრუნვის ღერძიდან $r_1, r_2, \dots, r_n$ მანძილებით. მყარი სხეულის ბრუნვისას, ეს ელემენტარული მოცულობები შემოწერენ სხვადასხვა r_n რადიუსის წრეწირებს და ცხადია, რომ გააჩნიათ სხვადასხვა v_n ხაზოვანი სიჩქარეები, ხოლო კუთხური სიჩქარეები იქნება ერთნაირი,



ნახ. 1.

$$\omega = \frac{v_1}{r_1} = \frac{v_2}{r_2} = \dots = \frac{v_n}{r_n} \quad (1)$$

ცხადია, რომ მყარი სხეულის ბრუნვითი მოძრაობის კინეტიკური ენერგია ტოლი იქნება,

$$K_{\text{ბრ.}} = \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} + \dots + \frac{m_n v_n^2}{2} = \sum_{i=1}^n \frac{m_i v_i^2}{2} = \sum_{i=1}^n \frac{m_i \omega_i^2 r_i^2}{2} = \frac{J \omega^2}{2} \quad (2)$$

როცა სხეული გორავს, ე.ი. ბრუნვით მოძრაობასთან ერთად ასრულებს გადატანით მოძრაობასაც, ამ შემთხვევაში სხეულის კინეტიკური ენერგია ტოლია

$$K = \frac{mv^2}{2} + \frac{J \omega^2}{2} \quad (3)$$

§24. მყარი სხეულის ბრუნვითი მოძრაობის დინამიკა

დაუშვათ, რომ dt დროის განმავლობაში, სხეული $\vec{F}$ ძალის მოქმედებით შემობრუნდა $d\varphi$ კუთხით, რომელსაც შეესაბამება $d\vec{r}$ გადაადგილება. სხეულის მცირე $d\varphi$ კუთხით შემობრუნებისას, 1 წერტილი გადის $ds = r d\varphi$ გზას (ნახ. 1). ამ დროს შესრულებული მუშაობა ტოლია, ძალის წანაცვლების მიმართულებაზე პროექციის და ამ წანაცვლების ნაშთის

$$dA = F \sin \alpha \cdot r d\varphi \quad (1)$$

სადაც,

$$M = Fr \sin \alpha \quad (2)$$

სიდიდეს ძალის მომენტი ეწოდება ბრუნვის ღერძის მიმართ (ნახ. 2). ძალის მომენტი უფრო ზოგადი სახით შემდეგნაირად ჩაიწერება

$$\vec{M} = [\vec{F} \vec{r}] = Fr \sin \alpha = Fd \quad (3)$$

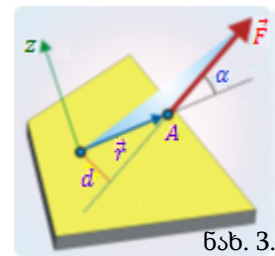
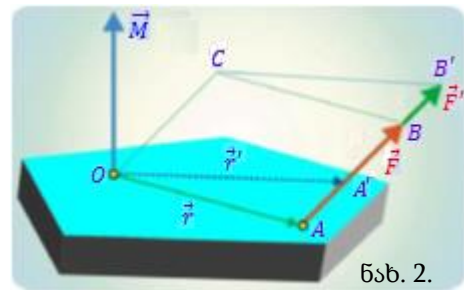
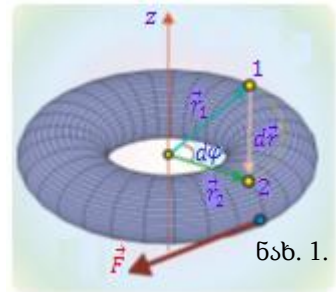
$\vec{M}$ ძალის მომენტი არ შეიცვლება თუ $\vec{F}$ ძალის მოდების წერტილს გადავიტანთ ძალის მოქმედების წრფის ნებისმიერ წერტილში (ნახ. 2). $\vec{M}$ ვექტორი მიმართულია $\vec{F}$ და $\vec{r}$ ვექტორების განლაგების მდებარეობის სიბრტყისადმი მართობულად, ხოლო, ძალის მომენტის ვექტორის მიმართულება განსაზღვრება მარჯვენა ხრახნის წესით. ძალის მომენტი ითვლება დადებითად, როცა ის ისწრაფვის მოაბრუნოს სხეული საათის ისრის მოძრაობის საპირისპირო მიმართულებით, ხოლო უარყოფითად, როცა ის ცდილობს მოაბრუნოს სხეული საათის ისრის მოძრაობის მიმართულ-ებით. ძალის მომენტი შეიძლება იყოს ნულის ტოლი მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა ძალის მხარი ნულის ტოლია. ძალის მომენტს სპეციალური განზომილება არ გააჩნია, მისი განზომილებაა ნ·მ. ძალის მოქმედების წრფიდან, ბრუნვის ღერძამდე უმოკლეს მანძილს, ძალის მხარი (d) ეწოდება (ნახ. 3),

$$d = r \sin \alpha \quad (4)$$

(2) ფორმულიდან ძალის მომენტის მნიშვნელობას თუ გავითვალისწინებთ (1) ფორმულაში გვქვია,

$$dA = M d\varphi \quad (5)$$

მყარი სხეულის ბრუნვითი მოძრაობისას შესრულებული მუშაობა იხარჯება მის კინეტიკური ენერგიის გაზრდაზე,



$$dA = dK \quad (6)$$

მაგრამ, რადგან ბრუნვითი მოძრაობის კინეტიკური ენერგია ტოლია,

$$K_{\text{ბრ.}} = \frac{J\omega^2}{2}$$

ამიტომ,

$$dK_{\text{ბრ.}} = d\left(\frac{J\omega^2}{2}\right) = J\omega d\omega \quad (7)$$

(5) და (7) ფორმულებს თუ გავითვალისწინებთ (6) ფორმულაში, გვქვია

$$Md\varphi = J\omega d\omega \quad (8)$$

რომელიც შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით,

$$M \frac{d\varphi}{dt} = J\omega \frac{d\omega}{dt} \quad (9)$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ, რომ $d\varphi/dt = \omega$, ხოლო, $d\omega/dt = \varepsilon$, გვქვია

$$M = J\varepsilon \quad (10)$$

ან, ვექტორული ფორმით,

$$\vec{M} = J\vec{\varepsilon} \quad (11)$$

რომელიც წარმოადგენს მყარი სხეულის ბრუნვითი მოძრაობის დინამიკის განტოლებას.

§25. მყარი სხეულის იმპულსის მომენტი

m_i მასის ცალკეული ნაწილაკის იმპულსის (მოძრაობის რაოდენობის) მომენტი განისაზღვრება ფორმულით,

$$L_i = m_i v_i r_i \quad (1)$$

სადაც, r_i - ბრუნვის ღერძიდან ნაწილაკებამდე მანძილია, $m_i v_i$ - ნაწილაკების იმპულსები.

მყარი სხეულის იმპულსის მომენტი განისაზღვრება როგორც,

$$L = \sum_{i=1}^n m_i v_i r_i \quad (2)$$

რადგან ბრუნვითი მოძრაობისას $v_i = \omega r_i$, ამიტომ, მყარი სხეულის იმპულსის მომენტი ტოლი იქნება,

$$L = \sum_{i=1}^n m_i v_i r_i = \omega \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 = J\omega \quad (3)$$

(3) გამოსახულებას თუ გავადიფერენციალებთ დროით, მივიღებთ

$$\frac{dL}{dt} = J \frac{d\omega}{dt} = J\varepsilon = M \quad (4)$$

ან ვექტორული ფორმით,

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} \quad (5)$$

რაც წარმოადგენს მყარი სხეულის ბრუნვითი მოძრაობის დინამიკის განტოლების კიდევ ერთ ფორმას.

როცა საქმე გვაქვს ჩაკეტილ სისტემასთან, გარეშე ძალთა მომენტი $\vec{M} = 0$ და $d\vec{L}/dt = 0$, ე.ი.

$$\vec{L} = J\vec{\omega} = \text{const} \quad (6)$$

რაც გამოსახავს იმპულსის მომენტის შენახვის კანონს. იმპულსის მომენტის შენახვის კანონი - ბუნების ფუნდამენტური კანონია.

§26. სხეულთა წონასწორობის პირობები

სხეულის წონასწორობა არის მისი მოძრაობის მდგომარეობის შენარჩუნება დროის განმავლობაში. ხშირად გვხვდება შემთხვევები, როცა სხეულზე მოქმედებენ ძალები, მაგრამ, მიუხედავად ამისა სხეული უძრავია, ან, მოძრაობს წრფივად და თანაბრად, ე.ი. არ გააჩნია აჩქარება ($\vec{a} = 0$). ამ შემთხვევაში ამბობენ, რომ სხეულზე მოდებული ძალები აწონასწორებენ ერთმანეთს, ანუ, სხეული იმყოფება წონასწორობის მდგომარეობაში. ნიუტონის მეორე კანონიდან გამომდინარეობს, რომ თუ სხეულზე მოდებული ყველა გარეშე ძალთა ვექტორული ჯამი ნულის ტოლია, მაშინ სხეული იმყოფება უძრავობის მდგომარეობაში, ან, ასრულებს წრფივ თანაბარ მოძრაობას. ამიტომ ნიუტონის მეორე კანონიდან გამომდინარეობს, რომ სხეულის წონასწორობის აუცილებელ პირობას წარმოადგენს მასზე მოქმედი ყველა ძალების ჯამის (ტოლქმედის) ნულთან ტოლობა,

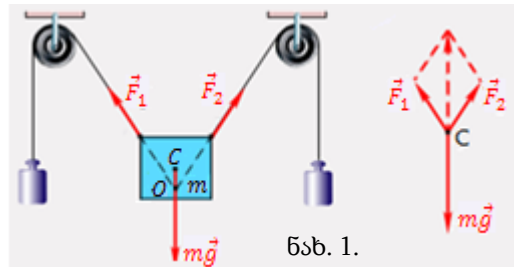
$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_i = 0 \quad (1)$$

რაც წარმოადგენს არამბრუნავი სხეულის წონასწორობის პირობას (წონასწორობის I პირობა). ნახაზზე (ნახ. 1) ნაჩვენებია მყარი სხეულის წონასწორობის მაგალითი სამი ძალის მოქმედებით. $\vec{F}_1$ და $\vec{F}_2$ ძალების მოქმედების წრფეების გადაკვეთის O წერტილი არ ემთხვევა სიმძიმის ძალის მოდების C წერტილს (მასათა ცენტრს) (ნახ. 1, *a*), მაგრამ წონასწორობისას ეს წერტილები აუცილებლად იმყოფებიან ერთ ვერტიკალურ წრფეზე. ტოლქმედის გამოთვლისას ყველა ძალები მოდებულია ერთ C წერტილში (ნახ. 1, *b*). მაგრამ, როცა სხეული ასრულებს ბრუნვით მოძრაობას რაიმე ღერძის მიმართ, მაშინ მისი წონასწორობისათვის საკმარისი არ არის ყველა ძალების ტოლქმედის ნულთან ტოლობა. რადგან, შესაძლებელია შემთხვევა, რომ სხეული ბრუნვის ღერძის მიმართ შეიძლება მოძრაობდეს აჩქარებულად, ე.ი. არ იმყოფებოდეს წონასწორობის მდგომარეობაში. ცდები გვიჩვენებენ, რომ წონასწორობისათვის აუცილებელია კიდევ ერთი პირობა: უძრავი ბრუნვის ღერძის მქონე სხეული იმყოფება წონასწორობის მდგომარეობაში, როცა, სხეულზე მოქმედი ყველა ძალთა მომენტების ალგებრული ჯამი, ამ ღერძის მიმართ ნულის ტოლია,

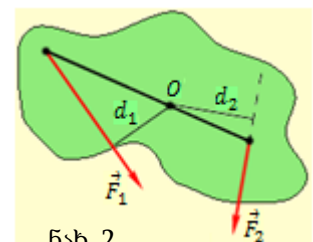
$$M = M_1 + M_2 + \dots + M_i = 0 \quad (2)$$

ან, სხვაგვარად, საათის ისრის მიმართულებით მოქმედი ძალთა მომენტების ჯამი ($\sum M$), ტოლი უნდა იყოს საათის ისრის საპირისპირო მიმართულებით მოქმედი ძალთა მომენტების ჯამის ($\sum M'$), ე.ი. $\sum M = \sum M'$. (2) გამოსახულება წარმოადგენს ბრუნვის ღერძის მქონე სხეულის წონასწორობის პირობას (წონასწორობის II პირობა). ნახაზზე (ნახ. 2) ნაჩვენებია ბერკეტზე მოქმედი ძალები და მათი მომენტები. $M_1 = F_1 \cdot d_1 > 0$, ხოლო, $M_2 = F_2 \cdot d_2 < 0$. წონასწორობისას $M_1 + M_2 = 0$. ზოგად შემთხვევაში, როცა სხეული შეიძლება ასრულებდეს გადატანით და ბრუნვით მოძრაობებს, წონასწორობისათვის აუცილებელია ორივე პირობის შესრულება: ძალთა ტოლქმედის ნულთან ტოლობა და ყველა ძალთა მომენტის ჯამის ნულთან ტოლობა. ამასთან, ეს პირობები არ არის საკმარისი სხეულის უძრავობისათვის. განასხვავებენ სხეულების წონასწორობის სამ სახეს:

1. მდგრადი წონასწორობა - როცა სხეულის წონასწორობის მდგომარეობიდან მცირედი გადახრისას, წარმოიშობიან ძალები, ან ძალთა მო-



ნახ. 1.

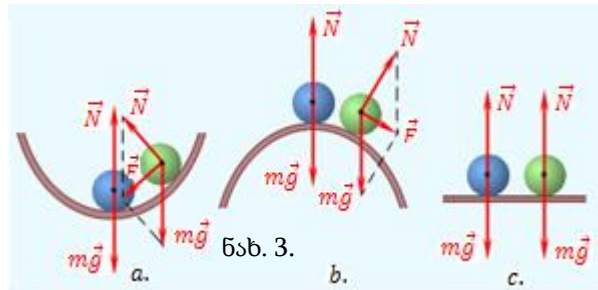


ნახ. 2.

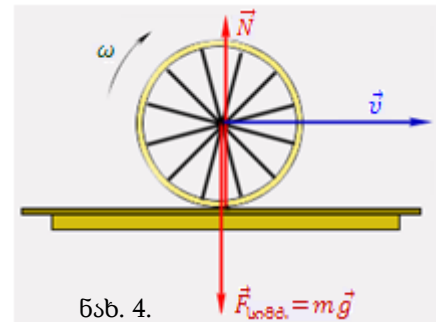
მენტები, რომლებიც ცდილობენ დააბრუნონ სხეული წონასწორობის მდგომარეობაში. მდგრადი წონასწორობის მაგალითია ჩადრმავებული სფერული ზედაპირის ფსკერზე მდებარე სფეროს ფორმის ბურთულა (ნახ. 3, *a*).

2. არამდგრადი წონასწორობა - როცა სხეულის წონასწორობის მდგომარეობიდან მცირედი გადახრისას, წარმოიშობიან ძალები, ან ძალთა მომენტები, რომლებიც ცდილობენ კიდევ უფრო მეტად დააშორონ სხეული წონასწორობის მდგომარეობას. არამდგრადი წონასწორობის მაგალითია ამოხნიეილი სფერული ზედაპირის ზედა წერტილში მდებარე სფეროს ფორმის ბურთულა (ნახ. 3, *b*).

3. განურჩეველი წონასწორობა - როცა სხეულის წონასწორობის მდგომარეობიდან მცირედი გადახრისას, წარმოიშობიან ძალები, ან ძალთა მომენტები, რომლებიც ცდილობენ დარჩეს სხეული თავის ახალ მდებარეობაში. განურჩეველი წონასწორობის მაგალითია, ბრტყელ ჰორიზონტალურ ზედაპირზე მდებარე სფეროს ფორმის ბურთულა (ნახ. 3, *c*). განურჩეველი წონასწორობის მაგალითია აგრეთვე ჰორიზონტალური ზედაპირის გასწვრივ მგორავი ბორბალი (ნახ. 4).

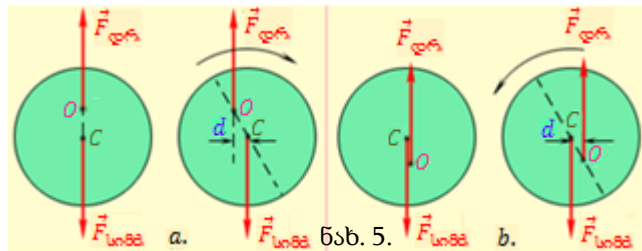


ნახ. 3.



ნახ. 4.

უძრავი ბრუნვის ღერძის მქონე სხეულისათვის შესაძლებელია ყველა სამივე სახის წონასწორობა (ნახ. 5, სადაც, $\vec{F}_{\text{სიძ}}$ - სიმძიმის ძალაა, $\vec{F}_{\text{ღრ}}$ - ღერძის დრეკადი ძალა, d - ძალის მხარი). განურჩეველ წონასწორობას აქვს ადგილი როცა ბრუნვის O ღერძი გადის მის C მასათა ცენტრზე. მდგრადი (ნახ. 5, *a*) და არამდგრადი (ნახ. 5, *b*) წონასწორობისას, მასათა ცენტრები იმყოფებიან ბრუნვის ღერძზე გამავალ ვერტიკალურ წრფეზე. ამასთან, როცა მასათა ცენტრი მოთავსებულია ბრუნვის ღერძის ქვევით წონასწორობის მდგომარეობა მდგრადია, ხოლო, როცა მასათა ცენტრი განლაგებულია ბრუნვის ღერძის ზევით - წონასწორობის მდგომარეობა არამდგრადია.



ნახ. 5.

განსაკუთრებულ შემთხვევას წარმოადგენს სხეულის წონასწორობა საყრდენზე. ამ შემთხვევაში საყრდენის დრეკადი ძალა მოდებულია არა ერთ წერტილზე, არამედ განაწილებულია სხეულის ფუძეზე. სხეული იმყოფება წონასწორობაში, როცა სხეულის მასათა ცენტრზე გამავალი ვერტიკალური წრფე გადის საყრდენის ფართობის შემოსაზღვრული კონტურის შიგნით. როცა ეს წრფე არ გადაკვეთს საყრდენის ფართობს, მაშინ სხეული გადაყირავდება. საყრდენზე სხეულის წონასწორობის საინტერესო მაგალითს წარმოადგენს დახრილი კოშკი იტალიის ქალაქ პიზაში (ნახ. 6, C - მასათა ცენტრი, O - კოშკის ფუძის ცენტრი, CC' - მასათა ცენტრზე გამავალი ვერტიკალური წრფე), რომელსაც გადმოცემით გალილეი იყენებდა სხეულთა თავისუფალი ვარდნის შესწავლისათვის. კოშკს გააჩნია 55მ



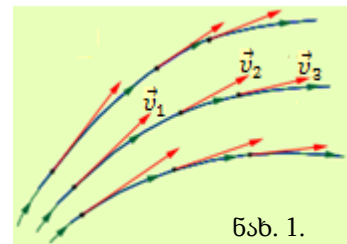
ნახ. 6.

სიმაღლის და 7მ რადიუსის ცილინდრული ფორმა. კოშკის წვერი გადახრილია ვერტიკალ-იდან 4.5მ-ით. კოშკის მასათა ცენტრზე გამავალი ვერტიკალური წრფე გადაკვეთს ფუძეს მისი ცენტრიდან მიახლოებით ~2.3მ-ზე. კოშკი იმყოფება წონასწორობის მდგომარეობაში. წონასწორობა დაირღვევა და კოშკი წაიქცევა, როცა მისი წვეროს ვერტიკალიდან გადახრა მიაღწევს 14მ.

თავი 6. სითხეების მექანიკის ელემენტები

§27. სითხის წნევა. პასკალის კანონი. არქიმედეს კანონი

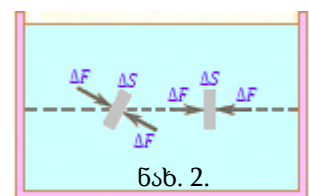
სითხეების (აირების) მოძრაობას და წონასწორობას, მათ ერთმანეთთან და გარემომცველ სხეულებთან ურთიერთქმედებას შეისწავლის მექანიკის ნაწილი - ჰიდროაერომექანიკა. მექანიკაში სითხეები და აირები განიხილება როგორც უწყვეტი, მათ მიერ დაკავებულ სივრცეში უწყვეტად განაწილებული. სითხეების მოძრაობას დინება ეწოდება. ხოლო, მოძრავი სითხის ნაწილაკების ერთობლიობას კი ნაკადი. გრაფიკულად სითხეების მოძრაობას გამოსახვენ დენის წირების საშუალებით, რომელთაც ისე ავლენენ, რომ მათდამი გავლებული მხები, მიმართულებით ემთხვევიან სითხის სიჩქარის ვექტორის მიმართულებას, სივრცის შესაბამის წერტილებში (ნახ. 1). დენის წირებით შემოსაზღვრულ სითხის ნაწილს დენის მილი ეწოდება. როცა დენის წირების ფორმა და განლაგება, და აგრეთვე სიჩქარის მნიშვნელობა მის ყოველ წერტილში დროის მიხედვით არ იცვლება, სითხის დინებას სტაციონარული ეწოდება. სითხეების შემადგენელი ნაწილაკების განლაგება არ ემორჩილება რაიმე განსაზღვრულ წესს, მაგრამ ეს იმას არ ნიშნავს, რომ მათ განლაგებაში არ არსებობს რაიმე კანონზომიერება. კერძოდ, სითხის შემადგენელ მოლეკულებს შორის მანძილი ყოველთვის მუდმივი სიდიდეა. სითხე ღებულობს იმ ჭურჭელის ფორმას, რომელშიც ის არის მოთავსებული. ამიტომ სითხეს გააჩნია პრაქტიკულად უცვლელი მოცულობა.



ნახ. 1.

დაუშვათ, რომ მოცემული გვაქვს რაიმე ჭურჭელი, რომელშიც ასხია სითხე და მოთავსებულია თხელი ფირფიტა (ნახ. 2). ამ ფირფიტის ყოველ ΔS ფართობზე მოქმედებენ $\Delta \vec{F}$ ძალები, რომლებიც, ფირფიტის ნებისმიერი ორიენტაციის მიუხედავად, სიდიდით ტოლია და მიმართულია ΔS ფართობისადმი მართობულად,

$$p = \frac{\Delta F}{\Delta S} \quad (1)$$

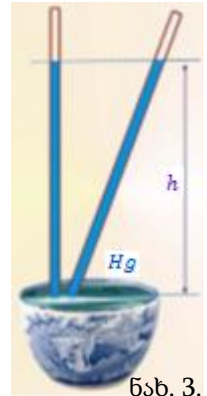


ნახ. 2.

სიდიდეს სითხის წნევა ეწოდება. ერთეულთა SI სისტემაში წნევის ერთეულია პასკალი (პა), $1\text{პა} = 1\text{ნ/მ}^2$. ხშირად გამოიყენება სისტემის გარეშე ერთეულები: ნორმალური ატმოსფერო (ატმ) და ვერცხლისწყლის სვეტის მილიმეტრი: $1\text{ატმ} = 101325\text{პა} \approx 10^5\text{პა}$, $1\text{მმ ვწყ. სვ.} = 133.3\text{პა}$.

ატმოსფერული წნევა. ავიღოთ 1მ სიგრძის, ერთი ბოლოთი დარჩილული მინის მილი და მეორე ბოლოთი ბოლომდე ავაკსოთ ვერცხლისწყლით. თუ მილის ღია ბოლოს თითოს დავაჭერთ, გადავაბრუნებთ და ჩავუშვებთ ვერცხლისწყლიან ჯამში, ხოლო მილს თითოს გაუშვებთ, ვნახავთ რომ მილიდან ვერცხლისწყალი მთლიანად არ გამოიღვრება და გაჩერდება $h \approx 760\text{მმ}$ სიმაღლის დონეზე (ნახ. 3). რადგან ვერცხლისწყალი მთლიანად არ გამოიღვარა, ნიშნავს, რომ ამ პროცესს რაღაც ეწინააღმდეგება, რაც თავის მხრივ ნიშნავს რომ ჯამში ვერცხლისწყლის ზედაპირზე მოქმედებს წნევა, რომელიც ეწინააღმდეგება მილიდან სიმძიმის ძალის მოქმედებით ვერცხლისწყ-

ლის გამოდინების პროცესს. ეს არის ატმოსფერული წნევა, რომელიც აღმოჩენილი იქნა ტორიჩელის მიერ. აღმოჩნდა, რომ ის ტოლია 760მმ სიმაღლის ვერცხლისწყლის, ან, 10332მმ სიმ-აღლის წყლის სვეტით წარმომოხილი წნევის. ამჟამად ითვლება, რომ ზღვის დონეზე ატმოსფერული წნევა ტოლია $p_0 = 1.013 \cdot 10^5$ პა. ტორიჩელის მიერვე დადგენილი იქნა რომ ატმოსფერული წნევის სიდიდე დამოკიდებულია ზღვის დონიდან სიმაღლეზე. ატმოსფერული წნევის სიმაღლეზე დამოკიდებულება გამოსახება ბარომეტრული ფორმულით.

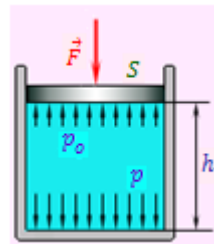


ნახ. 3.

პასკალის კანონი. სითხეების (აირების) წონასწორობისას სიმართლიანია პასკალის კანონი: უძრავი სითხის ნებისმიერ წერტილში წნევა ერთნაირია ყველა მიმართულებით, ამასთან წნევა ერთნაირად გადაეცემა უძრავი სითხის მთელ მოცულობას. (1) ფორმულაში თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\Delta F = mg$, მივიღებთ,

$$p = \frac{mg}{\Delta S} = \frac{\rho V g}{\Delta S} = \frac{\rho \Delta S h g}{\Delta S} = \rho g h \quad (2)$$

რომელსაც ჰიდროსტატიკური წნევა ეწოდება. სადაც, S - ჭურჭლის ფუძის ფართობია, ρ - სითხის სიმკვრივე, h - ჭურჭელში სითხის სვეტის სიმაღლე. წნევა სიმაღლის მიხედვით წრფივად იცვლება. პასკალის კანონის თანახმად ასეთივე წნევა მოქმედებს h სიღრმეზე ჭურჭლის გვერდით კედლებზე.



ნახ. 4.

დაუშვათ, რომ ჭურჭელში სითხე იმყოფება დგუშის ქვეშ (ნახ. 4). თუ დგუშზე ვიმოქმედებთ რაიმე გარეშე $\vec{F}$ ძალით, შეიძლება შევქმნათ სითხეში დამატებითი წნევა $p_0 = F/S$, სადაც S დგუშის ფართობია. ამიტომ, სითხეში h სიღრმეზე სრული წნევა ტოლი იქნება,

$$p = p_0 + \rho g h$$

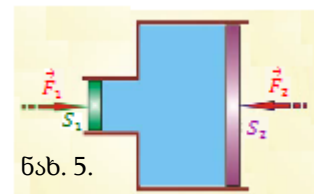
თუ ჭურჭელში დგუშს მოვაშორებთ, მაშინ სითხის ზედაპირზე წნევა ტოლი იქნება ატმოსფერული წნევის: $p_0 = p_{ატმ.}$

პასკალის კანონით აიხსნება ჰიდრავლიკური წნეხის მოქმედების პრინციპი. თუ ორ, დიდ და პატარა დგუშებს შორის მოვათავსებთ სითხეს და დგუშებზე მოვდებთ ძალებს (ნახ. 5), ისე რომ სისტემა იმყოფებოდეს წონასწორობაში, მაშინ პასკალის კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{F_1}{S_1} = \frac{F_2}{S_2}$$

საიდანაც,

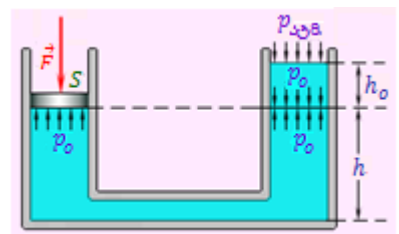
$$F_2 = \frac{S_2}{S_1} F_1 \quad (3)$$



ნახ. 5.

ე.ი. დიდი ფართობის დგუშზე მცირე ძალის მოქმედებით, შეიძლება მცირე ფართობის დგუშზე დიდი ძალის მოქმედების გამოწვევა. (3) ფორმულა საფუძვლად უდევს ავტომობილების ჰიდრავლიკური მუხრუჭების მოქმედებას (ნახ. 6).

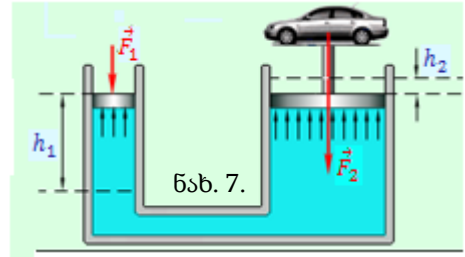
როცა $S_2 \gg S_1$, მაშინ $F_2 \gg F_1$. ასეთი სახის მოწყობილობას ჰიდრავლიკური მანქანები ეწოდებათ (ნახ. 7). ისინი გვაძლევენ საშუალებას მივიღოთ მნიშვნელოვანი მოგება ძალაში. თუ ვიწრო ცილინდრის დგუშს, F_1 ძალის მოქმედებით, h_1 მანძილზე გადავაადგილებთ, მაშინ, დგუშში ფართო ცილინდრში მძიმე ტვირთს,



ნახ. 6.

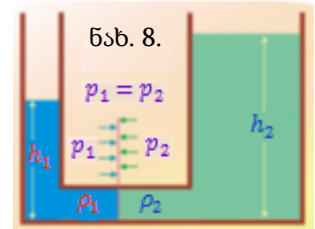
$$h_2 = \frac{S_1}{S_2} h_1$$

მანძილზე გადაადგილებს. ამგვარად, ძალაში $n = S_2/S_1$ მოგებას თან ახლავს ასეთივე წაგება მანძილში. ამასთან, ძალისა და მანძილის ნამრავლი უცვლელია: $F_1 h_1 = F_2 h_2$. ეს წესი სრულდება ნებისმიერი იდეალური მანქანისთვის, სადაც ხახუნის ძალები არ მოქმედებს. მას „მექანიკის ოქროს წესი“ ეწოდება. ჰიდრავლიკური მანქანები, რომლებიც გამოიყენება ტვირთების ასაწევად დომკრატები ეწოდებათ (ნახ. 7). ისინი ფართოდ გამოიყენებიან აგრეთვე როგორც ჰიდრავლიკური წნეხები. სითხეებად ჩვეულებრივ გამოიყენება მინერალური ზეთები.



პასკალის კანონით შესაძლებელია აგრეთვე ზიარჭურჭლის მოქმედების პრინციპის ახსნა. განვიხილოთ ρ_1 და ρ_2 სიმკვრივის სითხეებით, h_1 და h_2 სიმაღლემდე ავსებული ორი ჭურჭელი (ნახ. 8), რომელთა შორის თავდაპირველად მოთავსებულია სითხეებისათვის შეუღწევადი ტიხარი. ამ შემთხვევაში $p_1 = \rho_1 g h_1$ და $p_2 = \rho_2 g h_2$, ხოლო, რადგან $h_2 > h_1$, ამიტომ $p_2 > p_1$. რადგან ჭურჭლების შემაერთებელ ერთსა და იმავე საერთო კვეთაზე მოქმედებს სხვადასხვა წნევები, ამიტომ ტიხარის მოშორების შემდეგ, სისტემის წონასწორობა დაირღვევა, წარმოიშობა ძალები, რომლებიც გადაადგილებს ρ_2 სიმკვრივის სითხეს მანამ, სანამ ჭურჭლებში დონეები არ გახდება ერთნაირი. ამ შემთხვევაში $p_2 = p_1$, ანუ, $\rho_1 g h_1 = \rho_2 g h_2$, ამიტომ, შეიძლება დავწეროთ

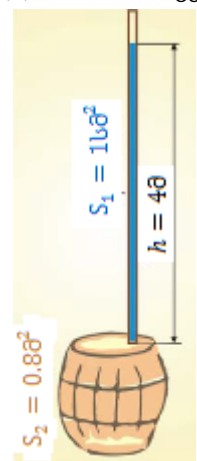
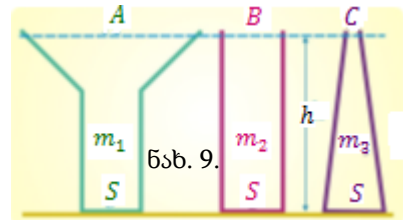
$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \quad (4)$$



პასკალის კანონის ერთერთ საინტერესო გამოვლენაა ე.წ. ჰიდროსტატიკური პარადოქსის ახსნა. დაუშვათ, რომ სხვადასხვა ფორმის და მოცულობის სამი A, B და C ჭურჭელი ავსებულია ერთნაირი სითხით რაღაც h დონემდე (ნახ. 9). ერთნაირი სიმკვრივის სითხეების შემთხვევაში, ჭურჭლებში მათი მასები იქნება განსხვავებული (თუ ამ ჭურჭლებს თანმიმდევრობით ავწონით სასწორზე, ვნახავთ, რომ მათი ჩვენებები იქნება განსხვავებული), ამასთან, $m_1 > m_2 > m_3$. მაგრამ, თუ სამივე ჭურჭლის ფუძეების ფართობები ერთნაირია (S), მაშინ სამივე ჭურჭლის ფსკერზე წნევა იქნება ერთნაირი, რადგან, პასკალის კანონის თანახმად წნევა ამ შემთხვევაში განისაზღვრება მხოლოდ გარეშე და ჰიდროსტატიკური წნევით,

$$p_1 = p_2 = p_3 = p_o + \rho g h \quad (5)$$

შუასაუკუნეების ევროპაში გავრცელებული იყო და ადამიანების თავშეყრის ადგილებში აჩვენებდნენ ასეთ „სანახაობას“: წყლით სავსე მუხის მტკიცე კასრში ჩადგმული იყო მცირე დიამეტრის გრძელი მილი (ნახ. 10). მილის დაახლოებით 4მ სიმაღლემდე წყლით გავსებისას კასრის სიმტკიცე ირღვეოდა და კასრიდან წყალი გამოედინებოდა, ზოგჯერ იმსხვრევოდა კასრის ლითონის სარტყლებიც. ადამიანები მოდიოდნენ გაუგებარ ალტაცებაში. სინამდვილეში აიხსნება მარტივად, რადგან $F = pS = \rho g h S$, ამიტომ, კასრში წყლის ზედაპირზე მოქმედი ძალა დამოკიდებულია წყლის სვეტის სიმაღლესა და ზედაპირის ფა-



ნახ.10.

რობზე. მაგალითად, ტიპური კასრისათვის, $S_2 \cong 0,8\text{მ}^2$, ხოლო მილისათვის $S_1 \cong 10^{-4}\text{მ}^2$, ე.ი. $S_2/S_1 = 8 \cdot 10^3$.

არქიმედეს კანონი. დავუშვათ, რომ პარალელეპიპედის ფორმის სხეული მოთავსებულია ρ სიმკვრივის სითხეში ისე, რომ მისი ფუძეები პარალელურია სითხის ზედაპირის (ნახ. 11). ცხადია, რომ სხეულის ზედა და ქვედა ფუძეებზე იმოქმედებს $F_1 = p_1 S = \rho g h_1 S$ და $F_2 = p_2 S = \rho g h_2 S$ ძალები. რადგან $h_2 > h_1$, ცხადია, რომ $F_2 > F_1$. ამიტომ, სითხეში ჩადირულ სხეულზე იმოქმედებს ვერტიკალურად ზევით მიმართული ძალა,

$$F_s = F_2 - F_1 = \rho g S(h_2 - h_1) = \rho g S h = \rho g V \quad (6)$$

რომელსაც არქიმედეს ძალა ეწოდება. (5) ფორმულა გამოსახავს არქიმედეს კანონს, რომლის თანახმადაც, სითხეში (აირში) ჩადირულ სხეულზე, ამ სითხის (აირის) მხრივ მოქმედებს ვერტიკალურად ზევით მიმართული ძალა, რომელიც ტოლია სხეულის მიერ გამოდევნილი სითხის (აირის) წონის. (6) ფორმულაში $V = Sh$ - სითხეში ჩადირული სხეულის მოცულობაა, ρ - სითხის სიმკვრივე.

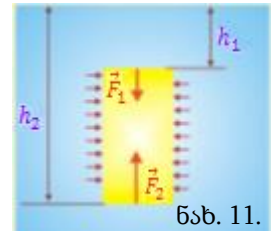
არქიმედეს ძალა ყოველთვის არსებობს სიმძიმის ძალასთან ერთად. ამომგდები ძალა, რომელიც ტოლია არქიმედეს და სიმძიმის ძალების სხვაობის, ყოველთვის მიმართულია ვერტიკალურად ზევით, ხოლო, მისი მოქმედების წრფე გადის სხეულის მიერ გამოდევნილი სითხის (აირის) მასათა ცენტრზე.

როცა, $mg < F_s$, სხეული ცურავს სითხის ზედაპირზე, ისე რომ ნაწილობრივ ჩადირულია მასში. როცა $mg = F_s$, სხეული მთლიანად ჩადირულია სითხეში, ისე რომ იმყოფება შეტივტივებულ მდგომარეობაში. როცა $mg > F_s$ სხეული იძირება.

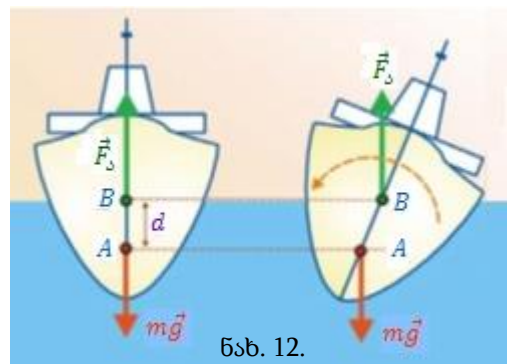
რადგან $mg = \rho_{\text{სხ.}} V_{\text{სხ.}} g$, ხოლო $F_s = \rho_{\text{სითხ.}} g V_{\text{სხ.}}$, სხეულის ცურვის პირობები შეიძლება გამოვსახოთ $\rho_{\text{სხ.}} \leq \rho_{\text{სითხ.}}$ სახით. საჰაერო ბურთის ჰაერში ასაწევად მის წონა ნაკლები უნდა იყოს გამოდევნილი ჰაერის წონაზე. ამიტომ, საჰაერო ბურთს ავსებენ მსუბუქი აირით (წყალბადი, ჰელიუმი) ან გახურებული ჰაერით.

არქიმედეს ძალა მნიშვნელოვან როლს თამაშობს საზღვაო სატრანსპორტო საშუალებების ცურვისას (ნახ. 12). მარტივ შემთხვევაში, გემზე მოქმედებს ორი ძალა: სიმძიმის ძალა და არქიმედეს ძალა. როცა სიმძიმის ძალის მოდების წერტილი მდებარეობს არქიმედეს ძალის მოდების წერტილის ქვემოთ, მაშინ გემის გადახრისას წარმოიშობა მაბრუნებელი მომენტი, რომელიც ცდილობს დააბრუნოს გემი თავდაპირველ მდგომარეობაში. წინააღმდეგ შემთხვევაში, როცა გემის მასათა ცენტრი მდებარეობს არქიმედეს ძალის მოდების წერტილის ზევით, მაშინ წარმოიშობილი მაბრუნებელი მომენტი ცდილობს გაიზარდოს გემის გადახრა, რაც იწვევს ნებიმიერი კლასის გემის ავარიულ კატასტროფულ შემთხვევას.

არქიმედეს კანონი საშუალებას გვაძლევს გავზომოთ მყარი სხეულების სიმკვრივეები, რომელთა ფორმა საშუალებას არ გვაძლევს ზუსტად განვსაზღვროთ მათი მოცულობა, რითაც ისარგებლა თავის დროზე არქიმედემ სამეფო გვირგვინის ექსპერტიზის დროს. თუ სხეულის წონა ჰაერში ტოლია $(mg)_3$, მაშინ, სითხეში ჩაშვების შემდეგ წონა გახდება $(mg)_{\text{სითხ.}} = (mg)_3 - F_s$, აქედან მიიღება,



ნახ. 11.



ნახ. 12.

$$\rho_{\text{სხ}} = \rho_{\text{სითხ}} \frac{(mg)_3}{(mg)_3 - (mg)_{\text{სითხ.}}}$$

არქიმედეს კანონის გამოყენებით შეიძლება განვსაზღვროთ სითხის სიმკვრივე (ρ_x), სხვა სითხის გამოყენებით, რომლის სიმკვრივე (ρ_o) ცნობილია. ამისათვის, სხეული უნდა ავწონოთ ჰაერში (G_3) და მუშა სითხეებში (G_o და G_x). მაშინ,

$$\rho_x = \rho_o \frac{G_3 - G_o}{G_3 - G_x}$$

§28. უწყვეტობის განტოლება

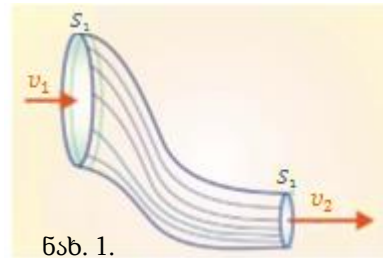
განვიხილოთ დენის მილის ორი S_1 და S_2 კვეთა (ნახ. 1). რაიმე dt დროის განმავლობაში, რაიმე S კვეთაში გასული სითხის რაოდენობა ტოლია $dm = \rho v S dt$. სადაც, ρ - სითხის სიმკვრივეა, v - სითხის დინების სიჩქარე, S - დენის მილის განიკვეთის ფართობი. სტაციონარული დინების შემთხვევაში, დენის მილში გასული სითხის რაოდენობა ერთნაირი იქნება მის ყველა კვეთაში. ცხადია, რომ ერთეულოვან დროში, S_1 კვეთაში გასული სითხის რაოდენობა ტოლი იქნება $\rho v_1 S_1$, ხოლო, S_2 კვეთაში გასული სითხის რაოდენობა კი ტოლი იქნება $\rho v_2 S_2$. თუ სითხე უკუმშვადია, მაშინ, S_2 კვეთაში გასული სითხის რაოდენობა ტოლი იქნება S_1 კვეთაში გასული სითხის რაოდენობის, ე.ი. შეიძლება დავწეროთ, რომ $\rho v_1 S_1 = \rho v_2 S_2$, ანუ,

$$S_1 v_1 = S_2 v_2 \quad (1)$$

როცა (1) განტოლება არ სრულდება, მაშინ ეს ნიშნავს, რომ S_1 და S_2 კვეთებს შორის არსებობს სითხის სხვა, გარეშე წყაროები, ან ჩამონადენები. რადგან კვეთები არჩეულია ნებისმიერად, ამიტომ (1) განტოლება შეიძლება ჩავწეროთ ზოგადი სახით,

$$Sv = \text{const} \quad (2)$$

რომელსაც უწყვეტობის განტოლება ეწოდება.



ნახ. 1.

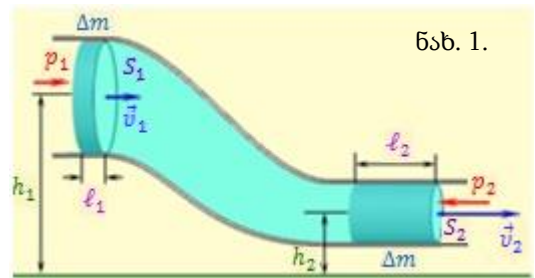
§29. ბერნულის განტოლება

განვიხილოთ იდეალური სითხის დინება, მცირე განიკვეთის დახრილ დენის მილში (ნახ. 1). მცირე dt დროის განმავლობაში, სითხე გადაადგილდება დენის მილის გასწვრივ S_1 კვეთიდან S_2 კვეთისაკენ (ნახ. 1). ამასთან, S_1 კვეთაში სითხე გაივლის ℓ_1 გზას, ხოლო S_2 კვეთაში კი გაივლის ℓ_2 გზას. ენერგიის შენახვის კანონის თანახმად, სრული ენერგიის ცვლილება ტოლი იქნება,

$$\Delta E = (K_2 + P_2) - (K_1 + P_1)$$

სადაც, 1 და 2 ინდექსები მიეკუთვნებიან შესაბამისად S_1 და S_2 კვეთებს. თუ გავითვალისწინებთ კინეტიკური და პოტენციური ენერგიის მნიშვნელობებს გვექნება,

$$\Delta E = \frac{\Delta m v_2^2}{2} + \Delta m g h_2 - \frac{\Delta m v_1^2}{2} - \rho g h_1 \quad (1)$$



ნახ. 1.

აღნიშნული ენერგიის ცვლილება ტოლია, გარეშე ძლების მიერ, Δm მასის სითხის გადაადგილებისას შესრულებული მუშაობის

$$\Delta E = \Delta A \quad (2)$$

ამიტომ,

$$\Delta A = \Delta A_1 + \Delta A_2 = F_1 \ell_1 + F_2 \ell_2 = F_1 v_1 \Delta t - F_2 v_2 \Delta t \quad (3)$$

სადაც, $\Delta A_1 = F_1 \ell_1 = F_1 v_1 \Delta t$ - არის გარეშე F_1 წნევის ძალის მოქმედებით, ℓ_1 მანძილზე, Δm მასის სითხის გადაადგილებისას შესრულებული მუშაობა, ხოლო, $\Delta A_2 = F_2 \ell_2 = -F_2 v_2 \Delta t$ - არის გარეშე F_2 წნევის ძალის მოქმედებით ℓ_2 მანძილზე Δm მასის სითხის გადაადგილებისას შესრულებული მუშაობა. (3) გამოსახულებაში თუ გავითვალისწინებთ, რომ $F_1 = p_1 S_1$ და $F_2 = p_2 S_2$, გვექნება,

$$\Delta A = p_1 S_1 v_1 \Delta t - p_2 S_2 v_2 \Delta t$$

მაგრამ, $S_1 v_1 \Delta t = S_2 v_2 \Delta t = \Delta V$, ამიტომ გვექნება,

$$\Delta A = p_1 \Delta V - p_2 \Delta V \quad (4)$$

(1), (2) და (4) განტოლებების თანახმად შეიძლება დავწეროთ:

$$\frac{\Delta m v_2^2}{2} + \Delta m g h_2 + p_2 \Delta V = \frac{\Delta m v_1^2}{2} + \Delta m g h_1 + p_1 \Delta V$$

ტოლობის ყველა წევრი გავყოთ ΔV სიდიდეზე და გავითვალისწინოთ, რომ $\Delta m / \Delta V = \rho$ სითხის სიმკვრივეა, მაშინ გვექნება,

$$\frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 + p_2 = \frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 + p_1 \quad (5)$$

რადგან S_1 და S_2 კვეთები არჩეულია ნებისმიერად, საბოლოოდ შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho g h + p = \text{const} \quad (6)$$

რომელსაც ბერნულის განტოლება ეწოდება და წარმოადგენს სითხის მოძრაობის განტლებას. ამ განტოლების პირველი წევრი წარმოადგენს სითხის კუთრ კინეტიკურ ენერგიას, მეორე - სითხის კუთრ პოტენციურ ენერგიას სიმძიმის ძალთა ველში, ხოლო, მესამე კი - წნევის ძალებით გამოწვეული სითხის კუთრ ენერგიას. გარდა ამისა (6) განტოლების ყველა წევრი შეიძლება განვიხილოთ როგორც წნევა, ამასთან, $\rho v^2 / 2$ სიდიდეს, დინამიკური წნევა ეწოდება; $\rho g h$ სიდიდეს ჰიდროსტატიკური წნევა; ხოლო, p სიდიდეს კი სტატიკური წნევა. თუ სითხის ნაკადის კვეთა საკმაოდ დიდია, ბერნულის განტოლება უნდა გამოვიყენოთ დენის წირებისათვის, ე.ი. წირებისათვის რომლის გასწვრივაც გადაადგილდებიან სითხის ნაწილაკები სტაციონარული დინებისას.

ჰორიზონტალური დენის მილისათვის ($h_1 = h_2$), ბერნულის განტოლება მიიღებს შემდეგ სახეს,

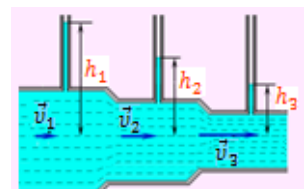
$$\frac{\rho v^2}{2} + p = \text{const} \quad (7)$$

რომელსაც სრულ წნევა ეწოდება.

ბერნულის განტოლებით აიხსნება მთელი რიგი ჰიდროსტატიკური ეფექტი. მაგალითად, როცა სითხე ჭურჭელში ასრულებს ბრუნვით მოძრაობას, მაშინ, თუ გავითვალისწინებთ კავშირს ხაზოვან და კუთხურ სიჩქარეებს შორის ($v = \omega r$), ბერნულის განტოლება ჩაიწერება შემდეგი სახით

$$\frac{\rho \omega^2 r^2}{2} + \rho g h + p = \text{const} \quad (8)$$

სადაც, ω - ბრუნვის კუთხური სიჩქარეა, r - ბრუნვის ღერძიდან მანძილი. (8) განტოლება გვიჩვენებს, რომ მზრუნავი სითხის ზედაპირი წონასწორობის მდგომარეობაში არ შეიძლება იყოს ჰორიზონტალური. რადგან, წნევა პროპორციულია ბრუნვის ღერძიდან მანძილის



ნახ. 2.

კვადრატის, ზე-დაპირს გააჩნია პარაბოლის სახის პროფილი.

ბერნულის განტოლებიდან გამომდინარეობს, რომ ცვლადი განივკვეთის მქონე ჰორიზონტულ მილში გამდინარე სითხის წნევა მეტია იმ კვეთაში, სადაც სითხის დინების სიჩქარე ნაკლებია და პირიქით, წნევა ნაკლებია იმ კვეთაში, სადაც სიჩქარე მეტია (ნახ. 2).

ტორიჩელის ფორმულა. ბერნულის განტოლება შეიძლება გამოყენებული იქნეს, მცირე ნახვრეტის მქონე ჭურჭლიდან, სითხის გამოდინების სიჩქარის განსასაზღვრავად. სითხის გამოდინებისას, ის შეიძლება დავყოთ ცალკეულ დენის მილებად, რომლებიც იწყებიან სითხის თავისუფალ ზედაპირზე და გადიან ჭურჭლის ფსკერთან მდებარე ხვრელში (ნახ. 3). განხილული შემთხვევისათვის ბერნულის განტოლება შემდეგნაირად ჩაიწერება,

$$\frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 + p_2 = \frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 + p_1$$

რადგან p_1 და p_2 წნევები ერთნაირია, ამიტომ გვექნება,

$$\frac{\rho}{2}(v_2^2 - v_1^2) = \rho g(h_1 - h_2)$$

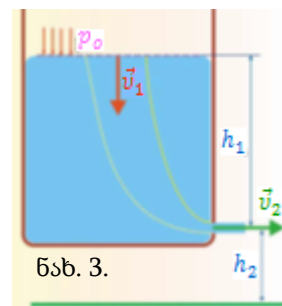
საიდანაც,

$$v_2 = \sqrt{v_1^2 + 2g(h_1 - h_2)}$$

თუ ხვრელის ფართობი, საიდანაც გამოედინება სითხე, გაცილებით ნაკლებია სითხის თავისუფალი ზედაპირის ფართობზე, მაშინ $v_1 \ll v_2$ და გვექნება,

$$v_2 = \sqrt{2g(h_1 - h_2)} \quad (8)$$

რომელსაც ტორიჩელის ფორმულა ეწოდება.

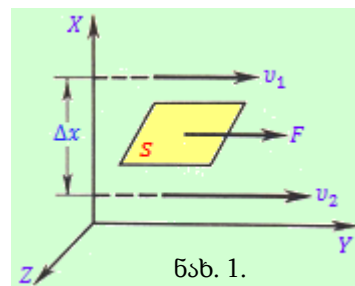


§30. სიბლანტე (შინაგანი ხახუნი).

სითხეების ლამინარული და ტურბულენტური დინება

სითხეების მოძრაობისას ადგილი აქვს, მისი ცალკეული ფენების ერთმანეთის მიმართ გადაადგილებებს. სხვადასხვა სიჩქარით მოძრავი მეზობელ ფენების მოლეკულებს გააჩნიათ განსხვავებული სიჩქარეები. მოლეკულების ერთი ფენიდან მეორეში გადაადგილება იწვევს ფენების ან აჩქარებას, ან დამუხრუჭებას. რასაც სითხის სიბლანტე, ან შინაგანი ხახუნი ეწოდება. რეალური სითხის ერთი ფენის, სხვა ფენის მიმართ გადაადგილებისას, წარმოიშობა ფენების ზედაპირების მხეხისადმი მიმართული შინაგანი ხახუნის ძალები. რაც გამოწვეულია იმით, რომ სწრაფად მოქმედი ფენის მხრივ, ნელა მოძრავ ფენაზე მოქმედებს ამაჩქარებელი ძალა, ხოლო, ნელა მოძრავი ფენის მხრივ, სწრაფად მოძრავ ფენაზე მოქმედებს დამამუხრუჭებელი ძალა. შინაგანი ხახუნის ძალა მით მეტია, რაც მეტია ფენის ზედაპირის განსახილველი S ფართობი (ნახ. 1) და დამოკიდებულია იმაზე, თუ რამდენად სწრაფად იცვლება სითხის დინების სიჩქარე, ფენიდან ფენაზე გადასვლისას. ორი $\vec{v}_1$ და $\vec{v}_2$ სიჩქარით მოძრავ ფენებს შორის მანძილი აღვნიშნოთ Δx სიდიდით. ამასთან, $\vec{v}_1 - \vec{v}_2 = \Delta \vec{v}$. $\Delta v / \Delta x$ ფარდობა გვიჩვენებს, x მიმართულებით ფენიდან ფენაზე გადასვლის სიჩქარის ცვლილების სისწრაფეს და სიჩქარის გრადიენტი ეწოდება. ამრიგად, შეიძლება დავწეროთ, რომ შინაგანი ხახუნის ძალის მოდული,

$$F = \eta \left| \frac{\Delta v}{\Delta x} \right| S$$



სადაც, η პროპორციულობის კოეფიციენტი დამოკიდებულია სითხის ბუნებაზე და დინამიკური სიბლანტე (ან, უბრალოდ სიბლანტე) ეწოდება. სიბლანტის ერთეულია პასკალი $\cdot$ წამი ($\text{პა} \cdot \text{წმ}$). რაც მეტია სიბლანტე, მით მეტად განსხვავდება სითხე იდეალურისაგან და მით მეტი შინაგანი ხახუნის ძალა წარმოიშობა მასში. სიბლანტე დამოკიდებულია ტემპერატურაზე. ტემპერატურის გაზრდისას, სითხეებისათვის η კლებულობს, ხოლო აირებისათვის კი პირიქით იზრდება.

არსებობს სითხეების დინების ორი რეჟიმი. როცა ნაკადის გასწვრივ, ყოველი გამოყოფილი თხელი ფენა, სრიალებს მეზობელი ფენების მიმართ ისე, რომ არ ხდება მათი შერევა, დინებას ლამინარული ეწოდება. ხოლო, როცა ნაკადის გასწვრივ ხდება სითხის ინტენსიური გრიგალისებური წარმოშობა და შერევა, დინებას ტურბულენტური ეწოდება.

ინგლისელმა მეცნიერმა რეინოლდსმა აჩვენა, რომ დინების ხასიათი დამოკიდებულია უგანზომილებო სიდიდეზე, რომელსაც რეინოლდსის რიცხვი ეწოდება და განისაზღვრება ფორმულით,

$$Re = \frac{\rho \bar{v} d}{\eta} = \frac{\bar{v} d}{\nu}$$

სადაც, $\nu = \eta / \rho$ - სითხის კინემატიკური სიბლანტეა, η - სითხის დინამიკური სიბლანტე, ρ - სითხის სიმკვრივე, $\bar{v}$ - სითხის საშუალო სიჩქარე, d - მახასიათებელი ზოგადი ზომა (მაგალითად, კვადრატის გვერდი, როცა მილის კვეთა კვადრატულია, რადიუსი ან დიამეტრი, როცა მილის კვეთა წრიული ფორმისაა). რეინოლდსის რიცხვის მცირე მნიშვნელობისას ($Re \leq 1000$), ადგილი აქვს ლამინარულ დინებას. ლამინარულიდან ტურბულენტურზე გადასვლა ხდება ($1000 \leq Re \leq 2000$) არეში, ხოლო, $Re = 2300$ მნიშვნელობისას ადგილი აქვს ტურბულენტურ დინებას.

§31. სხეულების სითხეებსა და აირებში მოძრაობა

მყარი სხეულის, სითხეში ან აირში მოძრაობისას, მასზე მოქმედებს გარემოს წინააღობის ძალა, რომელიც მიმართულია სხეულის გარემოს მიმართ სიჩქარის საპირისპიროდ და ამუხრუჭებს მოძრაობას. წინააღობის ძალის მთავარი თავისებურება არის ის, რომ ის თავს იჩენს მხოლოდ სხეულის და გარემომცველი გარემოს ფარდობითი მოძრაობისას. უძრაობის ხახუნის ძალა სითხეებსა და აირებში საერთოდ არ არსებობს. მაგალითად, მცურავი ხის ძელი მაშინვე მოვა მოძრაობაში, თუ მას მსუბუქად შევეხებით. მაგრამ, იმავე ხის ძელს ვერც კი დავძრავთ, როცა ის რაიმე ზედაპირზე დევს. ასევე, ხელით შეიძლება დავძრათ მძიმე სხეული, მაგალითად, მცურავი ბარჟა, მაშინ როცა იმავე ხელით შეუძლებელია ადგილიდან მატარებლის დაძვრა.

წინააღობის ძალა ($F_{\text{წ}}$) დამოკიდებულია სხეულის ზედაპირის ფორმაზე, ზომაზე, მდგომარეობაზე, გარემოს (სითხის, აირის) თვისებებზე, რომელშიც სხეული მოძრაობს და აგრეთვე, სხეულის და გარემოს ფარდობით სიჩქარეზე. როცა ფარდობითი სიჩქარე ნულის ტოლია, სხეულზე წინააღობის ძალა არ მოქმედებს ($F_{\text{წ}} = 0$). ფარდობითი სიჩქარის გაზრდისას, წინააღობის ძალა იზრდება ჯერ ნელა, ხოლო, შემდეგ კი სულ უფრო სწრაფად და სწრაფად. მოძრაობის მცირე სიჩქარეებისას, წინააღობის ძალა შეიძლება ჩავთვალოთ, სხეულის, გარემოს მიმართ მოძრაობის სიჩქარის პროპორციული,

$$F_{\text{წ}} = k_1 v$$

სადაც, k_1 - წინააღობის კოეფიციენტი და დამოკიდებულია სხეულის ფორმაზე, ზომაზე, ზედაპირის მდგომარეობაზე და გარემოს თვისებებზე - სიბლანტეზე.

ფარდობითი მოძრაობის დიდი სიჩქარეებისას, წინაღობის ძალა, სიჩქარის კვადრატის პროპორციულია,

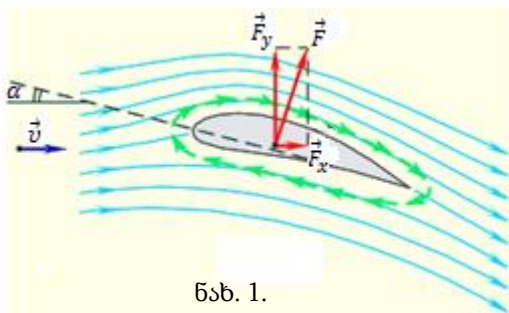
$$F_{\text{წ}} = k_2 v^2$$

სადაც, k_2 - წინაღობის კოეფიციენტი, რომელიც განსხვავებულია k_1 წინაღობის კოეფიციენტისაგან.

განვიხილოთ სითხეში წრფივად მოძრავი სხეული. სითხის შემხვედრი ნაკადის მხრივ, სხეულზე მოქმედი $\vec{F}$ ჯამური ძალა ტოლია, სხეულის ზედაპირზე მოქმედი წნევის ($\vec{F}_{\text{წ}}$) და ხახუნის ($\vec{F}_b$) ძალთა ტოლქმედების ვექტორული ჯამის,

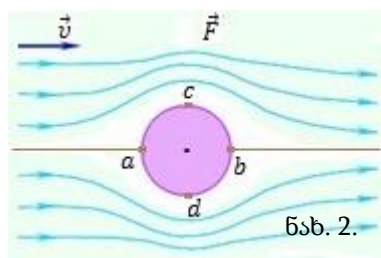
$$\vec{F} = \vec{F}_{\text{წ}} + \vec{F}_b$$

$\vec{F}$ ძალა შეიძლება დავშალოთ ორ მდგენელად: სხეულის მოძრაობის სიჩქარის საპირისპიროდ მიმართულ $\vec{F}_x$ შუბლა წინაღობის ძალად და ამ სიჩქარის მართობულად მიმართულ $\vec{F}_y$ ამწევ ძალად (ნახ. 1). ეს ძალები დამოკიდებულია ნაკადის სიჩქარეზე, სხეულის ფორმაზე, მის ზომებზე და აგრეთვე სითხის თვისებებზე. როცა სითხე იდეალურია, მაშინ, როგორც გამოთვლები გვიჩვენებენ სხეულის შუბლა წინაღობის ძალა ნულის ტოლია, ე.ი. იდეალურ სითხეში სხეული უნდა მოძრაობდეს ყოველგვარი წინაღობის გარეშე.



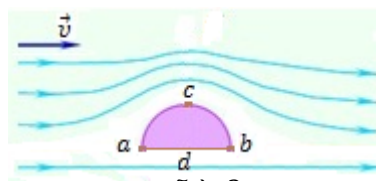
ნახ. 1.

ნახაზზე (ნახ. 2) ნაჩვენებია გრძელი, წრიული ცილინდრის, რომლის ღერძი განლაგებულია ნახაზის სიბრტყის მართობულად, გარს შემოედენი იდეალური სითხის დენის წირები. როგორც ნახაზიდან ჩანს, სითხის სიჩქარე განსხვავებულია ნულისაგან ცილინდრის ზედაპირის ყველა წერტილში, გარდა a და b კრიტიკული წერტილებისა, სადაც ის ნულის ტოლია. ac და ad უბნებზე სითხის სიჩქარე იზრდება, ხოლო, სტატიკური წნევა კი კლებულობს ბერნულის კანონის განტოლების შესაბამისად. c და d წერტილებში სიჩქარე მაქსიმალურია, ხოლო, წნევა კი მინიმალური. cb და db უბნებზე სიჩქარე კლებულობს, ხოლო წნევა კი იზრდება. ამიტომ, a და b წერტილების მახლობლად წნევა ერთნაირია (და მეტი, ვიდრე სტაციონარულ ნაკადში, რადგან, ამ წერტილების მახლობლად სიჩქარე ნაკლებია). ზუსტად ასევე ერთნაირი იქნება წნევა c და d წერტილების მახლობლად (და ნაკლები, ვიდრე სტაციონარულ ნაკადში, რადგან, ამ წერტილების მახლობლად სიჩქარე მეტია). ცხადია, რომ სითხის მხრივ, ცილინდრის ზედაპირზე მოქმედი ჯამური წნევის ძალა ($\vec{F}_{\text{წ}}$) ნულის ტოლი იქნება. რადგან სითხე იდეალურია, ამიტომ, არ არსებობს ხახუნის ძალები ($\vec{F}_b = 0$). ცხადია, რომ ცილინდრზე მოქმედი ჯამური ძალა (მისი შუბლა წინაღობის ძალა და ამწევი ძალა) ნულის ტოლია. ანალოგიური შედეგი მიიღება სხვა ფორმის სხეულებისათვის.



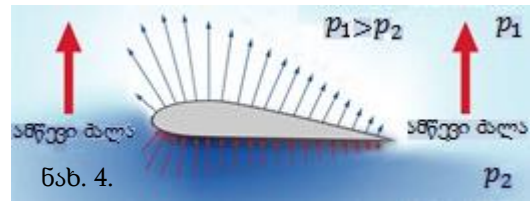
ნახ. 2.

დაუშვათ, რომ იდეალური სითხე გარს შემოედინება ნახევარცილინდრს (ნახ. 3). სრული გარს შემოედინების შედეგად, დენის წირები სიმეტრიული იქნება cd წრფის მიმართ, ხოლო, ab წრფის მიმართ კი იქნება არასიმეტრიული. დენის წირები შემჭიდროებულია c წერტილის მახლობლად, ამიტომ წნევა იქ იქნება ნაკლები, ვიდრე d წერტილის მახლობლად, რის შედეგადაც წარმოიშობა ამწევი ძალა.



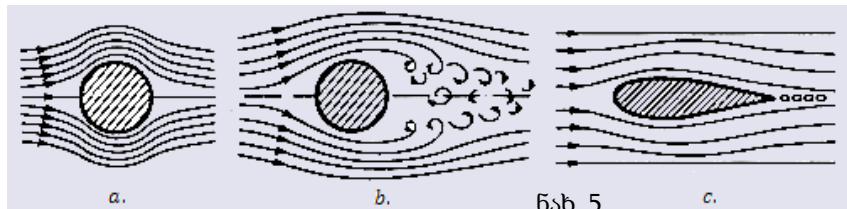
ნახ. 3.

ამწვევი ძალის მოქმედებით დაფრინავენ ფრინველები და თვითმფრინავები. ფრთების რთული ფორმის გამო, მის ზევით და ქვევით წარმოიშობა გარსშემომდენი საჰაერო ნაკადების სხვაობა, რაც სხეულს აძლევს ზევით ასვლის საშუალებას. ფრთის ზედა კონტურის სიმრუდე მეტია, ვიდრე ქვედა კონტურის სიმრუდე. შესაბამისად, ფრთის ზედა ზედაპირის ფართობი მეტია, მის ქვედა ზედაპირის ფართობზე. იმისათვის, რომ ერთსა და იმავე დროში, ფრთის ზედა ნაწილში გავიდეს ისეთივე რაოდენობის ნაკადი, როგორიც ქვედაში, ამისათვის, ფრთის ზედა ზედაპირის გარსშემომდენი ჰაერი, უნდა მოძრაობდეს სწრაფად თვითმფრინავის მიმართ, ვიდრე ქვედა ზედაპირის გარსშემომდენი ნაკადი. ბერნულის კანონის თანახმად, რაც უფრო მეტია ნაკადის სიჩქარე, მით უფრო ნაკლებია მასში წნევა და პირიქით. ე.ი. ფრთის ზედა საჰაერო ნაკადში წნევა ნაკლებია, ვიდრე მის ქვედა ნაწილში (ნახ. 4). წნევათა ამ სხვაობის გამო წარმოიშობა ამწვევი ძალა, რომელიც ასწევს თვითმფრინავის ფრთას და შესაბამისად თვით თვითმფრინავს ზევით. რაც უფრო მეტია სიჩქარე, მით მეტია ამწვევი ძალა. ხოლო, როცა ის თვითმფრინავის წონის ტოლია, მაშინ ის მოძრაობს ჰორიზონტალურად. ამასთან, სიჩქარე დამოკიდებულია თვითმფრინავის ძრავის მუშაობაზე.



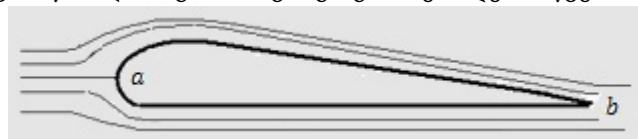
ნახ. 4.

ანალოგიური ამწვევი ძალა წარმოიშობა ბლანტ სითხეში. თუ სითხეს გააჩნია სიბლანტე, მაშინ, სითხის ძალიან თხელი ფენა, მიეკვრება სხეულის ზედაპირს და მოძრაობს მასთან ერთად, როგორც ერთი მთლიანი, ისე რომ ხახუნის შედეგად წაიტაცებს შემდეგ ფენებს (ნახ. 5, a). სხეულის ზედაპირიდან დაშორებისას ფენების სიჩქარე კლებულობს და ბოლოს ზედაპირიდან რაღაც მანძილზე სითხე პრაქტიკულად არ არის შემფოთებული სხეულის მოძრაობით. ე.ი. სხეული გარშემოცულია სითხის ფენით, რომელშიც არსებობს სიჩქარის გრადიენტი. ამ ფენას სასაზღვრო ფენა ეწოდება. მასში მოქმედებს ხახუნის ძალები, რომლებიც საბოლოო ჯამში აღმოჩნდება სხეულზე მოდებული და იწვევს წინაღობას.



ნახ. 5.

სრული გარსშემოედინება შეუძლებელია. ზედაპირულ ფენაზე ხახუნის ძალის მოქმედებით, ნაკადი მოწყდება სხეულის ზედაპირს და სხეულის უკან წარმოიშობა, დაცემული ნაკადის საპირისპიროდ მიმართული სითხის (აირის) დინება, რომელიც ქმნის გრიგალებს, რომლებიც ბრუნავენ საპირისპირო მიმართულებით (ნახ.5, b). გრიგალები გაიტაცება ნაკადის მიერ და თანდათანობით მიიღევა ხახუნის შედეგად. ამასთან, გრიგალების ენერგია იხარჯება სითხის გათბობაზე. გრიგალებში სითხე უფრო სწრაფად მოძრაობს (ნახ. 5, b), ვიდრე, სტაციონარულ ნაკადში (ნახ. 5, a). ამიტომ, გარსშემომდენი სხეულის უკანა ნაწილში, სადაც წარმოიშობა გრიგალები, წნევა იქნება ნაკლები, ვიდრე წინა ნაწილში. მოძრავი სხეულის წინ და უკან ეს წნევათა სხვაობა ქმნის სწორედ, სხეულის მოძრაობის წინაღობას. წინაღობა თამაშობს დამაზიანებელ როლს თვითმფრინავების ფრენისას. ამიტომ, მინიმალური წინაღობა გააჩნია კარგი გარსშემომდენის წვეთის ფორმის სხეულს (ნახ. 6). ამიტომ, ცდილობენ კარგი გარსშემომდენის ფორმა მისცენ თვითმფრინავების ფრთებს და ფიუზელაჟებს, სპორტული ავტომობილების ძარებს და ა.შ.



ნახ. 6.

§32. სიბლანტის განსაზღვრის მეთოდები

სითხის შინაგანი ხახუნის კოეფიციენტი (სიბლანტე) შეიძლება განსაზღვრული იქნეს სხვადასხვა მეთოდით. განვიხილოთ ზოგიერთი მათგანი.

სტოქსის მეთოდი. სითხის სიბლანტის კოეფიციენტის განსაზღვრის სტოქსის მეთოდს საფუძვლად უდევს სითხეში ბურთულას ვარდნის სიჩქარის განსაზღვრა. ბურთულას სითხეში ვარდნისას, მას მიეკვრება სითხის ფენა, რომელიც მოძრაობს მასთან ერთად. შემდეგი ფენა მოძრაობს ნაკლები სიჩქარით და ეს სიჩქარე იქნება მით უფრო ნაკლები, რაც უფრო დაშორებულია ფენა მოძრავი ბურთულისაგან. ამ ფენებს შორის, მათი ზედაპირების გასწვრივ წარმოიშობა შინაგანი ხახუნის ძალა, რომელიც აბრკოლებს ბურთულას მოძრაობას.

სტოქსის მიერ, სფეროს ფორმის სხეულებისათვის დადგენილი იქნა, რომ ბურთულას სითხეში მოძრაობისას, შინაგანი ხახუნის ძალა დამოკიდებულია მოძრაობის სიჩქარეზე, სხეულის ზომაზე და სითხის სიბლანტის კოეფიციენტზე,

$$F_{\text{სტ.}} = -6\pi\eta r v$$

სადაც, v - ბურთულას მოძრაობის სიჩქარეა, r - ბურთულას რადიუსი, η - სითხის სიბლანტის კოეფიციენტი, $\pi = 3.14$ - მათემატიკური მუდმივა (ნეპერის რიცხვი). ნიშანი „-“ გვიჩვენებს, რომ ძალა მიმართულია ბურთულას მოძრაობის სიჩქარის საპირისპირო მხარეს. სითხეში ვერტიკალურად ვარდნილ ბურთულაზე მოქმედებს შემდეგი ძალები:

1. ვერტიკალურად ქვევით მოქმედი სიმძიმის ძალა,

$$F_{\text{სიმძ.}} = mg$$

სადაც, $m = \rho \cdot (4/3)\pi r^3$ - ბურთულას მასაა (სადაც, თავის მხრივ ρ - ბურთულას ნივთიერების სიმკვრივეა, r - ბურთულას რადიუსი), g - სიმძიმის ძალის აჩქარება. ცხადია, რომ სიმძიმის ძალა ტოლი იქნება,

$$F_{\text{სიმძ.}} = mg = \rho \frac{4}{3}\pi r^3 g \quad (1)$$

2. ვერტიკალურად ზევით მიმართული არქიმედეს ძალა

$$F_s = \rho_o V g$$

სადაც, ρ_o - სითხის სიმკვრივეა, g - სიმძიმის ძალის (თავისუფალი ვარდნის) აჩქარება, V - ბურთულას მოცულობა - $V = (4/3)\pi r^3$. ცხადია, რომ ამომგდები ძალა ასე ჩაიწერება,

$$F_s = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_o g \quad (2)$$

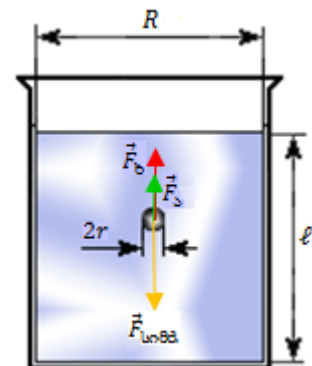
3. ბურთულის მოძრაობის საპირისპიროდ, ვერტიკალურად ზევით მიმართული სტოქსის წინაღობის ძალა,

$$F_{\text{სტ.}} = -6\pi\eta r v \quad (3)$$

სითხეში ვარდნილი ბურთულა, სიმძიმის ძალის მოქმედებით შეიძენს აჩქარებას. მაგრამ, სიჩქარის ზრდასთან ერთად, იზრდება წინაღობის ძალაც. რაღაც სიჩქარისას (როცა სტოქსის წინაღობის ძალა და ამომგდები ძალა გააწონასწორებენ სიმძიმის ძალას), ბურთულაზე მოქმედი ძალები, გააწონასწორებულია და ამ მომენტიდან, ბურთულას მოძრაობა ხდება თანაბარი (ნახ. 1).

თანაბარი მოძრაობისას, ბურთულაზე მოქმედ ძალები ჯამი ნულის ტოლია,

$$\vec{F}_{\text{სიმძ.}} + \vec{F}_s + \vec{F}_{\text{სტ.}} = 0$$



ნახ. 1.

რაც სკალარულად ასე ჩაიწერება,

$$-F_{\text{სიმ.}} + F_s + F_{\text{სტ.}} = 0$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ (1), (2) და (3) ფორმულებიდან, $\vec{F}_{\text{სიმ.}}$ სიმძიმის ძალის, $\vec{F}_s$ არქიმედეს ძალის და $\vec{F}_{\text{სტ.}}$ სტოქსის წინააღობის ძალების მნიშვნელობებს, გვექნება

$$-\rho \frac{4}{3} \pi r^3 g + \rho_o \frac{4}{3} \pi r^3 g - 6\pi \eta r v = 0$$

აქედან შეიძლება განვსაზღვროთ სიბლანტის კოეფიციენტი,

$$\eta = \frac{2r^2 g}{9v} (\rho - \rho_o)$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ ბურთულას თანაბარი მოძრაობის სიჩქარეს - $v = \ell/t$, გვექნება,

$$\eta = \frac{2gr^2 t}{9\ell} (\rho - \rho_o) \quad (4)$$

სადაც, ℓ - ბურთულის მიერ სითხეში მოძრაობის გავლილი გზაა, t - ბურთულას სითხეში თანაბარი მოძრაობის დროა.

მოცემული ფორმულა სამართლიანია უსასრულო ზომის სითხეში ვარდნილი ბურთულისათვის. მაგრამ, რეალურ პირობებში ბურთულა მოძრაობს ცილინდრული ფორმის, გრძელ ჭურჭელში მოთავსებულ სითხეში. ამ შემთხვევაში უნდა გავითვალისწინოთ სითხესა და ცილინდრული ჭურჭლის კედელს შორის ხახუნის, ე.ი. უნდა შევიტანოთ შესწორება, სადაც გათვალისწინებული იქნება მილის დიამეტრის ზომები. მაშინ (4) ფორმულა მიიღებს სახეს,

$$\eta = \frac{2gr^2 t (\rho - \rho_o)}{9\ell \left(1 + 2.4 \frac{r}{R}\right)} \quad (5)$$

სადაც, R - ცილინდრის რადიუსია.

ჰუაზელის მეთოდი. ჰუაზელის მეთოდს საფუძვლად უდევს, თხელ კაპილარში სითხის ლამინარული დინება. განვიხილოთ R რადიუსის და ℓ სიგრძის კაპილარი. სადაც, აზრობრივად გამოვყოთ r რადიუსის და dr სისქის ცილინდრული ფენა (ნახ. 2). ამ ფენის გვერდით ზედაპირზე მოქმედი შინაგანი ხახუნის ძალა,

$$F = -\eta \frac{dv}{dr} dS = -\eta \frac{dv}{dr} 2\pi r \ell \quad (6)$$

სადაც, $dS = 2\pi r \ell$ - ცილინდრული ფენის გვერდითი ზედაპირი ფართობია. „-“ ნიშანი გვიჩვენებს, რომ ხახუნის ძალა, წნევის საპირისპიროა და მიმართული. სითხის სტაციონარული დინებისას, ცილინდრის გვერდით ზედაპირზე მოქმედი შინაგანი ხახუნის ძალა, გაწონასწორებულია მის ფუძეზე მოქმედი წნევის ძალთა ($\Delta p = p_2 - p_1$) სხვაობით. ამიტომ, შეიძლება დავწეროთ,

$$-\eta \frac{dv}{dr} 2\pi r \ell = \Delta p \pi r^2$$

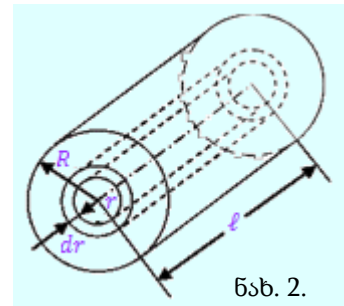
საიდანაც შეიძლება განვსაზღვროთ dv ,

$$dv = -\frac{\Delta p r dr}{2\eta \ell}$$

რომლის ინტეგრირებით მივიღებთ,

$$v = -\frac{\Delta p}{4\eta \ell} r^2 + C \quad (7)$$

ინტეგრირების მუდმივა განისაზღვრება სასაზღვრო პირობიდან: მილის კედელთან, სადაც $r = R$, $v = 0$. ამიტომ გვექნება,



$$0 = -\frac{\Delta p}{4\eta\ell}R^2 + C$$

აქედან,

$$C = \frac{p_2 - p_1}{4\eta\ell}R^2$$

რომელსაც, თუ ჩავსვამთ (7) გამოსახულებაში, ვიპოვით ნაკადის v სიჩქარეს მილის კვეთის ნებისმიერ წერტილში,

$$v = -\frac{\Delta p}{4\eta\ell}(R^2 - r^2) \quad (8)$$

გამოვთვალოთ მილის მთელ კვეთაში, t დროის განმავლობაში გასული სითხის მოცულობა. ამისათვის დავყოთ ის მცირე dr სისქის რგოლებად, ისე რომ მთელი რგოლის გასწვრივ სიჩქარე ჩავთვალოთ ერთნაირი (ნახ. 2). გამოვყოთ ამ რგოლებიდან r რადიუსის და dr სისქის რგოლი, რომლის ფართობი ტოლია $dS = 2\pi r dr$. t დროის განმავლობაში მასში გასული სითხის მოცულობა ტოლი იქნება,

$$dV = v dS t = v \cdot 2\pi r dr \cdot t$$

სადაც, v - ნაკადის სიჩქარეა ღერძიდან r მანძილზე. R რადიუსის მილის მთლიან კვეთაში გასული სითხის V მოცულობა ტოლი იქნება,

$$V = \int dV = \int_0^R v 2\pi r t dr$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ (8) გამოსახულებიდან სიჩქარის მნიშვნელობას და მოვახდენთ ინტეგრირებას, მიიღება,

$$V = \int_0^R \frac{\Delta p}{4\eta\ell} (R^2 - r^2) 2\pi r t dr = \frac{2\pi\Delta p t}{4\eta\ell} \int_0^R r (R^2 - r^2) dr = \frac{\pi\Delta p t}{2\eta\ell} \left(\frac{r^2 R^2}{2} - \frac{r^4}{4} \right) \Big|_0^R = \frac{\pi R^4 \Delta p t}{8\eta\ell}$$

საიდანაც, შეიძლება განვსაზღვროთ სიბლანტის კოეფიციენტი,

$$\eta = \frac{\pi R^4 \Delta p t}{8V\ell} \quad (9)$$

სადაც, თუ გავზომავთ გასული სითხის მოცულობას, და გვეცოდინება მილის ბოლოებზე წნევა-თა სხვაობა და მილის ზომები - ℓ სიგრძე და R რადიუსი, შეიძლება გამოვთვალოთ სიბლანტის η კოეფიციენტი.

სითხის სიბლანტის გაზომვის მეთოდების ერთობლიობებს ვისკოზომეტრია ეწოდება, ხოლო, სიბლანტის გასაზომ ხელსაწყოს კი ვისკოზომეტრი. სიბლანტის გაზომვის მეთოდის მიხედვით გამოიყენება შემდეგი სახის ვისკოზომეტრები:

1. ვისკოზიმეტრი, რომელსაც საფუძვლად უდევს სტოქსის მეთოდი. რომლის თანახმადაც, R რადიუსის ბურთულის, η სიბლანტის სითხეში, მცირე v სიჩქარით მოძრაობისას, წინაღობის ძალა ამ სითხის სიბლანტის პროპორციულია: $F_{\text{სტ.}} = -6\pi\eta r v$ (სტოქსის ფორმულა). ერთროციტები გადაადგილდებიან ბლანტ სითხეში - სისხლის პლაზმაში. რადგან ერთროციტებს გააჩნიათ დისკოსებრი ფორმა და დაილექებიან ბლანტ სითხეში, ამიტომ, მათი დალექვის სიჩქარე (ედს - ერთროციტების დალექვის სიჩქარე) შეიძლება მიახლოებით განვსაზღვროთ სტოქსის ფორმულით. დალექვის სიჩქარის შესახებ მსჯელობენ დალექილი ერთროციტების ზევით დაჩენილი პლაზმის რაოდენობით. ერთროციტების დალექვის სიჩქარის ნორმაა $(7 \div 12)$ მმ/სთ ქალებისათვის და $(3 \div 9)$ მმ/სთ მამაკაცებისათვის.

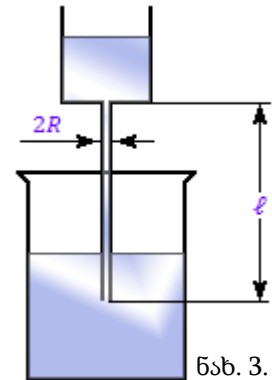
2. კაპილარული ვისკოზიმეტრი, რომელსაც საფუძვლად უდევს პუაზელის ფორმულა ბლანტი სითხის შესახებ, რომელიც აღწერს კაპილარში სითხის მოძრაობას. სიბლანტე განისაზღვრება,

სიმძიმის ძალის მოქმედებით, წნევის განსაზღვრული სხვაობისას, კაპილარში ცნობილი მასის სითხის გადინების დროის გაზომვის შედეგად. კაპილარულ ვისკოზიმეტრში სითხე ერთი ჭურჭლიდან, Δp წნევითა სხვაობის გავლენით, $2R$ განიკვეთის და ℓ სიგრძის კაპილარით გაედინება სხვა ჭურჭელში. ნახაზიდან (ნახ. 3) ჩანს, რომ ჭურჭლებს გააჩნიათ გაცილებით დიდი განიკვეთი, ვიდრე ვისკოზიმეტრის კაპილარს. შესაბამისად სითხის მოძრაობის სიჩქარე ორივე ჭურჭლებში გაცილებით ნაკლები იქნება ვიდრე ვისკოზიმეტრის კაპილარში. კაპილარული ვისკოზიმეტრის კაპილარში, ერთეულ დროში გასული სითხის რაოდენობა ტოლია,

$$Q = \frac{\pi R^4 \Delta p}{\eta L}$$

საიდანაც,

$$\eta = \frac{\pi R^4 \Delta p}{8QL}$$



ნახ. 3.

სადაც, R - ვისკოზიმეტრის კაპილარის რადიუსია, ℓ - კაპილარული ვისკოზიმეტრის კაპილარის სიგრძეა, η - სითხის სიბლანტეა, Δp - წნევითა სხვაობა ვისკოზიმეტრის კაპილარის ბოლოებზე.

3. სამედიცინო ვისკოზიმეტრი წარმოადგენს ერთნაირი განიკვეთის ორ კაპილარულ მილს, რომლებშიც მოძრაობენ ორი სითხე, მაგალითად, დისტილირებული წყალი და სისხლი. ერთერთი სითხის სიბლანტე ცნობილი უნდა იყოს. თუ გავითვალისწინებთ, რომ ერთი და იმავე დროის განმავლობაში, ერთნაირი განიკვეთის კაპილარებში, სითხეების გადაადგილებები, მათი სიბლანტების უკუპროპორციულია,

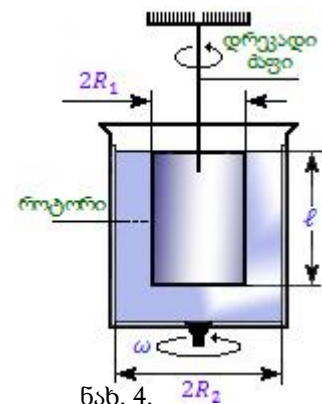
$$\frac{\ell}{\ell_o} = \frac{\eta_o}{\eta}$$

შეიძლება გამოვთვალოთ მეორე სითხის სიბლანტე. გამოსაკვლევი სითხის სიბლანტის კოეფიციენტის, წყლის სიბლანტის კოეფიციენტთან ფარდობას, სიბლანტის ფარდობითი კოეფიციენტი ეწოდება,

$$\eta_{\text{ფ}} = \frac{\eta}{\eta_o} = \frac{\ell_o}{\ell}$$

თუ ჩავთვლით, რომ გამოსაკვლევი სითხის სვეტის სიგრძე $\ell = 1$, მაშინ, სიბლანტის ფარდობითი კოეფიციენტი, კაპილარში წყლის სვეტის სიგრძის ტოლი იქნება. η ცნობილი მნიშვნელობის მიხედვით, შეიძლება განვსაზღვროთ გამოსაკვლევი სითხის სიბლანტის კოეფიციენტი.

4. როტაციული ვისკოზიმეტრი (ნახ. 4) შედგება ორი კოაქსიალური ცილინდრისაგან. დაუშვთ, რომ შიგა ცილინდრის რადიუსია R , ხოლო, გარე ცილინდრის კი, $R + \Delta R$ ($\Delta R \ll R$). გამოსაკვლევი სითხე მოთავსებულია ცილინდრებს შორის სივრცეში რაღაც h სიმაღლემდე. ერთერთი ცილინდრი, მთელი ცდის განმავლობაში უძრავია, ხოლო, მეორე ცილინდრი კი, რომელსაც როტაციული ვისკოზიმეტრის როტორი ეწოდება, ასრულებს ბრუნვით მოძრაობას მუდმივი სიჩქარით. სიმარტივისათვის განიხილავენ როტაციული ვისკოზიმეტრის ინვერსიული მოდელს: ბრუნვით მოძრაობას ასრულებს გარე ცილინდრი, ხოლო, შიგა ცილინდრი კი რჩება უძრავი, რომელსაც გადაეცემა ბრუნვითი მოძრაობის მომენტი. განსაზღვრულ ძალთა მომენტის მოქმედებით, როტაციული ვისკოზიმეტრის როტორი მოჰყავთ ბრუნვით მოძრაობაში და განსაზღვრავენ



ნახ. 4.

ბრუნვის n სიხშირეს. ვისკოზიმეტრის როტორის ბრუნვითი მოძრაობა, ბლანტი გარემოს მოძრაობის საშუალებით გადაეცემა სხვა ზედაპირს. აქედან გამომდინარეობს, რომ როტაციული ვისკოზიმეტრის როტორის ბრუნვის მომენტი წარმოადგენს სიბლანტის ზომას,

$$\eta = \frac{KM}{hn}$$

სადაც,

$$K = \frac{\Delta R}{4\pi^2 R^3}$$

ხელსაწყოს მუდმივია.

ვისკოზიმეტრების გამოყენების სფერო ძალიან მრავალფეროვანია. მედიცინაში გამოიყენება კაპილარული ვისკოზიმეტრები. მაგალითად, ძალიან აქტუალურია ადამიანის სისხლის სიბლანტის გაზომვა. მძიმე ფიზიკური მუშაობისას, სისხლის სიბლანტე იზრდება. სისხლის სიბლანტის გაზრდას იწვევენ აგრეთვე მრავალი ინფექციური დაავადებები, ხოლო, ზოგიერთი კი (მაგალითად, მუცლის ტიფი, ტუბერკულოზი) პირიქით - მნიშვნელოვნად ამცირებენ. სისხლის სიბლანტის ნებისმიერი ცვლილება გავლენას ახდენს ერითროციტების დალექვის რეაქციაზე (ედრ) (ერითროციტების დალექვის რეაქცია - ეს არის თანამედროვე, ერითროციტების დალექვის სიჩქარის (ედს), ძველი განსაზღვრა). ითვლება, რომ სისხლში ედს ნორმა 2-დან 20-მდე მლ საათში. მაგრამ, ეს არ ნიშნავს, რომ ადამიანი ავადია. ედს გაზრდა ან შემცირება დიდი ალბათობით გვიჩვენებს რაიმე მწვავე ან ქრონიკულ დაავადების არსებობაზე. ამასთან, თუ ადამიანი დაავადებული იყო მწვავე ინფექციით, მაშინ ედს (ედრ) შეიძლება მომატებული იყოს ძალიან დიდი ხნის განმავლობაში, ისე რომ ამასთან ადამიანი ჯანმრთელი იყოს.

ადამიანის სისხლის სიბლანტის ნორმა 0.4-0.5პა°C, პათოლოგიებისას ის იცვლება 0.17-დან 2.29-მდე პა°C, რაც გავლენას ახდენს ერითროციტების დალექვის რეაქციაზე (ედრ). ვენურ სისხლს გააჩნია რამდენადმე მეტი სიბლანტე, ვიდრე არტერიულს.

ფარმაცევტულ ლაბორატორიებში ვისკოზიმეტრები გამოიყენება სამკურნალო პრეპარატების, ბადაგების, მალამოების, ლინიმენტების დასამზადებლად.

ნავთობმრეწველობაში გამოიყენება როგორც როტაციული, ისე კაპილარული ვისკოზიმეტრები. რომლებიც საშუალებას გვაძლევს საკმარისი სიზუსტით განვსაზღვროთ ნავთობის სიბლანტის თვისებები.

ქიმიურ მრეწველობაში და მეტალურგიაში ფართოდ გავრცელებულია მაღალტემპერატურული ვისკოზიმეტრები, რომელთა საშუალებითაც შესაძლებელია ნივთიერებათა სიბლანტის თვისებების განსაზღვრა ტემპერატურის ფართო ინტერვალში: -60°C-დან, 2600°C-მდე.

თავი 7. ათვლის არაინერციული სისტემები.

§33. ათვლის არაინერციული სისტემა

განვიხილოთ ორი ათვლის სისტემა, რომელთაგან ერთი S , უძრავ კოორდინატთა სისტემა, დაკავშირებულია დედამიწასთან (რომელიც თავის მხრივ შეიძლება წარმოვიდგინოთ, როგორც უძრავი), და მეორე S' , რომელიც მოძრაობს უძრავი კოორდინატთა სისტემის მიმართ მუდმივი სიჩქარით (ნახ. 1). S უძრავი კოორდინატთა სისტემის O სათავიდან, S' მოძრავ კოორდინატთა სისტემის O' სათავისადმი გავლებული რადიუს-ვექტორი აღვნიშნოთ $\vec{r}_0$ სიმბოლოთი. დაუშვათ, რომ რაიმე A ნივთიერი წერტილის მდებარეობა უძრავ ათვლის სისტემის მიმართ, განისაზღ-

ვრება $\vec{r}$ რადიუს-ვექტორით, ხოლო, მოძრავ ათვლის სისტემის მიმართ კი, $\vec{r}'$ რადიუს-ვექტორით. ათვლის არაინერციული სისტემების განხილვისას სარგებლობენ შემდეგი ტერმინოლოგიით: ნივთიერი წერტილის ინერციული სისტემის მიმართ მოძრაობას, აბსოლუტური მოძრაობა ეწოდება, ხოლო, ათვლის არაინერციული სისტემის მიმართ მოძრაობას კი ფარდობითი მოძრაობა ეწოდება. ათვლის არაინერციული სისტემის, ათვლის ინერციული სისტემის მიმართ მოძრაობას, გადატანითი მოძრაობა ეწოდება.

$\vec{r}$, $\vec{r}_0$ და $\vec{r}'$ ვექტორები, დროის ნებისმიერ მომენტში დაკავშირებული არიან თანაფარდობით,

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{r}' \quad (1)$$

რომლის დროით ერთჯერ და ორჯერ დიფერენცირებით მიიღება,

$$\dot{\vec{r}} = \dot{\vec{r}}_0 + \dot{\vec{r}}' \quad (2)$$

$$\ddot{\vec{r}} = \ddot{\vec{r}}_0 + \ddot{\vec{r}}' \quad (3)$$

სადაც, $\dot{\vec{r}} = \vec{v}$ და $\ddot{\vec{r}} = \vec{a}$ - ნივთიერი წერტილის, ინერციული სისტემის მიმართ მოძრაობის აბსოლუტური სიჩქარე და აჩქარება ეწოდება. $\dot{\vec{r}}' = \vec{v}'$ და $\ddot{\vec{r}}' = \vec{a}'$ - ნივთიერი წერტილის არაინერციული სისტემის მიმართ მოძრაობის ფარდობითი სიჩქარე და აჩქარება ეწოდება. ხოლო, $\dot{\vec{r}}_0 = \vec{v}_0$ და $\ddot{\vec{r}}_0 = \vec{a}_0$ - ათვლის არაინერციული სისტემის, ათვლის ინერციული სისტემის მიმართ გადატანითი მოძრაობის სიჩქარე და აჩქარება ეწოდება. ამიტომ (2) და (3) ასე შეიძლება ჩავწეროთ,

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}' \quad (4)$$

$$\vec{a} = \vec{a}_0 + \vec{a}' \quad (5)$$

(5) გამოსახულებას თუ გავითვალისწინოთ ნიუტონის მეორე კანონის $\vec{F} = m\vec{a}$ განტოლებაში, გვექნება,

$$\vec{F} = m(\vec{a}_0 + \vec{a}') \quad (6)$$

რომელიც ასე ჩავწეროთ,

$$m\vec{a}' = \vec{F} - m\vec{a}_0 \quad (7)$$

ან, შემდეგნაირად,

$$m\vec{a}' = \vec{F} + \vec{F}_i \quad (8)$$

სადაც, $\vec{F}_i = -m\vec{a}_0$ არის ინერციის ძალა. ე.ი. ინერციის ძალა მიმართულია არაინერციული სისტემის გადატანითი აჩქარების საპირისპიროდ. (8) განტოლებიდან განვსაზღვროთ ინერციის ძალა,

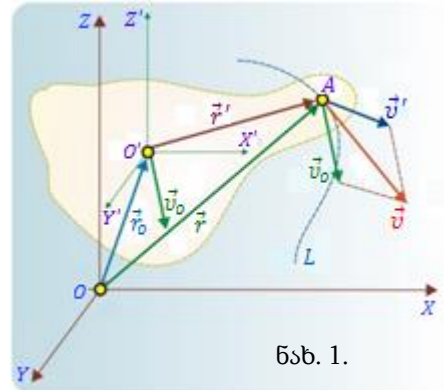
$$\vec{F}_i = m\vec{a}' - \vec{F} \quad (9)$$

რაც ასე ჩავწეროთ,

$$\vec{F}_i = m(\vec{a}' - \vec{a}) \quad (10)$$

რომელიც გვიჩვენებს, რომ ინერციის ძალა განაპირობებს ფარდობით და აბსოლუტურ სიჩქარეებს შორის სხვაობას. რაც თავის მხრივ კიდევ ერთხელ გვიჩვენებს, რომ ინერციის ძალები არსებობენ მხოლოდ ათვლის არაინერციულ სისტემებში.

(7) განტოლება წარმოადგენს ნივთიერი წერტილის მოძრაობის განტოლებას ათვლის არაინერციულ სისტემაში. „ $\vec{F} - m\vec{a}_0$ ძალა“ შედგება ორი, არსებითად განსხვავებული წევრისაგან. პირველი წევრი - $\vec{F}$ არის „ჩვეულებრივი - ნამდვილი ძალა“ იმ გაგებით, რომ ის წარმოადგენს სხეულების ურთიერთქმედების შედეგს. ის ინვარიანტულია ერთი ათვლის სისტემიდან მეორეზე



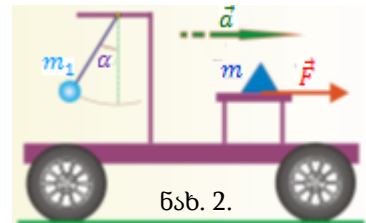
ნახ. 1.

გადასვლისას. მეორე წევრი - $m\vec{a}$, კი წარმოადგენს არა სხეულების ურთიერთქმედების შედეგს, არამედ, ათვლის სისტემის აჩქარებული მოძრაობის შედეგს. მას ინერციის ძალა ეწოდება, უფრო ზუსტად, გადატანითი ინერციის ძალა, რადგან ჩვენ ახლა განვიხილათ მხოლოდ ათვლის სისტემის გადატანითი მოძრაობას. სხვა აჩქარებული ათვლის სისტემაზე გადასვლისას, ინერციის ძალა იცვლება. ისინი არ არიან ინვარიანტული ასეთი გადასვლების მიმართ. ამით განსხვავდებიან ინერციის ძალები „ნამდვილი - ჩვეულებრივი ძალებისაგან“. მეორე განსხვავება არის ის, რომ ინერციის ძალებისათვის არ არის სამართლიანი ქმედებისა და უკუქმედების კანონი. თუ რაიმე სხეულზე მოქმედებს ინერციის ძალა, მაშინ, არ არსებობს სხვა სხეულზე მოდებული საწინააღმდეგოდ მოქმედი ძალები. სხეულების მოძრაობა ინერციის ძალის მოქმედებით ანალოგიურია, გარეშე ძალთა ველში მოძრაობის. ინერციის ძალები ყოველთვის წარმოადგენენ გარეშე ძალას, ნებისმიერი მოძრავი ნივთიერ წერტილთა სისტემის მიმართ.

რეალურია თუ ფიქტიური ინერციის ძალები? ნიუტონის მექანიკის თანახმად, ყველა ძალა წარმოადგენს სხეულების ურთიერთქმედების შედეგს, ამიტომ, ამ თვალსაზრისით ინერციის ძალა უნდა განვიხილოთ როგორც ფიქტიური ძალა. მაგრამ, მეორეს მხრივ, ყველა ურთიერთქმედება ხდება ძალთა ველის საშუალებით და გადაეცემა სასრული სიჩქარით. ამიტომ, ინერციის ძალები შეიძლება განვიხილოთ როგორც ქმედება, რომელსაც განიცდის სხეული რეალური ძალთა ველის მხრივ.

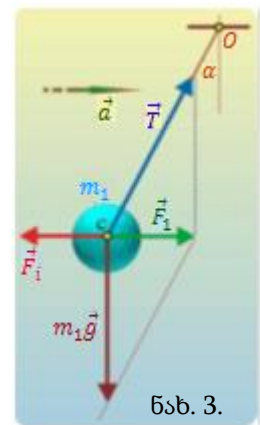
მიუხედავად იმისა თუ რომელ თვალსაზრისს მივიღებთ, არსებობს მრავალი მოვლენა, რომლებიც შეიძლება ინტერპრეტირებული იქნენ როგორც ინერციის ძალების გამოძღვენება. მაგალითად, მატარებლის დაძვრისას, მგზავრი ვაგონში განიცდის, მატარებლის მოძრაობის მიმართულების საპირისპირო ძალის მოქმედებას.

განვიხილოთ მუდმივი $\vec{a}$ აჩქარებით მოძრავი მარხილი (ნახ. 2), რომელზედაც განლაგებულია m და m_1 მასის ორი სხეული. ამასთან, m მასის სხეული უძრავია, ხოლო m_1 მასის სხეული ჩამოკიდებულია უჭიმად და უწონო ძაფზე. მარხილის აჩქარებული მოძრაობისას, m მასის სხეული, ხახუნის ძალის მოქმედების შედეგად დარჩება უძრავ მდგომარეობაში, ხოლო, ძაფზე ჩამოკიდებული m_1 მასის სხეული, გადაიხრება წონასწორობის მდებარეობიდან. ამ შემთხვევაში



ნახ. 2.

სხეულზე მოქმედებს $m_1\vec{g}$ სიმძიმის ძალა და ძაფის დაჭიმულობის $\vec{T}$ ძალა, რომელთა გეომეტრული ჯამი ქმნის ძალას, რომელიც ცდილობს დააბრუნოს m_1 მასის სხეული წონასწორობის მდებარეობაში (ნახ. 3). რადგან, $\vec{F}_1$ ძალის მოქმედებით სხეული არ ბრუნდება წონასწორობის მდებარეობაში, ეს ნიშნავს, რომ სხეულზე მოქმედებს კიდევ ერთი ძალა, რომელიც მოდულით ტოლია და მიმართულებით მისი საპირისპიროა. ამ შემთხვევაში ამზობენ, რომ ეს არის ინერციის ძალა, რომელიც წარმოადგენს არა სხეულების ურთიერთქმედების შედეგს, არამედ, როგორც სხეულის აჩქარებული მოძრაობის შედეგს.



ნახ. 3.

როცა წერტილი მოძრაობს მრუდწირულ ტრაექტორიაზე (ნახ. 3), მრუდწირული მოძრაობის აჩქარების ანალოგიურად, ინერციის ძალა მოსახერხებელია წარმოვადგინოთ ორი ურთიერთმართობი მდგენელების სახით (ნახ. 4): ინერციის ძალის ტანგენციურ (მხებ) მდგენელად,

$$\vec{F}_{it} = -m\vec{a}_t \quad (11)$$

რომელიც მიმართულია აჩქარების ტანგენციური მდგენელის საპირისპიროდ, და ინერციის ძა-

ლის ნორმალურ (ცენტრისკენულ) მდგენელად,

$$\vec{F}_{in} = -m\vec{a}_n \quad (12)$$

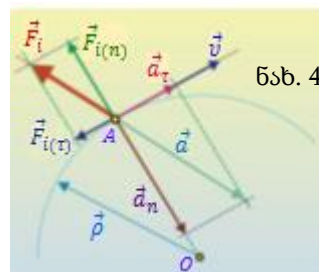
რომელიც მიმართულია აჩქარების ნორმალური მდგენელის საპირისპიროდ.

(11) და (12) განტოლებები შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით,

$$|\vec{F}_{it}| = m \left| \frac{d\vec{v}_t}{dt} \right|, |\vec{F}_{in}| = \frac{mv_n^2}{R}$$

პრაქტიკული ამოცანების გადაწყვეტისას მოსახერხებელია ინერციის ძალა წარმოვადგინოთ კოორდინატა ღერძებზე პროექციების სახით,

$$F_{ix} = -ma_x = -m \frac{d^2x}{dt^2}, F_{iy} = -ma_y = -m \frac{d^2y}{dt^2}, F_{iz} = -ma_z = -m \frac{d^2z}{dt^2}$$



ნახ. 4.

§34. ბრუნვითი მოძრაობის ინერგია

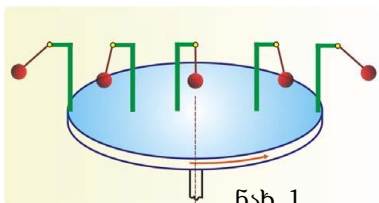
დაუშვათ, რომ ω მუდმივი კუთხური სიჩქარით მბრუნავ დისკზე, ბრუნვის ღერძიდან სხვადასხვა მანძილზე განლაგებულია რამოდენიმე მათემატიკური საქანი, რომელთა გადახრის კუთხეები დამოკიდებულია ბრუნვის ღერძიდან მანძილზე (ნახ. 1). ბრუნვით მოძრაობაში მყოფ საქანის სხეულზე მოქმედებს სამი ძალა (ნახ. 2): $m\vec{g}$ სიმძიმის ძალა, $\vec{T}$ ძაღის დაჭიმულობის ძალა და $\vec{F}_i$ ინერგიის ძალა, რომლის მოდული ტოლია,

$$F_i = ma_n = m \frac{v^2}{r} = \frac{m\omega^2 r^2}{r} = m\omega^2 r \quad (17)$$

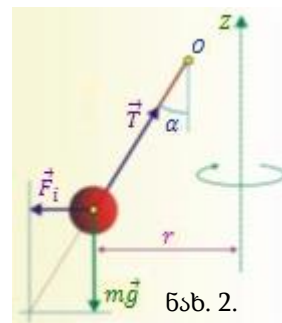
ვერტიკალური მდგომარეობიდან საქანის გადახრის კუთხე, განისაზღვრება პირობით,

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{F_i}{F_{\text{ბოძ.}}} = \frac{m\omega^2 r}{mg} = \frac{\omega^2 r}{g} = \frac{a}{g} \quad (18)$$

სადაც, m - სხეულის მასაა, ω - კუთხური სიჩქარე, r - სხეულის მასათა ცენტრიდან, ბრუნვის ღერძამდე მანძილი. ე.ი. საქანის გადახრის კუთხე, კუთხური სიჩქარის კვადრატის და ბრუნვის ღერძიდან მანძილის პროპორციულია. ამასთან, მით უფრო მეტია, რაც უფრო მეტია დისკის a ხაზოვანი აჩქარება.



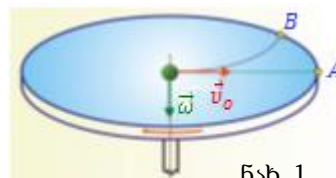
ნახ. 1.



ნახ. 2.

§35. კორიოლისის ძალა

განვიხილოთ ჰორიზონტალურად განლაგებული დისკი, რომელიც ასრულებს ბრუნვით მოძრაობას მის ცენტრზე გამავალი ვერტიკალური ღერძის გარშემო. დაუშვათ, რომ დისკის ცენტრიდან რადიუსის გასწვრივ მოძრაობს ბურთულა მუდმივი $\vec{v}_0$ სიჩქარით (ნახ. 1). როცა დისკი უძრავია, მაშინ, ბურთულა დისკის ცენტრიდან, წრფივი ტრაექტორიის გასწვრივ გადაადგილდება და აღმოჩნდება A წერტილში. მაგრ-



ნახ. 1.

ამ, თუ დისკს მოვიყვანთ ბრუნვით მოძრაობაში $\vec{v}_0$ სიჩქარის მიმართულებებისადმი მართობული მუდმივი $\vec{\omega}$ კუთხური სიჩქარით, მაშინ, ბურთულას ტრაექტორია იქნება მრუდწირული და ბურთულა აღმოჩნდება B წერტილში (ნახ. 1). ამასთან, ბრუნვის ღერძიდან დაშორებისას, ბურთულის სიჩქარე შეიცვლის თავის მიმართულებას. რაც შესაძლებელია მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა ბურთულაზე მოქმედებს $\vec{v}_0$ სიჩქარის მართობული ძალა (ნახ. 2). ეს არის ძალა, რომელიც მოქმედებს მბრუნავი ათვლის სისტემის მიმართ მოძრავ სხეულზე. მას კორიოლისის ძალა, ან, კორიოლისის ინერციის ძალა ეწოდება, ფრანგი ფიზიკოსის გ. კორიოლისის (1792–1843) საპატივცემულოდ. კორიოლისის ძალა განისაზღვრება ფორმულით,

$$\vec{F}_C = 2m[\vec{v}_0, \vec{\omega}] \quad (1)$$

ამრიგად, $\vec{F}_C$ ძალა ყოველთვის მდებარეობს ბრუნვის ღერძის მართობულ სიბრტყეში. კორიოლისის ძალის სიდიდე ტოლია,

$$F_C = 2mv_0\omega\sin(\vec{v}_0, \vec{\omega}) \quad (2)$$

კორიოლისის ძალა წარმოიშობა მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა სხეული იცვლის თავის მდებარეობას მბრუნავი ათვლის სისტემის მიმართ. კორიოლისის ძალა მაქსიმალურია, როცა $\vec{v}_0$ ფარდობითი სიჩქარე, მოძრავი ათვლის სისტემის ბრუნვითი მოძრაობის $\vec{\omega}$ კუთხური სიჩქარის მართობულია, და ნულის ტოლია, როცა $\vec{v}_0$ და $\vec{\omega}$ ვექტორებს შორის კუთხე ნულის, ან, π -ს ტოლია. ან, როცა ამ ვექტორებიდან ერთ-ერთი მაინც ნულის ტოლია.

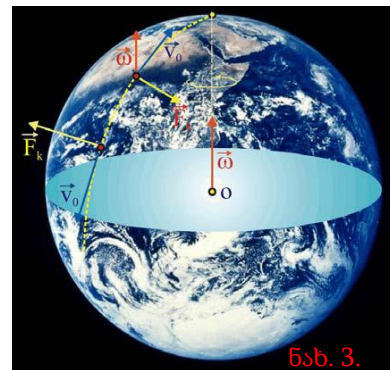
კორიოლისის ძალა არ წარმოადგენს „ნამდვილს“ ნიუტონის მექანიკის გაგებით. ათვლის ინერციული სისტემის მიმართ მოძრაობის განხილვისას ასეთი ძალა საერთოდ არ არსებობს. ის შემოდის ხელოვნურად, ინერციულის მიმართ მბრუნავ ათვლის სისტემაში მოძრაობის განხილვისას, რადგან, ასეთ სისტემებში მოძრაობის განტოლებებს ფორმალურად მივცეთ ისეთივე სახე, როგორც ათვლის ინერციულ სისტემებში.

კორიოლისის ძალასთან დაკავშირებულია კორიოლისის აჩქარება,

$$\vec{a}_C = 2[\vec{v}_0, \vec{\omega}] \quad (2)$$

რომელიც მიმართულია $\vec{v}_0$ და $\vec{\omega}$ ვექტორებისადმი მართობულად.

კორიოლისის ძალა მოქმედებს მხოლოდ ათვლის მბრუნავი სისტემის მიმართ მოძრავ სხეულებზე. კერძოდ, კორიოლისის ძალა თავს იჩენს სხეულების დედამიწის მიმართ მოძრაობისას, რომელიც, თავის მხრივ მოძრაობს მზისა და ვარსკვლავების გარშემო. კორიოლისის ძალის მოქმედებით აიხსნება მთელი რიგი პლანეტარული მოვლენები. მაგალითად, ჩრდილოეთ ნახევარსფეროში, სხეულის ჩრდილოეთით მოძრაობისას (ნახ. 3), (1) განტოლების თანახმად, კორიოლისის ძალა მიმართული იქნება v_0 სიჩქარისადმი მარჯვნივ, რაც გამოიწვევს მის გადახრას აღმოსავლეთით. ხოლო, როცა სხეული გადაადგილდება ეკვატორისაკენ სამხრეთით, მაშინ ადგილი ექნება დასავლეთით გადახრას.



ნახ. 3.

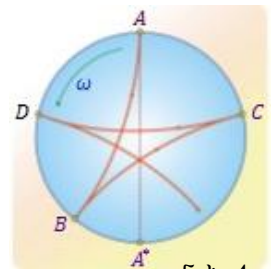
კორიოლისის ძალის ხანგრძლივი მოქმედების ეფექტს ჩვენს პლანეტაზე წარმოადგენს ის, რომ დედამიწის ჩრდილოეთ ნახევარსფეროში, უფრო ძლიერ ჩამორეცხილია მდინარეების მარჯვენა ნაპირები. ასევე რკინიგზის მარჯვენა რელსები უფრო ინტენსიურადაა გაცვეთილები. სამხრეთ ნახევარსფეროში ყველაფერი ზუსტად საპირისპიროა. კორიოლისის ძალის მოქმედების შედეგად, დედამიწის სიმბოძის ველში ყველა თავისუფლად ვარდნილი სხეული გადაიხ-

რება აღმოსავლეთით. მაგრამ, ეს გადახრა უმნიშვნელოა. მაგალითად, სხეულების ჩრდილოეთ ნახევარსფეროში 60° განედზე, 100მ სიმაღლიდან ვარდნისას, ასეთი გადახრა შეადგენს ~ 1 სმ, რაც წარმოადგენს დედამიწის ათვლის სისტემის არაინერციულობის მტკიცებულებას.

დედამიწის ბრუნვის უფრო თვალსაჩინო მაგალითს წარმოადგენს, ფუკოს საქანის რხევის სიბრტყის მდებარეობის ცვლილება დღედამის განმავლობაში. ცდა ჩატარებული იქნა 1850წ პარიზის ობსერვატორიაში და 1851წ პანთეონში. ფუკოს საქანი წარმოადგენდა 67მ სიგრძის ძაფზე ჩამოკიდებულ 28კგ მასის სფეროს ფორმის ლითონის სხულს. თუ ჩვენი პლანეტა უძრავი კოსმოსური სხეულია, მაშინ, საქანის რხევის სიბრტყის მდებარეობა არ უნდა იცვლებოდეს დროის მიხედვით. ამ შემთხვევაში, თუ უგულებელვყოფთ ხახუნისა და წინაღობის ძალებს, საქანის ტვირთი უნდა განიცდიდეს მხოლოდ სიმძიმის და ძაფის დაჭიმულობის ძალების მოქმედებას.

ჩატარებული ცდები გვიჩვენებს, რომ საქანის რხევის სიბრტყე არ ინარჩუნებს თავის მდებარეობას. ის დღედამის განმავლობაში ნელნელა შემობრუნდება ვერტიკალის გარშემო, ციურ სფეროზე მზისა და ვარსკვლავების ბრუნვის მიმართულებით.

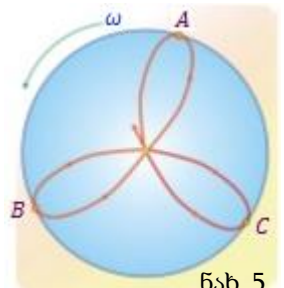
თუ საქანის ტვირთს A წერტილში გადავხრით წონასწორობის მდებარეობიდან და გავუშვებთ საწყისი სიჩქარის გარეშე, მაშინ, დედამიწის ბრუნვას რომ არ ჰქონდეს ადგილი, ტვირთი უნდა გადაადგილდეს A^* წერტილში, მაგრამ, სინამდვილეში, დედამიწის ბრუნვით გამოწვეული კორიოლისის ძალის მოქმედების შედეგად, ის აღმოჩნდება A წერტილიდან მარჯვნივ მდებარე B წერტილში (ნახ. 4). B წერტილში ტვირთის სიჩქარე გახდება ნულის ტოლი, ხოლო, შემდეგ შეიცვლის თავის მიმართულებას. მიმართულებას შეიცვლის აგრეთვე კორიოლისის ძალაც და რაღაც დროის შემდეგ ტვირთი გადაადგილდება C წერტილში, ხოლო, შემდეგ D წერტილში, და ა.შ. თავის დროზე ფუკოს მიერ ჩატარებული იქნა ცდები დედამიწის სხვადასხვა ნაწილებში, მათ შორის სამხრეთ ნახევარსფეროში. რის შედეგადაც აღმოჩნდა, რომ ადგილი ჰქონდა რხევის სიბრტყის მობრუნებას, საათის ისრის მოძრაობის საპირისპირო მიმართულებით.



ნახ. 4.

ფუკოს მიერ დაადგენილი იქნა, რომ საქანის რხევის სიბრტყის მობრუნების კუთხური სიჩქარე იზრდება პოლუსებთან მიახლოებისას, სადაც აღწევს დედამიწის კუთხური სიჩქარის მნიშვნელობას - 2π რად/წმ. ამით დამტკიცდა, რომ რხევის სიბრტყე მობრუნდება ზედაპირის მიმართ ისეთივე კუთხური სიჩქარით, როგორითაც დედამიწა ბრუნავს მზე-ვარსკვლავების ათვლის სისტემის მიმართ, მაგრამ, საპირისპირო მიმართულებით. ფუკოს საქანის რხევის სიბრტყე იცვლება დედამიწასთან დაკავშირებულ ათვლის სისტემაში, მაგრამ, უცვლელი რჩება მზე-ვარსკვლავების სისტემის მიმართ. რაც წარმოადგენს მზესთან და ვარსკვლავებთან დაკავშირებული ათვლის სისტემის ინერციულობის მტკიცებულებას.

სხვა სახის რხევებს ექნება ადგილი თუ საქანას გამოვიყვანთ წონასწორობის მდგომარეობიდან და ტვირთს მივანიჭებთ საწყის სიჩქარეს, ე.ი. თუ ვუბიძგებთ ტვირთს ნებისმიერი მიმართულებით. ტრაექტორია, ისევე როგორც პირველ შემთხვევაში გადაიხრება მარჯვნივ (ნახ. 5), მაგრამ, ტვირთის მაქსიმალური გადახრის წერტილებში სიჩქარე არ მიიწრაფვის ნულისაკენ. მობრუნების წერტილებში წარმოიშობა არა წამახვილებული ტრაექტორიები, არამედ, ის მდოვრედ იცვლება. ორივე შემთხვევაში გვეჩვენება, რომ საქანის რხევის სიბრტყე ბრუნავს ვერტიკალის გარშემო $\omega_1 = \omega \sin \theta$ კუთხური სიჩქარით, სადაც, θ - არის გეოგრაფული განედის კუთხე, საქანის ჩამოკიდების წერტილში.



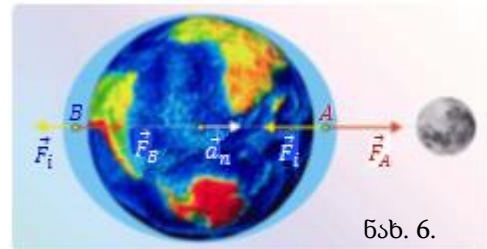
ნახ. 5.

კორიოლისის ძალით აიხსნება, ჩვენს პლანეტაზე მასშტაბური ატმოსფერული გრიგალები - ციკლონები და ანტიციკლონები. ყველა მეზღვაურა იცის, რომ ზღვებისა და ოკეანეების სანაპიროებზე, დღე-ღამეში ორჯერ, ადგილი აქვს წყლის დონის აწევას (მოქცევა) სრული წყლის დონემდე, და მის დაწევას (მიქცევა) მცირე წყლის დონემდე. მაქსიმალურ და მინიმალურ დონეებს შორის სხვაობას მოქცევის ამპლიტუდა ეწოდება. სრულ და მცირე წყლებს შორის პერიოდი შეადგენს 12სთ და 25წთ. ეს დრო ზუსტად ემთხვევა მთვარის დედამიწის მიმართ მოძრაობის ნახევარპერიოდს.

დიდი და მცირე წყლების ცვლილებები აიხსნება მიზიდულობის ველის არაერთგვაროვანებით, რომელიც გამოწვეულია დედამიწის, მთვარის და მზის (ნაკლები ხარისხით) ურთიერთგადაადგილებების თავისებურებებით. მიუხედავად მთვარის მასის სიმცირისა, მისი გავლენა ველის ერთგვაროვანებაზე უფრო მნიშვნელოვანია ვიდრე მზის, რადგან, მთვარე (~400-ჯერ) უფრო ახლოსაა დედამ-იწასთან ვიდრე მზე.

მთვარის მხრივ მიზიდულობის ძალის მოქმედება იწვევს სხეულების მასათა ცენტრების შემერთებული წრფის გასწვრივ მიმართულ a_n აჩქარებას (ნახ. 6). ცხადია, რომ ჩვენს პლანეტაზე მყოფ ყველა სხეულზე მოქმედებს სხეულის მასის და აჩქარების პროპორციული ინერციის ძალა. დედამიწისათვის ეს ძალა ემთხვევა მთვარის მიერ დედამიწის მიზიდულობის ძალას,

$$\vec{F}_g = G \frac{m_1 m_2}{r^3} \vec{r}$$



დედამიწის ზედაპირზე მყოფი სხეულები მთვარის მხრივ მიიზიდება მეტი ძალით, ვიდრე დედამიწის მასათა ცენტრის მახლობლობად მყოფი წერტილები. გრავიტაციის ძალების თეორიული კომპენსაცია ინერციის ძალებით დაიკვირვება მხოლოდ პლანეტის მასათა ცენტრში, სხვა წერტილებში ასეთი კომპენსაცია არ დაიკვირვება, რის შედეგადაც ჩნდება ძალები, რომლებიც იწვევენ წყლის მასების გადაადგილებებს.

თავი 8. ფარდობითობის სპეციალური (კერძო) თეორიის საფუძვლები.

ფარდობითობის სპეციალური (ან, კერძო) თეორია (ფსთ) წარმოადგენს სივრცისა და დროის შესახებ თანამედროვე ფიზიკურ თეორიას. კვანტურ მექანიკასთან ერთად ის წარმოადგენს თანამედროვე ფიზიკისა და ტექნიკის საფუძველს. მას ხშირად რელატივისტურ თეორიას უწოდებენ, ხოლო, მოვლენებს რომლებიც აღიწერებიან ამ თეორიით - რელატივისტურ ეფექტებს (ინგლ. *Relativity* - ფარდობითი). ეს ეფექტები ყველაზე თვალნათლივ მჟღავნდებიან სხეულების ვაკუუმში სინათლის სიჩქარის ($c = 3 \cdot 10^8$ მ/წმ) მახლობელი სიჩქარეებით მოძრაობებისას. ფარდობითობის სპეციალური თეორია შექმნილი იქნა ა. აინშტაინის მიერ 1905წ.

§36. ფარდობითობის მექანიკური პრინციპი. გალილეის გარდაქმნები

განვიხილოთ ორი $K(x, y, z)$ და $K'(x', y', z')$ ათვლის სისტემა. დაუშვით, რომ K სისტემის საათების მიხედვით, დროის t მომენტში, ნაწილაკს K სისტემაში გააჩნია x, y, z კოორდინატები. ზო-

გადად, (x, y, z, t) რიცხვების ერთობლიობას მოვლენა ეწოდება. მოვლენის ქვეშ იგულისხმება, რომ სივრცის მოცემულ წერტილში, დროის მოცემულ მომენტში რაღაც ხდება - მაგალითად, x, y, z კოორდინატების მქონე წერტილში, დროის t მომენტში აღმოჩნდება ნაწილაკი. იგივე ნაწილაკის მდებარეობა K' სისტემაში განისაზღვრება x', y', z' კოორდინატებით, ხოლო, K' სისტემის საათები გვიჩვენებენ t' დროს. ჩავთვალოთ, რომ K სისტემა უძრავია, ხოლო, K' სისტემა მოძრაობს მის მიმართ მუდმივი $\vec{v}_0$ სიჩქარით ($\vec{v}_0 = \text{const}$). დროის ათვლა დავიწყეთ იმ მომენტიდან, როცა ორვე სისტემის კოორდინატა სათავე ემთხვევა. რაღაც t დროის შემდეგ, ორივე სისტემაში ნებისმიერი A წერტილის კოორდინატებს შორის კავშირი გამოისახება შემდეგნაირად (ნახ. 1),

$$\vec{r} = \vec{r}' + \vec{r}_0 = \vec{r}' + \vec{v}_0 t \quad (1)$$

ან, სკალარულად,

$$x = x' + v_{0x}t, \quad y = y' + v_{0y}t, \quad z = z' + v_{0z}t \quad (2)$$

(1) და (2) განტოლებები წარმოადგენენ კოორდინატების გალილეის გარდაქმნის ფორმულებს, რომელთაც შეიძლება დაემატოს კიდევ ერთი განტოლება,

$$t = t' \quad (3)$$

(1) განტოლების დროით დიფერენცირებით მიიღება,

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d(\vec{r}' + \vec{r}_0)}{dt} = \frac{d(\vec{r}' + \vec{v}_0 t)}{dt} = \frac{d\vec{r}'}{dt} + \frac{d(\vec{v}_0 t)}{dt} = \vec{v}' + \vec{v}_0$$

ანუ,

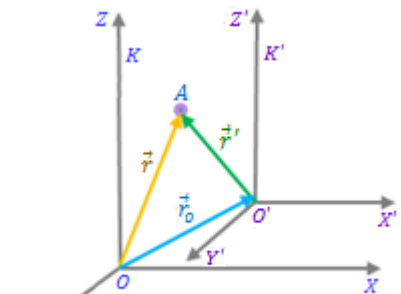
$$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}_0 \quad (4)$$

მივიღეთ ჩვენთვის კარგად ცნობილი სიჩქარეთა შეკრების კანონი: სხეულის სიჩქარე უძრავი ათვლის სისტემის მიმართ ტოლია, მოძრავი ათვლის სისტემის მიმართ სხეულის სიჩქარის და უძრავი სისტემის მიმართ, მოძრავი სისტემის სიჩქარის ჯამის.

(4) განტოლების დროით კიდევ ერთხელ დიფერენცირებით მივიღებთ,

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d(\vec{v}' + \vec{v}_0)}{dt} = \frac{d\vec{v}'}{dt} = \vec{a}'$$

ამრიგად, ნივთიერი წერტილის აჩქარება ერთნაირია ყველა ათვლის ინერციულ სისტემაში. რაც წარმოადგენს გალილეის გარდაქმნების კიდევ ერთ შედეგს. ყველა ათვლის ინერციულ სისტემაში ერთნაირია აგრეთვე მასა და ძალა. სიდიდეები და თანაფარდობები რომლებიც არ იცვლებიან განსაზღვრულ პირობებში, ხშირად ინვარიანტული ეწოდებათ. ამრიგად, აჩქარება, მასა და ძალა ინვარიანტულია ათვლის ინერციული სისტემის არჩევის მიმართ. ამიტომ, ნიუტონის მეორე და მესამე კანონებს ყველა ათვლის სისტემაში გააჩნიათ ერთნაირი სახე, ე.ი. ინვარიანტულია გალილეის გარდაქმნების მიმართ. ანუ, მექანიკის კანონები ინვარიანტულია გალილეის გარდაქმნების მიმართ. უნდა აღინიშნოს, რომ საუბარია მექანიკის კანონების მათემატიკური ფორმის ინვარიანტულობაზე. კერძოდ, ნიუტონის მეორე და მესამე კანონების მათემატიკური ფორმა არ იცვლება ერთი ინერციული სისტემიდან სხვაზე გადასვლისას.



ნახ. 1.

§37. ფარდობითობის სპეციალური (კერძო) თეორიის პოსტულატები

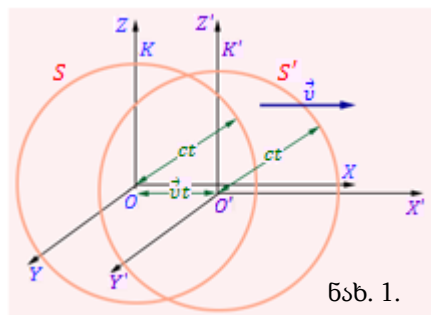
ფარდობითობის სპეციალური თეორიის საფუძვლად უდევს ორი პოსტულატი, ანუ, ორი პრინციპი, რომელიც ფორმულირებული იყო ა. აინშტაინის მიერ 1905წ. ეს პოსტულატებია:

1. ბუნების ყველა კანონი ინვარიანტულია ათვლის ერთი ინერციული სისტემიდან სხვა სისტემაზე გადასვლის მიმართ. რაც ნიშნავს, რომ ყველა ინერციულ სისტემაში ფიზიკური კანონებს (და არა მხოლოდ მექანიკურს) გააჩნიათ ერთნაირი ფორმა. პირველი პოსტულატი წარმოადგენს გალილეის ფარდობითობის პრინციპის განზოგადოებას. ამრიგად, კლასიკური მექანიკის ფარდობითობის პრინციპი განზოგადოებულია ბუნების ყველა პროცესისათვის. ამ განზოგადოებულ პრინციპს აინშტაინის ფარდობითობის პრინციპი ეწოდება.

2. სინათლის სიჩქარე ვაკუუმში არ არის დამოკიდებული სინათლის წყაროს, ან, დამკვირვებლის მოძრაობის სიჩქარეზე და ერთნაირია ყველა ათვლის ინერციულ სისტემაში. ამ პრინციპს სინათლის სიჩქარის ინვარიანტულობის (ან, მუდმივობის) პრინციპი ეწოდება.

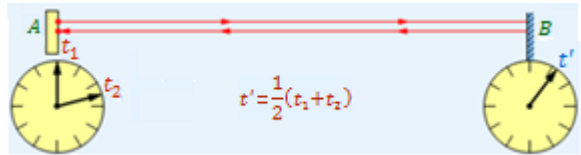
ფიზიკაში პოსტულატი წარმოადგენს ცდისეული ფაქტების განზოგადების მტკიცებულებას. პოსტულატი გეომეტრიული აქსიომის ანალოგიურია. ნებისმიერ ფიზიკურ თეორიას საფუძვლად უდევს რაღაც პოსტულატი. ფარდობითობის სპეციალური თეორიის პრინციპების საფუძველზე მიღებული თეორიის შედეგები მოგვიანებით დამტკიცებული იქნა ამაჩქარებლებში სწრაფი ნაწილაკების მოძრაობის, ატომური პროცესების, ბირთვული რეაქციების და ა.შ. შესწავლისას მიღებული ექსპერიმენტული მონაცემებით.

მაგრამ, ფარდობითობის სპეციალური თეორიის პოსტულატები წინააღმდეგობაში აღმოჩნდა კლასიკურ წარმოდგენებთან. განვიხილოთ ასეთი აზრობრივი ექსპერიმენტი: დაუშვათ, რომ K სისტემა უძრავია, ხოლო, K' სისტემა მოძრაობს მის მიმართ მუდმივი $\vec{v}$ სიჩქარით X და X' ღერძების საერთო მიმართულებით. ამასთან, დროის საწყის მომენტში ($t = 0$), როცა მათი O და O' სათავეები იმყოფებიან რაიმე ერთ წერტილში, ამ წერტილში ხდება სინათლის ანთება (ნახ. 1). K სისტემაში სინათლე ვრცელდება ყველა მიმართულებით c სიჩქარით. ამიტომ K სისტემაში სინათლე მიაღწევს O ცენტრის და ct რადიუსის მქონე S სფეროს. K' სისტემაში სინათლის სიჩქარე ტოლია აგრეთვე c . ე.ი. K' სისტემაში სინათლე მიაღწევს იგივე ct რადიუსის, მაგრამ, უკვე სხვა O' ცენტრის მქონე S' სფეროს. მაგრამ, O და O' წერტილები დროის t მომენტისათვის დაშორდებიან ერთმანეთს vt მანძილით. ე.ი. მიიღება, რომ ტალღური ფრონტი დროის ერთსა და იმავე მომენტისათვის იმყოფება ორ სხვადასხვა S და S' სფეროზე. მოჩვენებითი პარადოქსის მიზეზი ერთდროულობის ცნებაშია. კლასიკური მექანიკის თვალსაზრისით მოვლენები ერთდროულია, როცა ისინი მიმდინარეობენ დამკვირვებლის საათის მიხედვით დროის ერთსა და იმავე მომენტში. არ აქვს მნიშვნელობა მოცემული მოვლენები სივრცის ერთ წერტილში, თუ სხვადასხვა წერტილებში მიმდინარეობენ. ერთდროულობის ცნება აბსოლუტურია: თუ ორი მოვლენა ერთდროულია ერთ ათვლის სისტემაში, მაშინ, ისინი ერთდროული იქნება აგრეთვე ნებისმიერ სხვა ათვლის სისტემაში. ყველა ათვლის ინერციულ სისტემაში დრო მიმდინარეობს ერთნაირად - რაც გამოისახება $t' = t$ ტოლობით გალილეის გარდაქმნებში. მაგრამ, ერთდროულობის ასეთი გაგება ატარებს ინტუიციურ ხასიათს.



დაუშვათ, რომ სივრცის რაიმე წერტილში გაგვაჩნია საათები. თუ ამ წერტილში მიმდინარეობს მოვლენა, მაშინ ჩვენი საათები გვიჩვენებენ მოცემული მოვლენის დროს. თუ ამ წერტილში მიმდინარეობს ორი მოვლენა, მაშინ ჩვენ ყოველთვის შეგვიძლია განვსაზღვროთ, ერთდროულია თუ არა ისინი - ჩვენი საათების ჩვენებების უბრალო შედარებების გზით. ასეთნაირად განისაზღვრება სივრცის ერთ წერტილში მიმდინარე მოვლენების ერთდროულობა. მაგრამ, სივრცით დაშორებული მოვლენების ერთდროულობის ცნების განსაზღვრისათვის, საჭიროა სივრცის სხვ-

ადასხვა წერტილებში განლაგებული მრავალი ერთნაირი საათი, რომელთაგან თითოეული გვიჩვენებს იმ წერტილში მიმდინარე მოვლენის დროს, სადაც ეს საათებია განლაგებული. ამასთან, ყველა ეს საათი უნდა იყოს სინქრონული, ე.ი. გვიჩვენებდეს ერთსა და იმავე დროს. სივრცის სხვადასხვა წერტილებში განლაგებული საათების სინქრონიზების მიზნით აინშტაინის მიერ გამოყენებული იქნა სინათლის სიგნალები. დაუშვათ, რომ სივრცის A და B წერტილებში განლაგებულია საათები, და A წერტილიდან, B წერტილში ვრცელდება სინათლის სიგნალი, რომელიც აირეკლება B წერტილში და ბრუნდება უკან A წერტილში (ნახ. 2). დაუშვათ აგრეთვე, რომ სიგნალის გავრცელების მომენტში A საათი გვიჩვენებს t_1 დროს, ხოლო, სიგნალის დაბრუნების მომენტში იგივე A საათის ჩვენება ტოლია t_2 . A და B საათები სინქრონულია, როცა სიგნალის B წერტილში მოსვლის დროის მომენტში, B საათის ჩვენება ტოლია $(t_1 + t_2)/2$.



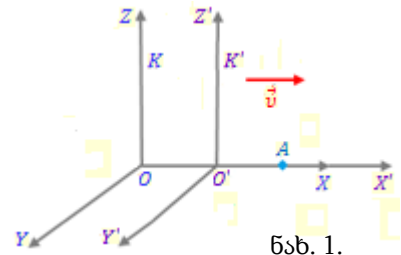
ნახ. 2.

ამის შემდეგ შეიძლება შემოვიღოთ სივრცით-დამორეზულ წერტილებში მიმდინარე მოვლენების ერთდროულობის ცნება: სივრცით-დამორეზულ წერტილებში მიმდინარე მოვლენები ერთდროულია, როცა სინქრონული საათები გვიჩვენებენ ერთნაირ დროს. ჩვენთვის კარგად ცნობილი ერთდროულობის ინტუიციურ ცნების ნაცვლად, შემოდის ფარდობითობის სპეციალური თეორიით მკაფიოდ განსაზღვრული ტერმინი.

ახლა განვიხილოთ მეორე K' ინერციული სისტემა, რომელიც მოძრაობს რაიმე მუდმივი $\vec{v}$ სიჩქარით K სისტემის x ღერძის დადებითი მიმართულებით. ამ ათვლის სისტემის სხვადასხვა წერტილებში, შეიძლება განვაღებოთ სინქრონული საათები, ზემოთ აღწერილი პროცედურის ანალოგიურად და ორ მოვლენას შორის ინტერვალი შეიძლება გავზომოთ როგორც K სისტემის საათების, ასევე K' სისტემის საათების მიხედვით. როგორი იქნება ეს ინტერვალები?

§38. ლორენცის გარდაქმნები

გალილეის გარდაქმნის ფორმულები შეუსაბამობაშია ფარდობითობითობის სპეციალურ თეორიასთან და ცხადია, რომ შეცვლილი უნდა იქნენ. ამისათვის განვიხილოთ ორი $K(x, y, z)$ და $K'(x', y', z')$ ათვლის ინერციული სისტემა. დაუშვათ, რომ K' სისტემა მოძრაობს K სისტემის მიმართ მუდმივი $\vec{v}$ სიჩქარით ($\vec{v} = \text{const}$) (ნახ. 1), ისე რომ დროის საწყის მომენტში ($t = t' = 0$), როცა მათი კოორდინატა სათავეები (O და O') ემთხვევიან, ამ წერტილიდან ვრცელდება სინათლე. აინშტაინის მეორე პოსტულატის თანახმად, ორივე სისტემაში სინათლის სიჩქარე ერთნაირია და ტოლია c . K სისტემაში სინათლე მიაღწევს A წერტილს t დროის შემდეგ, ე.ი. $x = ct$ მანძილის გავლის შემდეგ. ხოლო, K' სისტემაში, t' დროის შემდეგ, ე.ი. $x' = ct'$ მანძილის გავლის შემდეგ. ცხადია, რომ



ნახ. 1.

$$x' - x = c(t' - t) \quad (1)$$

რადგან $x' \neq x$, ამიტომ ცხადია, რომ $t' \neq t$. ე.ი. K და K' სისტემებში დრო განსხვავებულია - დრო ფარდობითია. კლასიკურ ფიზიკის თანახმად კი ითვლება, რომ ყველა ინერციულ სისტემაში, დრო მიმდინარეობს ერთნაირად $t' = t$.

აინშტაინმა აჩვენა, რომ ფარდობითობის თეორიაში, როცა K' სისტემა მოძრაობს K სისტემის

მიმართ v სიჩქარით x ღერძის გასწვრივ, გალილეის გარდაქმნები,

$$\begin{aligned} K \rightarrow K': x' &= x - vt, y' = y, z' = z, t' = t \\ K' \rightarrow K: x &= x' + vt, y = y', z = z', t = t' \end{aligned}$$

უნდა შეიცვალოს ლორენცის გარდაქმნებით,

$$\begin{aligned} K \rightarrow K': x' &= \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, y' = y, z' = z, t' = \frac{t - vx/c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ K' \rightarrow K: x &= \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, y = y', z = z', t = \frac{t' + vx'/c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned}$$

რომლებიც აკმაყოფილებენ აინშტაინის პოსტულატებს. სადაც, $\beta = v/c$. ამ გარდაქმნებით შეიძლება დამყარებული იქნეს კავშირი $K(x, y, z)$ ათვლის სისტემაში დაკვირვებულ მიმდინარე მოვლენის x, y, z კოორდინატებსა და დროის t მომენტს შორის, და $K' (x', y', z')$ ათვლის სისტემაში დაკვირვებულ ამავე მოვლენის x', y', z' კოორდინატებსა და დროის t' მომენტს შორის. ლორენცის გარდაქმნებიდან გამომდინარეობს, რომ ვაკუუმში სინათლის სიჩქარესთან შედარებით მცირე სიჩქარეებისას ($v \ll c$, ანუ, როცა $\beta \ll 1$), მიიღება გალილეის გარდაქმნები.

§39. ლორენცის გარდაქმნების შედეგები

მოვლენის ერთდროულობა. დაუშვათ, რომ K სისტემაში x_1 და x_2 კოორდინატების მქონე წერტილებში, დროის t_1 და t_2 მომენტში მიმდინარეობს ორი მოვლენა, რომელთაც K' სისტემაში შეესაბამებათ x'_1 და x'_2 კოორდინატები და დროის t'_1 და t'_2 მომენტები. თუ მოვლენები მიმდინარეობენ ერთ წერტილში ($x_1 = x_2$) და ერთდროულად ($t_1 = t_2$), მაშინ, ლორენცის გარდაქმნების თანახმად გვექნება,

$$x'_1 = x'_2, t'_1 = t'_2$$

ე.ი. ეს მოვლენები მიმდინარეობენ ერთდროულად და ერთხვევიან სივრცეში, ნებისმიერ ათვლის ინერციულ სისტემაში.

თუ ეს მოვლენები K სისტემაში მიმდინარეობენ სივრცის სხვადასხვა წერტილებში ($x_1 \neq x_2$), მაგრამ ერთდროულად ($t_1 = t_2$), მაშინ ლორენცის გარდაქმნების თანახმად, K' სისტემაში გვექნება,

$$x'_1 = \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, x'_2 = \frac{x_2 + vt'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \text{ და } t'_1 = \frac{t - vx_1/c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}, t'_2 = \frac{t - vx_2/c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

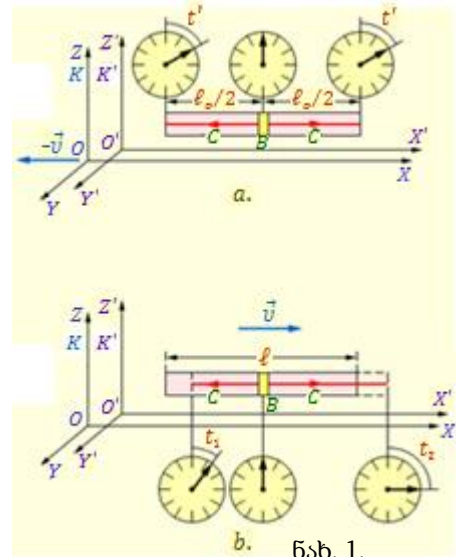
ანუ,

$$x'_1 \neq x'_2, t'_1 \neq t'_2$$

ე.ი. K' სისტემაში ეს მოვლენები მიმდინარეობენ ასევე სივრცის სხვადასხვა წერტილებში, მაგრამ, ამასთან არა ერთდროულად.

სივრცით-დაშორებული მოვლენების ერთდროულობის ფარდობითობის საილუსტრაციოდ განვიხილოთ შემდეგი აზრობრივი ექსპერიმენტი: დაუშვათ, რომ K' ათვლის სისტემაში, X' ღერძის გასწვრივ უძრავად განლაგებული მყარი ღეროს ცენტრში (B), მდებარეობს სინათლის ნათურა, ხოლო ბოლოებში კი ორი სინქრონული საათი (ნახ. 1a). დაუშვათ აგრეთვე, რომ K' სისტემა მოძრაობს K სისტემის მიმართ, X ღერძის გასწვრივ, v სიჩქარით და დროის რაღაც მომენტში, ნათურიდან ვრცელდება სინათლის სიგნალი ღეროს ბოლოების მიმართულებებით. ორივე მიმართულების თანაბარალბათურობის გამო, K' სისტემაში სინათლის სიგნალი ღეროს ბოლოებს მიაღწევს ერთდროულად და ღეროს ბოლოებზე დამაგრებული საათები გვიჩვენებენ ერთსა

და იმავე t' დროს. K' სისტემის მიმართ ღეროს ბოლოები მოძრაობენ v სიჩქარით ისე, რომ ერთი ბოლო მოძრაობს სინათლის გავრცელების შემხვედრი მიმართულებით, ხოლო მეორე ბოლო კი საპირისპირო მიმართულებით ისე, რომ შორდება მას. რადგან სინათლის გავრცელების სიჩქარეები ორივე მიმართულებით ერთნაირია და ტოლია c , ამიტომ, K სისტემის დამკვირვებლის თვალსაზრისით, სინათლე უფრო ადრე მიაღწევს ღეროს მარცხენა ბოლოს, ვიდრე მარჯვენას (ნახ. 1b). ე.ი. სინათლე მყარი ღეროს ბოლოებს აღწევს ერთდროულად K' ათვლის სისტემაში (ნახ. 1a) და არაერთდროულად K ათვლის სისტემაში (ნახ. 1b).



ნახ. 1.

მოვლენის ხანგრძლივობა. დაუშვათ, რომ K სისტემის მიმართ უძრავი x კოორდინატის წერტილში, მიმდინარეობს მოვლენა, რომლის ხანგრძლივობა (მოვლენის დამთავრების და დაწყების შესაბამისი საათების ჩვენებები) ტოლია,

$$\tau = t_2 - t_1$$

სადაც, 1 და 2 ინდექსები შეესაბამებიან მოვლენის დაწყებას და დამთავრებას. ამ მოვლენის ხანგრძლივობა K' სისტემაში ტოლი იქნება

$$\tau' = t'_2 - t'_1$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებიდან, რომ

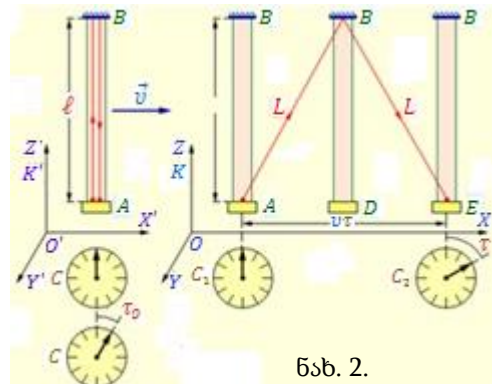
$$t'_1 = \frac{t_1 - vx/c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad t'_2 = \frac{t_2 - vx/c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

მივიღებთ

$$\tau' = \frac{\tau}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ $\tau < \tau'$, ე.ი. რაიმე წერტილში მიმდინარე მოვლენის ხანგრძლივობა, ნაკლებია იმ ათვლის ინერციული სისტემაში, რომლის მიმართაც ეს წერტილი უძრავია. ანუ, ათვლის ინერციული სისტემის მიმართ მოძრავი საათებში, დრო ნელა მიედინება. ან, სხვაგვარად, საათების სვლა შენელებულია იმ ათვლის სისტემაში, რომლის მიმართაც საათები მოძრაობენ. „უძრავი“ და „მოძრავი“ სიტემების ცნებების ფარდობითობის საფუძველზე ცხადია, რომ τ და τ' შორის თანაფარდობები შექცევადია. აქვე უნდა აღინიშნოს, რომ საათების სვლის შენელება, შესამჩნევი ხდება მხოლოდ, სინათლის ვაკუუმში გავრცელების სიჩქარის მახლობელი სიჩქარეებისას.

დროის შუალედის (ხანგრძლივობის) ფარდობითობის საილუსტრაციოდ განვიხილოთ შემდეგი აზრობრივი ექსპერიმენტი. დაუშვათ, რომ K სისტემის მიმართ, v სიჩქარით მოძრავ K' სისტემაში, Z' ღერძის გასწვრივ უძრავად განლაგებული, რაღაც ℓ სიგრძის მყარი ღეროს ერთ ბოლოზე A წერტილში განლაგებულია სინათლის ნათურა, ხოლო, მეორე ბოლოზე (B წერტილში), ამრეკლი სარკე (ნახ. 2). ჩავთვალოთ, რომ 1 მოვლენა არის სინათლის ნათურის



ნახ. 2.

ანთება, ხოლო, 2 მოვლენა კი სინათლის სიგნალის დაბრუნება ნათურასთან. K' სისტემაში, მოვლენის მოხდენის მომენტის ფიქსირება ხდება ერთი და იგივე C საათებით, ხოლო K სისტემაში კი ორი სინქრონული C_1 და C_2 საათებით.

K' სისტემაში, A წერტილიდან გამოსული სინათლე, ვრცელდება ვერტიკალურად ზევით, აირეკლება B სარკიდან და ბრუნდება უკან A წერტილში (ნახ. 2, მარცხნივ). K' სისტემის C საათების მიხედვით გაზომილი შესაბამისი დრო ავლნიშნოთ τ_o -ით. დროის ამ შუალედს საკუთარი დრო ეწოდება. თუ სარკეებს შორის მანძილია ℓ , მაშინ ადგილი აქვს თანაფარდობას,

$$2\ell = c\tau_o \quad (1)$$

K სისტემის დამკვირვებლის თვალსაზრისით, სინათლის სიგნალი სარკეებს შორის მოძრაობს ABE ტეხილის გასწვრივ (ნახ. 2, მარჯვნივ). პითაგორას თეორემას თანახმად,

$$(AB)^2 = (AD)^2 + (BD)^2$$

ანუ,

$$\left(\frac{c\tau}{2}\right)^2 = \left(\frac{v\tau}{2}\right)^2 + \ell^2 \quad (2)$$

სადაც, τ - ქვედა სარკიდან, ზედა სარკემდე სინათლის გავრცელების და უკან დაბრუნების დროა. რომელიც, თავის მხრივ ტოლია, K სისტემის სხვადასხვა A და E წერტილებში განლაგებული C_1 და C_2 სინქრონული საათების ჩვენებებს შორის სხვაობის. (2) გადავწეროთ შემდეგი სახით,

$$(c\tau)^2 = (v\tau)^2 + (2\ell)^2$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ (1)-დან, რომ $2\ell = c\tau_o$, გვექნება,

$$(c\tau)^2 = (v\tau)^2 + (c\tau_o)^2$$

აქედან,

$$\tau = \frac{\tau_o}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (6)$$

მივიღეთ, რომ τ_o საკუთარი დრო იყოფა ერთზე ნაკლებ სიდიდეზე, ამიტომ, ყოველთვის სრულდება უტოლობა $\tau > \tau_o$. ე.ი. τ_o საკუთარი დრო ყოველთვის ნაკლებია, ვიდრე ამ მოვლენებს შორის დროის შუალედი, გაზომილი ნებისმიერ სხვა ათვლის სისტემაში. ამრიგად, ორ მოვლენას შორის დროის შუალედი დამოკიდებულია ათვლის სისტემის არჩევაზე, ე.ი. დროის შუალედი ფარდობითია. ამ ეფექტს დროის რელატივისტური შენელების ეფექტი ეწოდება და წარმოადგენს სინათლის სიჩქარის ინვარიანტულობის შედეგს.

ახლა წარმოვიდგინოთ, რომ დედამიწიდან კოსმოსურ მოგზაურობაში 0.999c სიჩქარით გაემგზავრა ასტრონავტი, რომელიც გრძელდება 10 წელი ასტრონავტების საათების მიხედვით. დედამიწაზე დაბრუნებული ასტრონავტები აღმოაჩენენ, რომ, მოხდენენ სავსებით სხვა ეპოქაში - რადგან დედამიწის საათების მიხედვით გასული იქნება 224 წელი. ფანტასტიკურია, მაგრამ არავითარი ფანტასტიკა არ არის აქ - საქმე გვაქვს ფარდობითობის თეორიის მკაცრ ფაქტებთან. მსგავს რამეს ჩვენ არ შევხვედრივართ იმის გამო, რომ ჩვენ ჯერ-ჯერობით არ შეგვიძლია სინათლის მახლობელი სიჩქარეებით გადაადგილება. მაგრამ, როგორც კი ასეთი სიჩქარეები იქნება მიღწეული, მსგავსი ეფექტები რეალური იქნება.

კოსმოსური სხივების შესწავლისას მათ შემადგენლობაში აღმოჩენილია μ -მეზონები - ელემენტარული ნაწილაკები, რომელთა მასა ~ 200 -ჯერ აღემატება ელექტრონის მასას. ეს ნაწილაკები არასტაბილურებია, მათი საშუალო საკუთარი სიცოცხლის დრო (იმ ათვლის ინერციული სისტემის საათებით ათვლილი დრო, რომლის მიმართაც ის უძრავია) ტოლია $\tau_o = 2.2 \cdot 10^{-6}$ წმ. მიუონები წარმოიშობიან ატმოსფეროს ზედა ფენებში პირველადი კოსმოსური სხივების მოქმედებით და მოძრაობენ დედამიწის მიმართ, ვაკუუმში სინათლის სიჩქარის მახლობელი სიჩქარით. დროის შენელების რელატივისტური ეფექტის გათვალისწინების გარეშე, ისინი საშუალოდ გაივლ-

იდნენ ატმოსფეროში $c\tau_0 \approx 660\text{მ}$ ტოლ გზას. სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ, მიუნები ვერ უნდა აღწევდნენ დედამიწის ზედაპირს. სინამდვილეში, როგორც ცდები გვიჩვენებენ, მეზონები სიცოცხლის დროის განმავლობაში, დაშლის გარეშე გადიან გაცილებით მეტ მანძილს. ფარდობითობის სპეციალური თეორიის თანახმად, მეზონების საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა დედამიწასთან დაკავშირებული დამკვირვებლის საათის მიხედვით ტოლია $\tau = \tau_0 / \sqrt{1 - \beta^2} = \tau_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$, $\gg \tau_0$ და რადგან, $\beta = v/c$ ახლოსაა ერთთან, ამიტომ მეზონების მიერ დედამიწასთან დაკავშირებულ ათვლის სისტემაში გავლილი საშუალო გზა გაცილებით მეტია, $\tau v \gg 660\text{მ}$ -ზე.

დროის შენელება ურთიერთშეცვლადი ეფექტია: K ან K' სისტემის ნებისმიერი დამკვირვებლისათვის, ნელა მოძრაობენ დამკვირვებლის მიმართ მოძრავი ათვლის სისტემასთან დაკავშირებული საათები.

დროის შენელების რელატივისტური ეფექტთან არის დაკავშირებული აგრეთვე „ტყუპების პარადოქსი“. იგულისხმება, რომ თუ ტყუპებიდან ერთი-ერთი დარჩება დედამიწაზე, ხოლო მეორე გაემგზავრება კოსმოსურ მოგზაურობაში სინათლის მახლობელი სიჩქარით, მაშინ დედამიწაზე მყოფი დამკვირვებლის თვალსაზრისით, კოსმოსურ ხომალდში დრო ნელა მიედინება და როცა ასტრონავტი (მეორე ტყუპი) დაბრუნდება დედამიწაზე, ის თავის დედამიწაზე მყოფ ტყუპისცალთან შედარებით გაცილებით ახალგაზრდა აღმოჩნდება. პარადოქსი მდგომარეობს იმაში, რომ მსგავსი დასკვნა შეიძლება გააკეთოს ტყუპებიდან კოსმოსურ მოგზაურობაში მყოფმა მეორე ტყუპმა. მისთვის დედამიწაზე დრო ნელა მიედინება და დედამიწაზე დაბრუნების შემდეგ ის აღმოაჩენს, რომ მისი დედამიწაზე დარჩენილი ტყუპისცალი მასზე გაცილებით ახალგაზრდაა. „ტყუპების პარადოქსი“-ის ასახსნელად მხედველობაში უნდა მივიღოთ ათვლის სისტემათა არათანაბრობა, რომელებშიც იმყოფებიან ტყუპები. პირველი მათაგანი, დედამიწაზე დარჩენილი ყოველთვის იმყოფება ათვლის ინერციულ სისტემაში, მაშინ, როცა კოსმოსურ ხომალდთან დაკავშირებული ათვლის სისტემა, პრინციპულად არაინერციულია. კოსმოსური ხომალდი განიცდის აჩქარებას სტარტის დროს, მოძრაობის მიმართულების ცვლილებისას და დედამიწაზე დაშვების წინ დამუხრუჭებისას. ამიტომ ასტრონავტი-ტყუპის დასკვნა არასწორია. ფარდობითობის სპეციალური თეორია წინასწარმეტყველებს, რომ დედამიწაზე დაბრუნებისას ის ნამდვილად აღმოჩნდება დედამიწაზე დარჩენილ თავის ძმაზე ახალგაზრდა.

დროის შენელების ეფექტი უმნიშვნელოა, როცა კოსმოსური ხომალდის სიჩქარე გაცილებით მცირეა ვაკუუმში სინათლის სიჩქარესთან შედარებით. მიუხედავად ამისა შესაძლებელია ამ ეფექტის პირდაპირი მტკიცებულება მაკროსკოპული საათებით - ყველაზე ზუსტი ატომური საათებით. ამერიკელი ფიზიკოსების მიერ 1971წ ჩატარებული იქნა ორი ასეთი საათის შედარება, რომელთაგან, ერთ-ერთი იმყოფებოდა დედამიწის გარშემო მოძრავ ჩვეულებრივ რეაქტიულ ლაინერზე, ხოლო, მეორე კი დედამიწაზე, აშშ-ის სამხედრო-საზღვაო ობსერვატორიაში. ფარდობითობის სპეციალური თეორიის თანახმად ლაინერზე მყოფი საათები, დედამიწაზე მყოფ საათებს უნდა ჩამორჩებოდნენ $(184 \pm 23)10^{-9}\text{წმ}$ -ით. დაკვირვებული ჩამორჩენა აღმოჩნდა $(203 \pm 10)10^{-9}\text{წმ}$ ტოლი, ე.ი. გაზომვის ცდომილებათა ფარგლებში. ექსპერიმენტები განმეორებული იქნა რამოდენიმე წლის შემდეგ, ხოლო, მიღებული შედეგი კარგ თანხმობაში აღმოჩნდა ფარდობითობის სპეციალური თეორიასთან 1% სიზუსტით.

ამჟამად, საათების სვლის რელატივისტური შენელების ეფექტი აუცილებელია გათვალისწინებული იქნეს ატომური საათების დიდ მანძილებზე ტრანსპორტირებისას.

მანძილის ფარდობითობა. განვიხილოთ ორი K და K' სისტემა. K' სისტემა მოძრაობს K სისტემის მიმართ v სიჩქარით. დაუშვათ, რომ K' სისტემაში, X' ღერძის გასწვრივ განლაგებულია K' სის-

ტემის მიმართ უძრავი $\ell' = x_2' - x_1'$ სიგრძის ღერო. სადაც, x_1' და x_2' - ღეროს დასაწყისის და ბოლოს კოორდინატებია. განვსაზღვროთ ამ ღეროს სიგრძე ($\ell = x_2 - x_1$) K სისტემის მიმართ. თუ ვისარგებლებთ ლორენცის გარდაქმნებით,

$$x_1' = \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad x_2' = \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

მიიღება,

$$\ell' = \frac{\ell}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

როგორც ჩანს, $\ell < \ell'$, ე.ი. ღეროს სიგრძე მოძრავი ათვლის ინერციული სისტემის მიმართ ნაკლებია, უძრავი ათვლის ინერციული სისტემასთან შედარებით. სხვა სიტყვებით, სხეულის ხაზოვანი ზომები მეტია იმ ათვლის ინერციულ სისტემაში, რომლის მიმართაც სხეული უძრავია. ლორენცის გარდაქმნების განტოლებებიდან აგრეთვე გამომდინარეობს, რომ

$$y_2' - y_1' = y_2 - y_1, \quad z_2' - z_1' = z_2 - z_1$$

ე.ი. სხეულის განივი ზომები არ არის დამოკიდებული მის მოძრაობის სიჩქარეზე და ერთნაირია ყველა ათვლის ინერციულ სისტემაში.

მანძილის ფარდობითობის საილუსტრაციოდ განვიხილოთ შემდეგი აზრობრივი ექსპერიმენტი: დაუშვათ, რომ K სისტემის მიმართ, v სიჩქარით მოძრავ K' სისტემაში, X' ღერძის გასწვრივ განლაგებულია უძრავი, ℓ_o სიგრძის მყარი ღერო (ნახ. 3). მას საკუთარ სიგრძეს უწოდებენ. K სისტემაში, რომლის მიმართაც ღერო მოძრაობს, ღეროს სიგრძის ქვეშ იგულისხმება, ამ სისტემის საათების მიხედვით დაფიქსირებული, ღეროს ბოლოების კოორდინატებს შორის მანძილი.

რადგან K სისტემაში, ორივე მოვლენა (ფიქსირებული A წერტილის მახლობლად, ღეროს დასაწყისის და ბოლოს გავლა) ხდება ერთ წერტილში (A წერტილი), ამიტომ, τ_o დროის შუალედი, K სისტემაში წარმოადგენს საკუთარ დროს. ამრიგად, მოძრავი ღეროს ℓ სიგრძე ტოლია,

$$\ell = v\tau_o$$

K' სისტემის დამკვირვებლის თვალსაზრისით, A წერტილი (რომელიც ეკუთვნის K სისტემას), მოძრაობს უძრავი ღერძის გასწვრივ, მარცხნივ v სიჩქარით, ამიტომ, შეიძლება დავწეროთ,

$$\ell_o = v\tau$$

სადაც, τ - არის, A წერტილის მახლობლად, ღეროს ბოლოების გავლის მომენტებს შორის დროის შუალედი, K' სისტემაში სინქრონული საათების მიხედვით გაზომილი.

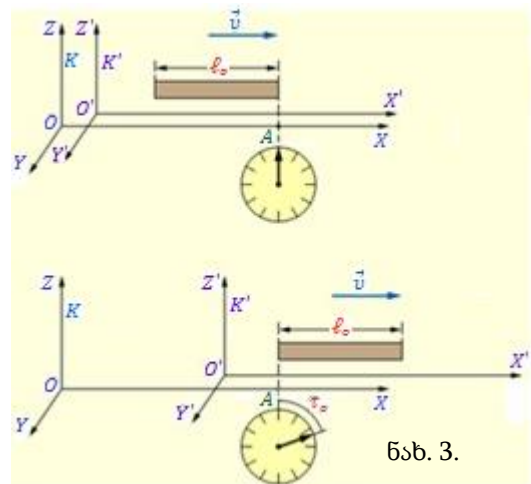
თუ ვისარგებლებთ, τ და τ_o დროის შუალედებს შორის კავშირით,

$$\tau = \tau_o / \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

მივიღებთ,

$$\ell = \ell_o \sqrt{1 - v^2/c^2} \quad (9)$$

მივიღეთ, რომ ღეროს საკუთარი ℓ_o სიგრძე, მრავლდება ერთზე ნაკლებ სიდიდეზე (რადგან $v \ll c$). ე.ი. ღეროს სიგრძე ათვლის სისტემაში, რომლის მიმართაც ღერო მოძრაობს, ნაკლებია, ამავე ღეროს სიგრძეზე ათვლის სისტემაში, რომლის მიმართაც ის უძრავია. ამრიგად, ღეროს სიგრძე დამოკიდებულია ათვლის სისტემის არჩევაზე, რომელშიც ის იზომება, ე.ი. ღეროს სიგრძე



ნახ. 3.

ფარდობითი სიდიდეა. მოცემული ეფექტი დაკავშირებულია მხოლოდ ფარდობითობის თეორიისათვის დამახასიათებელი გაზომვის პროცედურების თავისებურებებთან და სინამდვილეში არავითარი რეალური „შეკუმშვა“ მოძრავ ღეროში არ ხდება. აღნიშნული რელატივისტური ეფექტი ცნობილია მანძილის შემცირების ეფექტის სახელით.

მოვლენებს შორის ინტერვალი. ფარდობითობის სპეციალურ თეორიაში სივრცით-დროით ინტერვალი განისაზღვრება თანაფარდობით,

$$s_{12} = \sqrt{c^2 t_{12}^2 - \ell_{12}^2} \quad (1)$$

სადაც, t_{12} - არის მოვლენებს შორის დროის შუალედი რაღაც ათვლის სისტემაში ($t_{12} = t_2 - t_1$), ხოლო, ℓ_{12} - კი იმ წერტილებს შორის მანძილი, სადაც მიმდინარევენ განსახილველი მოვლენები, იმავე ათვლის სისტემაში ($\ell_{12} = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}$). კერძო შემთხვევაში, როცა ერთ-ერთი მოვლენა მიმდინარეობს ათვლის სისტემის კოორდინატთა სათავეში ($x_1 = y_1 = z_1$), დროის $t_1 = 0$ მომენტში, ხოლო, მეორე (x, y, z) კოორდინატების მქონე წერტილში, დროის t მომენტში, მაშინ, ამ მოვლენებს შორის სივრცით-დროით ინტერვალი ჩაიწერება შემდეგი სახით,

$$s_{12} = \sqrt{c^2 t^2 - x^2 - y^2 - z^2} \quad (2)$$

t_{12} და ℓ_{12} შემოღებული მნიშვნელობების გათვალისწინებით, ორ მოვლენას შორის ინტერვალი ასე ჩაიწერება,

$$s_{12} = \sqrt{c^2 (t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2} \quad (3)$$

შემოვიტანოთ აღნიშვნები: $\Delta t = t_2 - t_1$, $\Delta x = x_2 - x_1$, $\Delta y = y_2 - y_1$, $\Delta z = z_2 - z_1$. მაშინ (3) გამოსახულება შემდეგი სახით ჩაიწერება,

$$s_{12}^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2$$

იმავე მოვლენებს შორის ინტერვალი K' სისტემაში ტოლია,

$$(s'_{12})^2 = c^2 (\Delta t')^2 - (\Delta x')^2 - (\Delta y')^2 - (\Delta z')^2 \quad (4)$$

ლორენცის გარდაქმნების თანახმად,

$$\Delta x' = \frac{\Delta x - v \Delta t}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \Delta y' = \Delta y, \quad \Delta z' = \Delta z, \quad \Delta t' = \frac{\Delta t - v \Delta x / c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

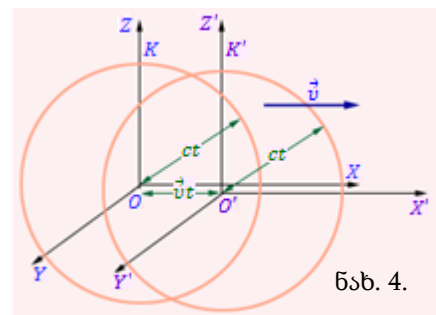
რომელთა (4) გამოსახულებაში გათვალისწინებით მიიღება,

$$(s'_{12})^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2$$

ან,

$$(s'_{12})^2 = s_{12}^2$$

ამრიგად, ორ მოვლენას შორის ინტერვალი ერთნაირია ყველა ათვლის ინერციულ სისტემაში. მაგალითად, თუ ერთი ერთ-ერთი მოვლენა წარმოადგენს სინათლის ანთებას ათვლის სისტემის კოორდინატთა სათავეში, დროის $t = 0$ მომენტში, ხოლო, მეორე - სინათლის ფრონტის მოსვლას x, y, z კოორდინატების მქონე წერტილში, დროის t მომენტში, მაშინ, ამ ორ მოვლენას შორის ინტერვალი $s = 0$ (ნახ. 4). სხვა ათვლის სისტემაში, მეორე მოვლენის კოორდინატები და დრო იქნება სხვა, მაგრამ ამ სისტემაშიც, სივრცით-დროით ინტერვალი s' აღმოჩნდება ნულის ტოლი, რადგან $(x')^2 + (y')^2 + (z')^2 = c^2 (t')^2$.



ნახ. 4.

§40. სიჩქარეთა შეკრების რელატივისტური კანონი

განვიხილოთ ნივთიერი წერტილის მოძრაობა K' სისტემაში, რომელიც თავის მხრივ მოძრაობს K სისტემის მიმართ v სიჩქარით. განვსაზღვროთ ამ წერტილის სიჩქარე K სისტემაში. თუ K სისტემაში წერტილის მოძრაობა დროის ყოველ t მომენტში განისაზღვრება x, y, z კოორდინატებით, ხოლო, K' სისტემაში დროის t' მომენტში x', y', z' კოორდინატებით, მაშინ

$$u_x = \frac{dx}{dt}, u_y = \frac{dy}{dt}, u_z = \frac{dz}{dt}$$

და

$$u'_x = \frac{dx'}{dt'}, u'_y = \frac{dy'}{dt'}, u'_z = \frac{dz'}{dt'}$$

წარმოადგენენ განსახილველი წერტილის სიჩქარის ვექტორის პროექციებს K და K' სისტემებში, X, Y, Z და X', Y', Z' ღერძებზე შესაბამისად. ლორენცის გარდაქმნების თანახმად,

$$dx = \frac{dx' + v dt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad dy = dy', \quad dz = dz', \quad dt = \frac{dt' + v dx'/c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

საიდანაც, შესაბამისი გარდაქმნებით მიიღება ფარდობითობის სპეციალური თეორიის სიჩქარეთა შეკრების რელატივისტური კანონი,

$$\begin{array}{lll} K \rightarrow K' & u'_x = \frac{u_x - v}{1 - vu_x/c^2} & u'_y = \frac{u_y \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - vu_x/c^2} \quad u'_z = \frac{u_z \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - vu_x/c^2} \\ K' \rightarrow K & u_x = \frac{u'_x + v}{1 + vu'_x/c^2} & u_y = \frac{u'_y \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + vu'_x/c^2} \quad u_z = \frac{u'_z \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + vu'_x/c^2} \end{array} \quad (1)$$

როცა ნივთიერი წერტილი მოძრაობს x ღერძის გასწვრივ, მაშინ

$$u' = \frac{u - v}{1 - vu/c^2}, \quad u = \frac{u' + v}{1 + vu'/c^2} \quad (2)$$

როცა v, u' და u სიდიდეები მცირეა სინათლის სიჩქარესთან შედარებით, მაშინ (1) და (2) ფორმულებიდან მიიღება სიჩქარეთა შეკრების კლასიკური მექანიკის კანონი.

ნაწილი II. მოლეკულური ფიზიკა.

თავი 9. იდეალური აირების მოლეკულურ-კინეტიკური თეორია.

§41. შესავალი. მოლეკულური ფიზიკისა და თერმოდინამიკის ძირითადი ცნებები და განმარტებები. მოლეკულების მასები და ზომები

მოლეკულური ფიზიკა არის ფიზიკის ნაწილი, რომელიც შეისწავლის ნივთიერების აგებულებასა და თვისებებს მოლეკულურ-კინეტიკურ წარმოდგენათა საფუძველზე, რომლის თანახმადაც, ნებისმიერი სხეული (მყარი, თხევადი, აირი) შედგება მრავალი რიცხვი, ძალიან მცირე ზომის ცალკეული ნაწილაკებისაგან - მოლეკულებისაგან (ატომები შეიძლება განვიხილოთ როგორც ერთატომიანი მოლეკულები). მოლეკულურ-კინეტიკურ თეორიას საფუძვლად უდევს შემდეგი დებულებები:

1. ყოველი ნივთიერება შედგება ძალიან მცირე ზომის ცალკეული ნაწილაკებისაგან - მოლეკულებისაგან.
2. მოლეკულები ურთიერთქმედებენ. მათ შორის მოქმედებს მიზიდვის და განზიდვის ძალები.
3. მოლეკულები იმყოფებიან უწყვეტი, ქაოსური სითბური მოძრაობის მდგომარეობაში.

თერმოდინამიკა შეისწავლის თერმოდინამიკური წონასწორობის მდგომარეობაში მყოფი სისტემების ზოგად თვისებებს და ამ მდგომარეობებში გადასვლის პროცესებს. თერმოდინამიკური სისტემა წარმოადგენს მაკროსკოპული სხეულების ერთობლიობას, რომლებიც ურთიერთქმედებენ და ადგილი აქვს ენერგიის გაცვლას როგორც ერთმანეთთან, ისე სხვა სხეულებთან (გარე გარემოსთან). თერმოდინამიკური სისტემის მდგომარეობა განისაზღვრება თერმოდინამიკური პარამეტრებით (მდგომარეობის პარამეტრებით) - ფიზიკური სიდიდეების ერთობლიობით, რომლებიც ახასიათებენ თერმოდინამიკური სისტემის თვისებებს. მდგომარეობის პარამეტრებად ჩვეულებრივ ირჩევენ ტემპერატურას, წნევას და მოცულობას (კუთრ მოცულობას).

თერმოდინამიკური სისტემის მდგომარეობის პარამეტრები შეიძლება იცვლებოდეს. თერმოდინამიკური სისტემის ნებისმიერი ცვლილება, დაკავშირებული მის თუგინდ ერთი პარამეტრის ცვლილებასთან, თერმოდინამიკური პროცესი ეწოდება. თერმოდინამიკური პროცესის დროს სისტემა გადადის ერთი მდგომარეობიდან მეორეში და ყოველთვის ადგილი აქვს სისტემის წონასწორობის დარღვევას. როცა თერმოდინამიკური სისტემის მდგომარეობა დროის მიხედვით არ იცვლება სისტემა იმყოფება თერმოდინამიკური წონასწორობის მდგომარეობაში. ამ შემთხვევაში მდგომარეობის ყველა პარამეტრს გააჩნია განსაზღვრული მნიშვნელობები, რომლებიც არ იცვლებიან დროის მიხედვით.

თერმოდინამიკური სისტემის მდგომარეობას, რომელსაც ერთ პარამეტრს მაინც არ გააჩნია განსაზღვრული მნიშვნელობა, არაწონასწორობის მდგომარეობა ეწოდება.

თერმოდინამიკურ სისტემებს, რომლებიც გარემომცველ გარემოსთან არ ახდენენ არც ენერგიის და არც ნივთიერების გაცვლას, იზოლირებული (ან, ჩაკეტილი) ეწოდებათ.

როცა არაწონასწორობის მდგომარეობაში მყოფი სისტემა იზოლირებულია გარე გარემოსაგან, მაშინ ის გადავა წონასწორობის მდგომარეობაში, რასაც რელაქსაციის პროცესი, ან უბრალოდ, რელაქსაცია ეწოდება. დროს, რომლის განმავლობაშიც, რაიმე სიდიდის წონასწორობის მნიშვნელობიდან თავდაპირველი გადახრა e -ჯერ კლებულობს, რელაქსაციის დრო ეწოდება.

თერმოდინამიკური სისტემის ერთი მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლის პროცესს, რომლის დროსაც შესაძლებელია მისი თავდაპირველ მდგომარეობაში დაბრუნება, საპირისპირო მიმართულებით, იგივე შუალედური მდგომარეობების თანმიმდევრობით გავლით, შექცევადი პრ-

ოცესი ეწოდება. ამასთან, სისტემა ბრუნდება საწყის მდგომარეობაში ენერგიის დაკარგვის გარეშე და გარემომცველ გარემოში არ რჩება მაკროსკოპული ცვლილებები. შექცევადი პროცესის დროს სისტემის წონასწორობის განმსაზღვრელი თერმოდინამიკური პარამეტრები (წნევა, ტემპერატურა, მოცულობა) იმდენად ნელა იცვლებიან, რომ ის შეიძლება განვიხილოთ როგორც უწყვეტი წონასწორობის მდგომარეობების ერთობლიობები. ასეთ პროცესებს კვაზისტატიკური (ან, კვაზიწონასწორობის) ეწოდებათ.

რეალური პროცესები ბუნებაში მიმდინარეობენ სასრული სიჩქარით და ამასთან ადგილი აქვს ენერგიის დანაკარგს (ხახუნის, სითბოგამტარობის და სხვა ანალოგიური მიზეზების გამო). ამიტომ, ისინი წარმოადგენენ შეუქცევად პროცესებს.

თერმოდინამიკის და საერთოდ ფიზიკის ერთერთი მნიშვნელოვანი სიდიდეა ტემპერატურა. ჩვენ მას ვიცნობთ ცხოვრებისეული პრაქტიკიდან, როგორც სხეულების გათბობის ან გაცივების ზომას. მსოფლიოს თითქმის ყველა ქვეყანაში ტემპერატურის შკალად გამოიყენება ტემპერატურის ცელსიუსის შკალა. ცელსიუსის შკალაზე ტემპერატურის 0°C -ად მიღებულია ყინულის დნობის ტემპერატურა, ხოლო, 100°C -ად კი წყლის დუღილის ტემპერატურა ნორმალურ პირობებში. მათ შორის ინტერვალი დაყოფილია 100 ტოლ ნაწილად. ზოგიერთ ქვეყანაში, და მათ შორის აშშ-ში ტემპერატურის შკალად გამოიყენება ტემპერატურის ფარენგეიტის შკალა. ტემპერატურის ფარენგეიტის შკალას და ცელსიუსის შკალას შორის შემდეგი კავშირია: $t^{\circ}\text{F} = 1.8t^{\circ}\text{C} + 32$. შემდგომში ნაჩვენები იქნა, რომ არსებობს ტემპერატურა, რომლის ქვემოთაც ტემპერატურას ფიზიკური აზრი არ გააჩნია. ეს ტემპერატურა ცნობილია აბსოლუტური ტემპერატურის სახელით. აბსოლუტური ტემპერატურა ცელსიუსის ტემპერატურასთან დაკავშირებულია შემდეგნაირად $T, \text{K} = t^{\circ}\text{C} + 273.15$. აბსოლუტური ტემპერატურის ერთეულია კელვინი (K). $T = 0\text{K}$ ტემპერატურას, აბსოლუტურ ნული ეწოდება.

მოლეკულურ ფიზიკაში ნივთიერების თვისებების შესწავლისას სარგებლობენ იდეალური აირის მოდელით, რომელიც აკმაყოფილებს შემდეგ პირობებს:

1. ყოველი ნივთიერება შედგება მოლეკულებისაგან, რომელთა ზომები გაცილებით მცირეა ჭურჭელის ზომებთან შედარებით,
2. მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედება უგულვებელყოფილია.
3. მოლეკულები იმყოფებიან უწყვეტი, ქაოსური სითბური მოძრაობის მდგომარეობაში.

მოლეკულურ ფიზიკაში მიღებულია ნაწილაკების (მოლეკულების, ატომების) მასები დავახასიათოთ არა მათი აბსოლუტური მნიშვნელობით, არამედ უგანზომილებო ფარდობითი სიდიდით, რომელთაც ფარდობითი მოლეკულური მასა (M_r) და ფარდობითი ატომური მასა (A_r) ეწოდებათ. ფარდობითი მოლეკულური მასა ტოლია, მოცემული ნივთიერების მოლეკულის საშუალო მასის (m_o), ნახშირბადის (^{12}C) ატომის მასის $1/12$ -თან ფარდობის,

$$M_r = \frac{m_o}{1/12 m_{^{12}\text{C}}} \quad (1)$$

ანალოგიურად განისაზღვრება ფარდობითი ატომური მასა,

$$A_r = \frac{m_o}{1/12 m_{^{12}\text{C}}} \quad (2)$$

$1/12 m_{^{12}\text{C}} = 1.66 \cdot 10^{-27}$ კგ და მასის ატომური ერთეული (მ.ა.ე) ეწოდება.

ნივთიერებები შედგებიან დიდი რაოდენობის მოლეკულებისაგან. რადგან სხვადასხვა მოლეკულების მასები განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან, ამიტომ, სხვადასხვა ნივთიერების ერთნაირი რაოდენობის მოლეკულებს გააჩნიათ განსხვავებული მასები. მაგალითად, წყალბადის 10^{28} მოლეკულის მასა ტოლია 33.45 კგ, ხოლო, ჟანგბადის 10^{28} მოლეკულის მასა კი 531.45 კგ. ამიტომ

მიღებულია, რომ მოცემული ნივთიერების მოლეკულების და ატომების რიცხვი შევადაროთ 0,012კგ ნახშირბადის ატომების რიცხვს. მოცემულ ნივთიერებაში მოლეკულების (ატომების) რიცხვის, 0,012კგ ნახშირბადის ატომების რიცხვთან ფარდობას

$$\nu = \frac{N}{N_A} \quad (3)$$

ნივთიერების რაოდენობა ეწოდება. ნივთიერების რაოდენობის ერთეულია მოლი. მოლი - არის ნივთიერების რაოდენობა, რომელიც შეიცავს იმდენ მოლეკულას (ატომს), რამდენსაც შეიცავს 0,012კგ ნახშირბადი.

განმარტების თანახმად, ნებისმიერი ნივთიერების 1 მოლი შეიცავს მოლეკულების (ატომების) ერთნაირ რიცხვს,

$$N_A = \frac{0.012\text{კგ}}{12m_o} \text{მოლი}^{-1} = \frac{10^{-3}\text{კგ}}{1.66 \cdot 10^{-27}\text{კგ}} \text{მოლი}^{-1} = 6.02 \cdot 10^{23} \text{მოლი}^{-1} \quad (4)$$

რომელსაც, ავოგადროს მუდმივა (ან, რიცხვი) ეწოდება.

1 მოლი ნივთიერების მასას

$$M = m_o N_A \quad (5)$$

მოლურ მასა ეწოდება. მოლური მასის ერთეულია კგ/მოლი. ნივთიერებებს, რომელთა მოლეკულები შედგებიან მხოლოდ ატომებისაგან, გამოიყენება ტერმინი - ატომური მასა.

ნებისმიერი რაოდენობის ნივთიერების მასა ტოლია

$$m = \nu M \quad (6)$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ ნივთიერების რაოდენობა შეიძლება განსაზღვრული იქნეს აგრეთვე, როგორც

$$\nu = \frac{m}{M} \quad (7)$$

ხოლო,

$$V_\nu = \frac{V}{\nu} \quad (8)$$

სიდიდეს მოლური მოცულობა ეწოდება.

როცა აირის ტემპერატურაა $T_o = 273.15\text{K}$ (0°C), წნევა $p_o = 1\text{ატმ} = 1.013 \cdot 10^5\text{პა}$, მაშინ ამბობენ, რომ აირი იმყოფება ნორმალურ პირობებში. ერთნაირი ტემპერატურისას და წნევისას, ნებისმიერი აირის მოლს უჭირავს ერთნაირი მოცულობა. ნორმალურ პირობებში ($T_o = 273.15\text{K}$ (0°C), $p_o = 1\text{ატმ} = 1.013 \cdot 10^5\text{პა}$) ეს მოცულობა ტოლია $V_o = 22.4\text{დმ}^3/\text{მოლი} = 22.4 \cdot 10^{-3} \text{მ}^3/\text{მოლი} = 22.4\text{ლ/მოლი}$.

მოლეკულების მახასიათებელი ზომების შეფასება უკეთესია მყარ ან თხევად მდგომარეობაში მყოფი ნივთიერებისათვის, რადგან მათში მოლეკულები მჭიდროდ არიან განლაგებული, შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ მოლეკულებს გააჩნიათ სფერული ფორმა და გამოთვლებისას მიღებული ცდომილებები შედარებით ნაკლებია. ყველაზე მარტივად ასეთი შეფასება შესაძლებელია წყლის მაგალითზე. თუ გავითვალისწინებთ, რომ წყლის მოლური მასაა $M_{H_2O} = 18 \cdot 10^{-3} \text{კგ/მოლი}$, სიმკვრივე $\rho_{H_2O} = 1 \cdot 10^3 \text{კგ/მ}^3$, შეიძლება განვსაზღვროთ ერთი მოლი წყლის მოცულობა,

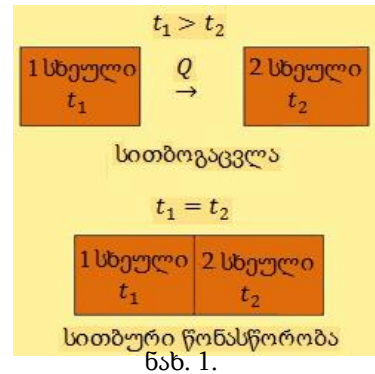
$$V_\nu = \frac{M_{H_2O}}{\rho_{H_2O}} = \frac{18 \cdot 10^{-3}}{1 \cdot 10^3} = 18 \cdot 10^{-6} \text{მ}^3$$

ნებისმიერი ნივთიერების ერთი მოლი შეიცავს N_A მოლეკულას, ამიტომ, ერთ მოლეკულის მოცულობა ტოლი იქნება $V_o = V_\nu / N_A \approx 3 \cdot 10^{-29} \text{მ}^3$, ხოლო, მოლეკულის დიამეტრი ტოლი იქნება, $d_o = \sqrt[3]{V_o} \approx 3.1 \cdot 10^{-10} \text{მ}$.

§42. ტემპერატურა

ტემპერატურის ცნება შემოღებული იქნა სხეულების გათბობის სხვადასხვა ხარისხის დასახასიათებლად, ადამიანის გრძნობითი აღქმების საშუალებით. ჩვენი გრძნობები საშუალებას გვაძლევს განვასხვავოთ გათბობის სხვადასხვა ხარისხი: თბილი, ცივი, ცხელი, და სხვ. ტემპერატურა წარმოადგენს სხეულის „გათბობის“ რაოდენობრივ ზომას. მაგრამ, მეცნიერებისათვის მისაღები, გათბობის ხარისხის რაოდენობრივი ზომა, არ შეიძლება დადგენილი იქნეს გრძნობითი აღქმების საშუალებებით - გრძნობები სუბიექტურია.

ტემპერატურის რაოდენობრივი განსაზღვრის და ზუსტი ტემპერატურული შკალის აგებას საფუძვლად უნდა დაედოს ობიექტური ფიზიკური მოვლენები და ფაქტები. სითბოს შესახებ ფენომენოლოგიური თეორიის თანახმად, ტემპერატურა შემოდის სითბური, ან, თერმული წონასწორობის ცნებების საშუალებით. უფრო ზოგადს წარმოადგენს თერმოდინამიკური წონასწორობის ცნება. თუ ორ სხეულს, რომელთა ტემპერატურები ჩვენი გრძნობითი ორგანოების შეფასებით ძლიერ განსხვავებულია ერთმანეთისაგან (მაგალითად, გახურებული ლითონი და ცივი წყალი), შეხებაში მოვიყვანთ ერთმანეთთან, მაშინ ცდები გვიჩვენებენ, რომ ერთი სხეული გათბება, ხოლო მეორე კი გაცივდება მანამ, სანამ სისტემაში არ შეწყდება ყოველგვარი მაკროსკოპული ცვლილებები. ასეთ შემთხვევაში ამბობენ, რომ ეს ორი სხეული იმყოფება ერთმანეთთან თერმოდინამიკური წონასწორობაში და გააჩნიათ ერთნაირი ტემპერატურა (ნახ. 1). როგორც ცდები გვიჩვენებენ, ურთიერთშეხებისას თერმოდინამიკური წონასწორობაში შეიძლება იმყოფებოდეს არა ორი, არამედ რამოდენიმე სხეული. თერმოდინამიკური წონასწორობის ქვეშ იგულისხმება, რომ კონტაქტში მყოფი სხეულები იმყოფებიან ერთმანეთთან აგრეთვე მექანიკურ და ქიმიურ წონასწორობაში. რაც ნიშნავს, რომ წნევა ორივე სხეულში ერთნაირია და სხეულები კონტაქტისას ქიმიურად არ რეაგირებენ.



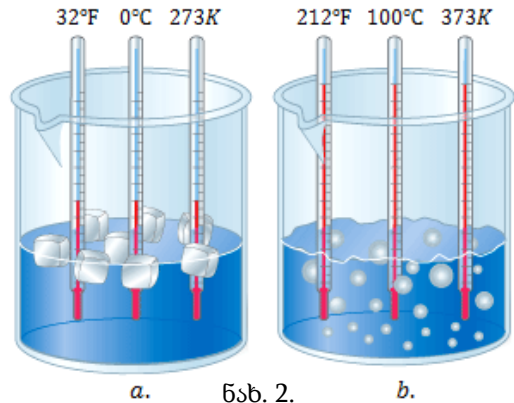
ტემპერატურის გასაზომი ხელსაწყოს წარმოადგენს თერმომეტრი. თერმომეტრების უმრავლესობის ძირითად ნაწილს წარმოადგენს თერმომეტრული სხეული, რომელიც უნდა მოვიყვანოთ სითბურ კონტაქტში იმ სხეულთან, რომლის ტემპერატურაც უნდა გავზომოთ. ტემპერატურის ინდიკატორად გამოიყენება ფიზიკური სიდიდე, რომელსაც თერმომეტრული სიდიდე ეწოდება. მაგალითად, თერმომეტრულ სხეულად შეიძლება წარმოვიდგინოთ რაღაც ℓ სიგრძის ლითონის ღერო, ხოლო, თერმომეტრულ სიდიდედ კი ღეროს სიგრძე. ამის შემდეგ უნდა ავირჩიოთ „გათბობის“ ორი მახასიათებელი, ანუ, რეპერული წერტილები. ყველაზე ადვილად განსაზღვრავი და ფართოდ ცნობილია „გათბობა“, რომლის დროსაც წყალი დუღს ატმოსფერული წნევისას, და „გათბობა“ რომლის დროსაც ადგილი აქვს მის გაყინვას. ამ რეპერულ წერტილებს წყლის დუღილის და გამყარების წერტილები ეწოდებათ. დაუშვათ, რომ წყლის დუღილის და გამყარების წერტილებში, თერმომეტრული სხეულის თერმომეტრული სიდიდეებია ℓ_1 და ℓ_2 , რომელთაც შეიძლება შევუსაბამოთ რაღაც ნებისმიერი ტემპერატურები, მაგალითად, დაუშვით, რომ დუღილის წერტილის ტემპერატურა იყოს t_2 , ხოლო, გაყინვის კი t_1 . მაშინ, შეიძლება დავწეროთ,

$$1^\circ = \frac{\ell_2 - \ell_1}{t_2 - t_1} \quad (1)$$

რომელსაც, ტემპერატურის გრადუსი ეწოდება. ხოლო, თერმომეტრული სხეულის ტემპერატურა განისაზღვრება როგორც სიდიდე

$$t = t_1 + \frac{\ell_t - \ell_1}{\ell_2 - \ell_1} (t_2 - t_1) \quad (2)$$

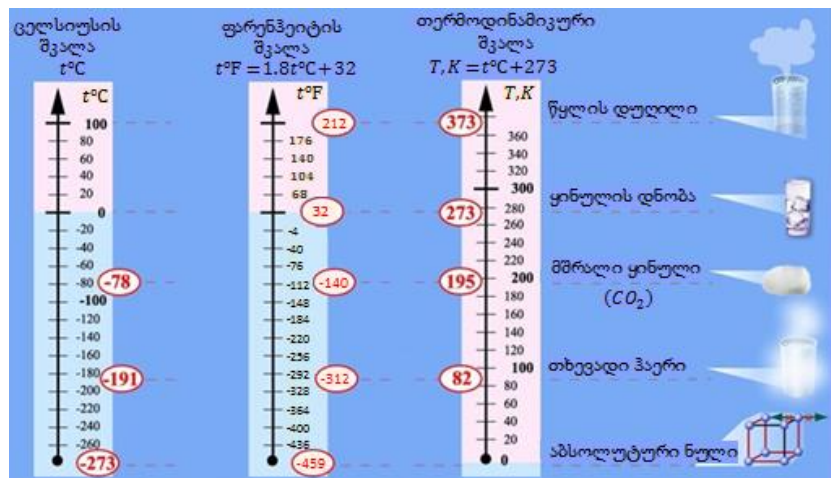
თანამედროვე სახის თერმომეტრის კონსტრუქცია პირველად მიღებული იქნა 1724წ. ჰოლანდიელი მინამზერის დ. ფარენჰეიტის (1636 86–1736) მიერ. მან გამოიყენა რამოდენიმე ფიქსირებული რეპერული წერტილი, რომელთაგან პირველ რეპერულ წერტილად მიიღო წყლის, ნიშადურის და სუფრის მარილის ნარევის გაყინვის ტემპერატურა და მას მიაწერეს 0°C ტემპერატურა. მეორე რეპერულ წერტილად აღებული იქნა ყინულის დნობის ტემპერატურა, რომელსაც მიაწერეს 32°C . ასეთ პირობებში წყლის დუდილის ტემპერატურად, ნორმალურ ატმოსფერული წნევის პირობებში მიღებული იქნა 212°C ტოლი, რომელიც აღებული იქნა მესამე რეპერულ წერტილად (ნახ. 2). აქედან გამომდინარეობს, რომ ყინულის დნობის წერტილსა და წყლის დუდილის წერტილს შორის ინტერვალის $1/180$ ნაწილი შეადგენს ტემპერატურის ფარენჰეიტის შკალის ერთეულის ზომას - ფარენჰეიტის გრადუსს ($^{\circ}\text{F}$). $1^{\circ}\text{F} = 5/9^{\circ}\text{C}$. ფარენჰეიტის მიერ თერმომეტრული სხეულად ჯერ გამოიყენებოდა სპირტი, შემდეგ კი ვერცხლისწყალი. ფარენჰეიტის ტემპერატურის შკალა დღემდე გამოიყენება დიდ ბრიტანეთსა და აშშ-ში.



ნახ. 2.

ჩვენთვის კარგად ცნობილი ცელსიუსის შკალა შემოღებული იქნა შვედი ფიზიკოსის კ.ფ. ცელსიუსის (1701–1744) მიერ 1742წ., და მის საპატივცემულოდ მისი სახელი ეწოდა. ცელსიუსის შკალის 0°C ტემპერატურად მიღებულია ყინულის დნობის ტემპერატურა, ხოლო, 100°C ტემპერატურად კი წყლის დუდილის ტემპერატურა ნორმალური ატმოსფერული წნევისას (760 მმ. ვწყ. სვ.). რომელთა შორის ინტერვალი დაყოფილია 100 ტოლ ნაწილად, ხოლო, ამ ინტერვალის $1/100$ ნაწილი ცელსიუსის შკალის ერთეულის - ცელსიუსის გრადუსის ($^{\circ}\text{C}$) ტოლია. საფრანგეთში იმ დროს არსებული მრავალი შკალიდან, რ. ა. რეომიურის (1683–1757) მიერ 1730წ., შემოღებული იქნა რეომიურის შკალა. მან საწყის რეპერულ წერტილად აირჩია ყინულის დნობის ტემპერატურა ($t_1 = 0^{\circ}\text{C}$), ხოლო გრადუსად, ტემპერატურის ისეთი ზრდა, რომლის დროსაც სპირტი ფართოვდება თავისი მოცულობის 0.001-ით. ასეთ პირობებში წყლის დუდილის ტემპერატურად მიღებული იქნა $t_2 = 80^{\circ}\text{C}$. რეომიურის შკალის ერთეულია რეომიურის გრადუსი ($^{\circ}\text{R}$) და ტოლია ყინულის დნობის და წყლის დუდილის ტემპერატურებს შორის ტემპერატურული ინტერვალის $1/80$ ნაწილის. $1^{\circ}\text{R} = 1.25^{\circ}\text{C}$. ამჟამად რეომიურის შკალა არ გამოიყენება.

ზემოთ აღწერილი ყველა ტემპერატურული შკალები (ნახ. 3) წარმოადგენენ ემპირიულს, ისინი აგებულია გამოყენების მოხერხებულობის მიზნით



ნახ. 3.

და არ არის გათვალისწინებული ღრმა ფიზიკური აზრი. თერმომეტრების უმრავლესობის პრინციპულ საფუძველს წარმოადგენს თერმომეტრული სხეული, რომელიც იმყოფება ტემპერატურულ კონტაქტში იმ სხეულებთან, რომელთა ტემპერატურაც იზომება. ტემპერატურის ინდიკატორად კი გამოიყენება ე.წ. თერმომეტრული სიდიდე.

რეალურ თერმომეტრულ სხეულს, რომელიც ყველაზე ახლოსაა იდეალურთან, წარმოადგენს გაიშვიათებული აირები. გაიშვიათებული აირის საფუძველზე აგებულ თერმომეტრს, აირის თერმომეტრი ეწოდება. აირის თერმომეტრები საშუალებას გვაძლევს ავაგოთ ტემპერატურის თერმოდინამიკური შკალა ტემპერატურის ფართო ინტერვალში (რამოდენიმე კელვინიდან, ათას კელვინზე მაღალ ტემპერატურამდე). აირის თერმომეტრებს გააჩნიათ ის უპირატესობა, რომ მათი საშუალებით განსაზღვრული ტემპერატურა, აირების მცირე სიმკვრივებისას შემთხვევაში, არ არის დამოკიდებული გამოყენებული აირის ბუნებაზე, ხოლო, აირის თერმომეტრის შკალა - კარგად ემთხვევა ტემპერატურის აბსოლუტურ შკალას. აირის თერმომეტრებში თერმომეტრულ სიდიდედ გამოიყენება წნევა. თვით თერმომეტრები დიდი ზომებისაა და რთულებია გამოსაყენებლად, ამიტომ ისინი გამოიყენებიან აგრეთვე, სხვა სახის თერმომეტრების დაგრადუირებისათვის. მაგალითად, სითხიანი (სპირტის, ვერცხლისწყლის), წინაღობის თერმომეტრების, თერმოელემენტების და სხვ თერმომეტრების დაგრადუირებისათვის.

ერთეულთა საერთაშორისო სისტემის შემოღების შემდეგ, რეკომენდებული იქნა ორი ტემპერატურული შკალა: თერმოდინამიკური და საერთაშორისო პრაქტიკული. პირველი მათგანი, არ არის დამოკიდებული გამოყენებული თერმომეტრული ნივთიერების (მუშა სხეულის) თვისებებზე და შემოღებულია კარნოს ციკლის საშუალებით. ამ შკალის ტემპერატურის გაზომვის ერთეულია კელვინი (K), შვიდი ძირითადი ერთეულიდან ერთ-ერთი. ეს ერთეული ეწოდა ინგლისელი ფიზიკოსის უილიამ ტომსონის (ლორდ კელვინის) (1824–1907) საპატივცემულოდ, რომელმაც დაამუშავა ტემპერატურის ეს შკალა და შეინარჩუნა ტემპერატურის გაზომვის ერთეულის სიდიდე ისეთივე, როგორცაა ტემპერატურის ცელსიუსის შკალის ერთეული. თერმოდინამიკური შკალის ქვედა საზღვარს წარმოადგენს ტემპერატურის აბსოლუტური ნული ($0, K$), ხოლო, ძირითადი რეპერული წერტილს - წყლის სამმაგი წერტილი, რომელიც ტოლია $273.16K$. საერთაშორისო პრაქტიკულ ტემპერატრულ შკალას გააჩნია 11 რეპერული წერტილი (წყლის სამმაგი წერტილი, ნეონის დუდილის, ვერცხლის (Ag), ოქროს (Au) გამყარების წერტილები და სხვ.), რომელთაგან თითოეულს შეესაბამება ტემპერატურის განსაზღვრული მნიშვნელობები. ამასთან ამ ტემპერატრული წერტილების მნიშვნელობები მუდმივად ზუსტდება. საერთაშორისო პრაქტიკული შკალის ერთეული აგრეთვე კელვინია (K).

§43. იდეალური აირების მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ძირითადი განტოლება

განვიხილოთ R რადიუსის სფერული მოცულობაში მოთავსებული, N მოლეკულის შემცველი იდეალური აირი (ნახ. 1). მოლეკულები განიცდიან დაჯახებებს ერთმანეთთან და ჭურჭლის კედელთან. დაუშვათ, რომ აირის მოლეკულებს შორის დაჯახებები, ჭურჭლის კედელთან დაჯახებებთან შედარებით მცირეა (საკმაოდ გაიშვიათებული აირი). მოლეკულების ჭურჭლის კედელთან დაჯახებები ჩავთვალოთ აბსოლუტურად დრეკადი. ქაოსურად მოძრავი მოლეკულებიდან აზრობრივად გამოვყოთ ერთი მოლეკულა, რომელიც განსახილველი დროის რაღაც შუალედის განმავლობაში გადაადგილდება ABC ტრაექტორიის გასწვრივ ისე, რომ B წერტილში მოლეკულა

ურთიერთქმედებს ჭურჭლის კედელთან, რის შემდეგ მოლეკულა გადაადგილდება BC ქორდის გასწვრივ და გადის,

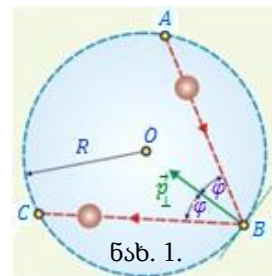
$$s = 2R \cos \varphi \quad (1)$$

სწორხაზობრივ გზას. ჭურჭლის კედელთან აბსოლუტურად დრეკადი დაჯახების შემდეგ მოლეკულის იმპულსის ცვლილება ტოლი იქნება,

$$m_o v \cos \varphi - (-m_o v \cos \varphi) = 2m_o v \cos \varphi \quad (2)$$

მოლეკულის ჭურჭლის კედელზე დაჯახებათა რიცხვი ტოლია,

$$n = \frac{v}{2R \cos \varphi} \quad (2)$$



ერთეულ დროში, განსახილველი მოლეკულის მიერ n დაჯახებისას გადაცემული იმპულსი ტოლი იქნება,

$$2m_o v \cos \varphi \cdot n = 2m_o v \cos \varphi \cdot \frac{v}{2R \cos \varphi} = \frac{m_o v^2}{R} \quad (3)$$

მოცემულ მოცულობაში მყოფი ყველა მოლეკულის მიერ გადაცემული იმპულსი ტოლი იქნება,

$$N \frac{m_o v^2}{R} \quad (4)$$

ნიუტონის მეორე კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$Ft = N \frac{m_o v^2}{R} \quad (5)$$

აქედან,

$$F = \frac{1}{t} N \frac{m_o v^2}{R} \quad (6)$$

რომელსაც თუ გავითვალისწინებთ წნევის $p = F/S$ ფორმულაში, მივიღებთ,

$$p = \frac{F}{S} = \frac{1}{St} N \frac{m_o v^2}{R} \quad (7)$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ, რომ $S = 4\pi R^2$, ხოლო დრო $t = 1$ წმ, გვექნება,

$$p = \frac{N}{4\pi R^2} \frac{m_o v^2}{R} = \frac{N}{4\pi R^3} m_o v^2 = \frac{N}{\frac{4}{3}\pi R^3} m_o v^2 = \frac{1}{3} \frac{N}{V} m_o v^2 = \frac{1}{3} n m_o v^2 \quad (8)$$

თუ V მოცულობის აირი შეიცავს $v_1, v_2, \dots, v_n$ სიჩქარით მოძრავ N მოლეკულას, მაშინ მიზანშეწონილია ვისარგებლოთ საშუალო კვადრატული სიჩქარით $\sqrt{\bar{v}_{33}}$, ამიტომ (8) გამოსახულება შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგნაირად,

$$p = \frac{1}{3} n m_o (\bar{v}_{33})^2 = \frac{2}{3} n \frac{m_o (\sqrt{\bar{v}_{33}})^2}{2} = \frac{2}{3} n \bar{\epsilon}_o \quad (9)$$

სადაც,

$$\bar{\epsilon}_o = \frac{m_o (\sqrt{\bar{v}_{33}})^2}{2}$$

არის აირის ერთი მოლეკულის გადატანითი მოძრაობის საშუალო კინეტიკური ენერგია. სადაც, თუ გავითვალისწინებთ საშუალო კვადრატული სიჩქარის მნიშვნელობას,

$$\sqrt{\bar{v}_{33}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_o}}$$

მივიღებთ,

$$\bar{\epsilon}_o = \frac{m_o (\sqrt{\bar{v}_{33}})^2}{2} = \frac{m_o}{2} \frac{3kT}{m_o} = \frac{3}{2} kT \quad (10)$$

რომლის (9) გამოსახულებაში გავითვალისწინებთ მიიღება, რომ აირის მოლეკულების მიერ, ჭუ-

რჭლის კედელზე წარმოებული წნევა ტოლია,

$$p = \frac{2}{3} n \frac{3}{2} kT = nkT \quad (11)$$

რომელსაც იდეალური აირების მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ძირითადი განტოლება ეწოდება.

§44. იდეალური აირების კანონები

იდეალური აირების მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ძირითადი განტოლებიდან შეიძლება მივიღოთ იდეალური აირების მდგომარეობის განტოლებები სხვადასხვა პროცესებისათვის. იდეალური აირების მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ძირითად განტოლებაში - $p = nkT$, თუ გავითვალისწინებთ რომ $n = N/V$, სადაც V - აირის მოცულობაა, ხოლო N - მოლეკულების რიცხვი ამ მოცულობაში, გვექნება,

$$p = nkT = \frac{N}{V} kT$$

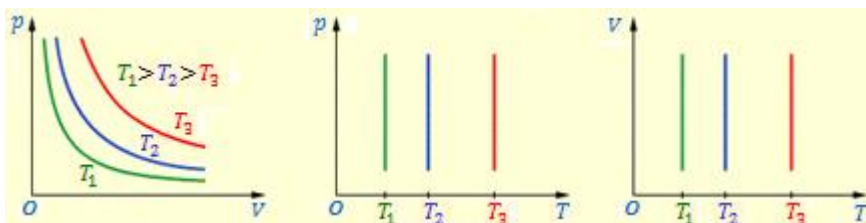
რომელიც ასე ჩავწერთ,

$$pV = NkT \quad (1)$$

ბოილ-მარიოტის კანონი. მოცემული მასის ($m = \text{const}$) მქონე აირისათვის, მუდმივი ტემპერატურისას ($T = \text{const}$), (1) განტოლების თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$pV = \text{const}, \quad (m, T = \text{const}) \quad (2)$$

ე.ი. აირის წნევის ნამრავლი მის მოცულობაზე მუდმივი სიდიდეა. რაც პირველად ექსპერიმენტულად მიღებული იქნა ინგლისელი ფიზიკოსის რ. ბოილის (1627–1691) და ფრანგი ფიზიკოსის ე. მარიოტის (1620–1684) მიერ და მათ საპატივცემულოდ ბოილ-მარიოტის კანონი ეწოდება. p და V სიდიდეებს შორის დამოკიდებულების მრუდს იზოთერმა ეწოდება (ნახ. 1, სადაც ნაჩვენებია აგრეთვე იზოთერმები ($p; T$) და ($V; T$) კოორდინატებში), ხოლო, მუდმივი ტემპერატურისას მიმდინარე პროცესს იზოთერმული პროცესი ეწოდება.

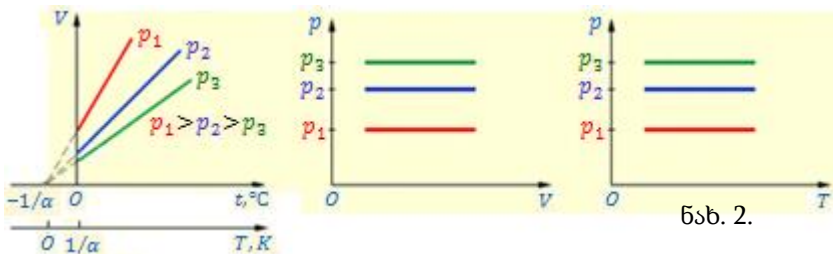


ნახ. 1.

გეი-ლუსაკის კანონი. მოცემული მასის ($m = \text{const}$) მქონე აირისათვის, მუდმივი წნევისას ($p = \text{const}$), (1) განტოლების თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{V}{T} = \text{const}, \quad (m, p = \text{const}) \quad (3)$$

ე.ი. აირის მოცულობა ტემპერატურის მიხედვით იცვლება წრფივად. მუდმივი წნევისას აირის მოცულობის ტემპერატურაზე დამოკიდებულება



ნახ. 2.

$$V = V_0(1 + \alpha t), \quad (m, p = \text{const}) \quad (4)$$

პირველად ექსპერიმენტულად შესწავლილი იქნა ფრანგი ფიზიკოსის ჟ. გეი-ლუსაკის (1778–1850) მიერ, და მის საპატივცემულოდ გეი-ლუსაკის კანონი ეწოდება. $\alpha = 1/273,15 \text{ K}^{-1}$ კოეფიციენტს, აირების მოცულობითი გაფართოების ტემპერატურული კოეფიციენტი ეწოდება. V და t (T) სიდიდეებს შორის დამოკიდებულება გამოისახება მრუდით (ნახ. 2, სადაც ნაჩვენებია აგრეთვე იზოთერმები (V, T) და (p, V) კოორდინატებში), რომელსაც იზობარა ეწოდება, ხოლო, მუდმივი წნევისას მიმდინარე პროცესს იზობარული პროცესი ეწოდება.

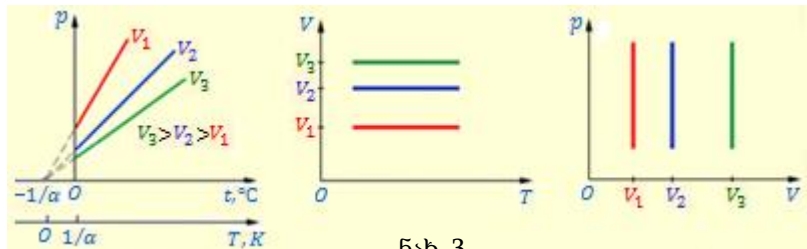
შარლის კანონი. მოცემული მასის ($m = \text{const}$) მქონე აირისათვის, მუდმივი მოცულობისას ($V = \text{const}$), (1) განტოლების თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{p}{T} = \text{const}, \quad (m, V = \text{const}) \quad (5)$$

ე.ი. აირის წნევა ტემპერატურის მიხედვით იცვლება წრფივად. მუდმივი მოცულობისას აირის წნევის ტემპერატურაზე დამოკიდებულება,

$$p = p_0(1 + \alpha t), \quad (m, V = \text{const}) \quad (6)$$

პირველად ექსპერიმენტულად შესწავლილი იქნა ფრანგი ფიზიკოსის ჟ. შარლის მიერ, და მის საპატივცემულოდ შარლის კანონი ეწოდება. $\alpha = 1/273,15 \text{ K}^{-1}$ კოეფიციენტს, აირების წნევის ტემპერატურულ კოეფიციენტი ეწოდება. p და t (T) სიდიდეებს შორის დამოკიდებულება გამოისახება მრუდით, რომელსაც იზოქორა ეწოდება (ნახ. 3, სადაც ნაჩვენებია აგრეთვე იზოქორები (p, T) და (p, V) და კოორდინატებში). ხოლო, მუდმივი წნევისას მიმდინარე პროცესს იზოქორული პროცესი ეწოდება.



(4) და (6) ფორმულებიდან გამომდინარეობს, რომ იზობარა და იზოქორა ტემპერატურის ღერძს გადაკვეთენ $t = -1/\alpha = -273.15^\circ\text{C}$ წერტილში, რომელიც განისაზღვრება $1 + \alpha t = 0$ პირობიდან. ცხადია, რომ $T = t + 1/\alpha = t + 273.15^\circ\text{C}$, რომლის (4) და (6) ფორმულებში გათვალისწინებით გეი-ლუსაკის და შარლის კანონები მიიღებენ შემდეგ სახეს,

$$V = V_0 \alpha T, \quad (m, p = \text{const}) \quad (7)$$

$$p = p_0 \alpha T, \quad (m, V = \text{const}) \quad (8)$$

იდეალური აირების მდგომარეობის განტოლება. (1) განტოლება ჩავწეროთ ერთი მოლი აირისათვის,

$$pV = N_A k T \quad (9)$$

ან,

$$pV = RT \quad (10)$$

სადაც,

$$R = k N_A \quad (11)$$

რომელსაც, აირების უნივერსალური მუდმივა ეწოდება. (10) განტოლების თანახმად,

$$R = \frac{pV}{T} \quad (12)$$

თუ დაუშვებთ, რომ აირი იმყოფება ნორმალურ პირობებში ($T_0 = 273.15 \text{ K}$, $p_0 = 1.0133 \cdot 10^5 \text{ პა}$, $V_0 = 22.4 \cdot 10^{-3} \text{ მ}^3/\text{მოლი}$), მაშინ (12) ფორმულით შეიძლება განვსაზღვროთ აირების უნივერსალური მუდმივას მნიშვნელობა,

$$R = \frac{1.0133 \cdot 10^5 \cdot 22.4 \cdot 10^{-3}}{273.16} = 8.31 \text{ ჯ/კ} \cdot \text{მოლი} \quad (13)$$

ხოლო, (11) განტოლებიდან კი შეიძლება განვსაზღვროთ ბოლცმანის მუდმივას რიცხვითი მნიშვნელობა,

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8.31}{6.02 \cdot 10^{23}} = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ ჯ/კ} \quad (14)$$

ნებისმიერი m მასის აირისათვის, რომელიც შეიცავს $\nu = m/M$ მოლს, (10) განტოლება ჩაიწერება შემდეგი სახით,

$$pV = \nu RT \quad (15)$$

ანუ,

$$pV = \frac{m}{M} RT \quad (16)$$

რომელსაც იდეალური აირების მდგომარეობის (ან, მენდელეევ-კლაპეირონის) განტოლება ეწოდება. (16) განტოლებიდან შეიძლება განვსაზღვროთ აირის სიმკვრივე

$$\rho = \frac{pM}{RT} \quad (17)$$

აირების ნარევისათვის მდგომარეობის განტოლებას გააჩნია შემდეგი სახე

$$pV = (\nu_1 + \nu_2 + \nu_3 \dots) RT \quad (18)$$

სადაც, $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots$, ცალკეული აირების ნივთიერებათა რაოდენობებია.

იდეალური აირების ნარევის წნევა, მასში შემავალი აირების პარციალურ წნევათა ჯამის ტოლია,

$$pV = (\nu_1 + \nu_2 + \nu_3 \dots) RT \quad (19)$$

რომელსაც დალტონის კანონი ეწოდება.

(1) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ ნორმალურ პირობებში ($T_o = 273.15K$ ($0^\circ C$), $p_o = 1.013 \cdot 10^5$ პა, $V_o = 22.4 \cdot 10^{-3} \text{ მ}^3/\text{მოლი}$), ნებისმიერი აირის 1მ^3 მოცულობაში მოლეკულების რიცხვი ტოლია,

$$N_L = \frac{p_o}{kT_o} = \frac{1.013 \cdot 10^5}{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 273.15} = 2.68 \cdot 10^{25} \text{ მ}^{-3} \quad (20)$$

რომელსაც ლოშმიტდის მუდმივა (ან. რიცხვი) ეწოდება.

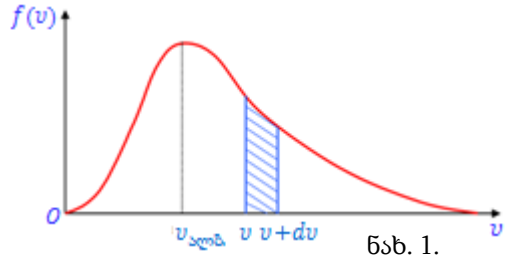
§45. იდეალური აირის მოლეკულების, სიჩქარეების და ენერგიების მიხედვით განაწილების კანონები

აირის მოლეკულები თავიანთი მოძრაობისას განიცდიან დაჯახებებს, რის შედეგადაც ყოველი მოლეკულის სიჩქარე იცვლება ის (ის შეიძლება გაიზარდოს ან შემცირდეს), მაგრამ, მათი მოძრაობის საშუალო კვადრატული სიჩქარე რჩება უცვლელი. რაც იმით აიხსნება, რომ აირში მყარდება მოლეკულების სიჩქარეების მიხედვით რაღაც სტაციონარული განაწილება. მოლეკულების სიჩქარეების მიხედვით განაწილების კანონი მიღებული იქნა ინგლისელი ფიზიკოსის ჯ. მაქსველის (1831–1879) მიერ, რომელმაც დაუშვა, რომ აირი შედგება N რაოდენობის ერთნაირი მოლეკულებისაგან, რომლებიც იმყოფებიან ქაოსურ სითბურ მოძრაობაში ერთნაირი ტემპერატურისას. იგულისხმება აგრეთვე, რომ აირზე არ მოქმედებს გარეშე ძალთა ველი. აღბათობის თეორიის გამოყენებით მაქსველმა განსაზღვრა იდეალური აირის მოლეკულების სიჩქარეების მიხედვით განაწილების კანონი, რომელსაც შემდეგი სახე გააჩნია,

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_o}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{m_o v^2}{2kT}} \quad (1)$$

სადაც, $f(v) = dN/Ndv$ - არის განაწილების ფუნქცია, $dN(v)$ - მოლეკულათა რიცხვი, რომელთა სიჩქარეები მოთავსებულია $v \div v + dv$ ინტერვალში, N - აირში მოლეკულების მთლიანი რიცხვი, m_o - ერთი მოლეკულის მასა, T - აბსოლუტური ტემპერატურა, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ ჯ/კ - ბოლცმანის მუდმივა.

განაწილების ფუნქციის გრაფიკიდან (ნახ. 1) ჩანს, რომ განაწილების ფუნქცია მისწრაფვის ნულისაკენ, როცა $v \rightarrow 0$ და $v \rightarrow \infty$, და გააჩნია მაქსიმუმი რაღაც $v_{\text{ალბ.}}$ სიჩქარისას, რომელსაც ყველაზე ალბათურ სიჩქარე ეწოდება. ალბათური სიჩქარის მნიშვნელობა შეიძლება განსაზღვრული იქნეს $f(v)$ ფუნქციიდან, თუ გავაწარმოებთ მას v არგუმენტით და შედეგს გაუტოლებთ ნულს ($f(v)$ ფუნქციის ექსტრემუმის პირობა). რადგან $f(v) \sim v^2 e^{-\frac{m_o v^2}{2kT}}$, ამიტომ გვექნება,



$$\frac{d}{dv} \left(v^2 e^{-\frac{m_o v^2}{2kT}} \right) = 2v e^{-\frac{m_o v^2}{2kT}} + v^2 \left(-\frac{m_o}{kT} \cdot 2v \right) e^{-\frac{m_o v^2}{2kT}} = 2v e^{-\frac{m_o v^2}{2kT}} - \frac{m_o v^3}{kT} e^{-\frac{m_o v^2}{2kT}} = 0$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ

$$v_{\text{ალბ.}} = \sqrt{\frac{2kT}{m_o}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}} \quad (2)$$

რომელსაც ყველაზე ალბათური სიჩქარე ეწოდება.

შემთხვევითი სიდიდის საშუალო მნიშვნელობის განმარტების თანახმად შეიძლება დაწვეროთ,

$$\bar{v} = \int_{-\infty}^{\infty} v f(v) dv = 4\pi \left(\frac{m_o}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} v^3 e^{-\frac{m_o v^2}{2kT}} dv$$

ინტეგრალში შემოვიღოთ შემდეგი აღნიშვნები,

$$y = \frac{m_o v^2}{2kT}, \quad v dv = \frac{kT}{m_o} dy$$

მაშინ, გვექნება

$$\bar{v} = 4\pi \left(\frac{m_o}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} \frac{2kT}{m_o} y e^{-y} \frac{kT}{m_o} dy = 4 \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_o}} \int_0^{\infty} y e^{-y} dy \quad (3)$$

რომლის ინტეგრირება შესაძლებელია ნაწილობითი ინტეგრირების მეთოდით. ამისათვის შემოვიღოთ აღნიშვნები $\xi = y$ და $d\xi = e^{-y} dy$. ცხადია, რომ $d\xi = dy$, და $\xi = -e^{-y}$. ამიტომ, გვექნება

$$\int_0^{\infty} y e^{-y} dy = -y e^{-y} \Big|_0^{\infty} + \int_0^{\infty} e^{-y} dy = -e^{-y} \Big|_0^{\infty} = 1$$

რომლის (3) გამოსახულებაში გათვალისწინებით მიიღება, რომ მოლეკულების საშუალო სიჩქარე ტოლია,

$$\bar{v} = 4 \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_o}}$$

ან, საბოლოოდ შეიძლება დავწეროთ,

$$\bar{v}_{\text{არ.}} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_o}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \quad (4)$$

რომელსაც მოლეკულების გადატანითი მოძრაობის საშუალო არითმეტიკული სიჩქარე ეწოდება.

კვლავ თუ ვისარგებლებთ შემთხვევითი სიდიდის საშუალო მნიშვნელობის განმარტებით, შეიძლება დავწეროთ,

$$\bar{v}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} v^2 f(v) dv = 4\pi \left(\frac{m_o}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} v^4 e^{-\frac{m_o v^2}{2kT}} dv$$

ამ გამოსახულების ინტეგრალი გამოითვლება შემდეგნაირად,

$$\int_0^{\infty} v^4 e^{-\frac{m_o v^2}{2kT}} dv = \int_0^{\infty} x^4 e^{-\beta x^2} dx = \frac{d^2}{d\beta^2} \int_0^{\infty} e^{-\beta x^2} dx = \frac{3}{8} \sqrt{\pi} \beta^{-\frac{5}{2}}$$

ჩვენს შემთხვევაში $\beta = m_o/2kT$, ამიტომ მიიღება, რომ მოლეკულების სიჩქარის კვადრატის საშუალო მნიშვნელობა ტოლია,

$$\bar{v}^2 = 4\pi \left(\frac{m_o}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{3}{8} \sqrt{\pi} \left(\frac{2kT}{m_o}\right)^{\frac{5}{2}} = \frac{3kT}{m_o}$$

საიდანაც,

$$\sqrt{\bar{v}_{\text{კვ.}}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_o}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad (5)$$

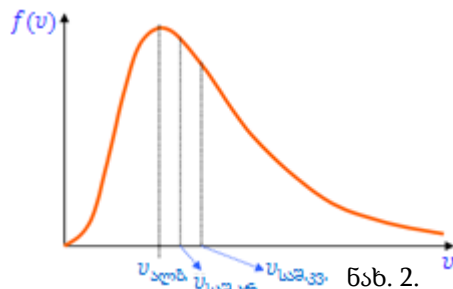
რომელსაც მოლეკულების საშუალო კვადრატული სიჩქარე ეწოდება.

თუ შევადარებთ ამ სამივე სიჩქარეს,

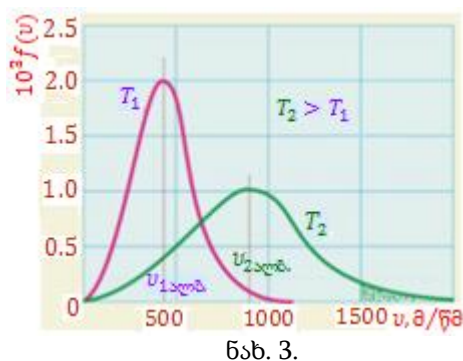
$$v_{\text{ალ.}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}} \approx 1.41 \sqrt{\frac{RT}{M}}, \quad \bar{v}_{\text{არ.}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \approx 1.60 \sqrt{\frac{RT}{M}},$$

$$\sqrt{\bar{v}_{\text{კვ.}}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \approx 1.73 \sqrt{\frac{RT}{M}}$$

ვნახავთ, რომ მათგან უმცირესია ალბათური სიჩქარე, ხოლო უდიდესი - საშუალო კვადრატული სიჩქარე, $v_{\text{ალ.}} < \bar{v}_{\text{არ.}} < \sqrt{\bar{v}_{\text{კვ.}}}$ (ნახ. 2).



აირის ტემპერატურის ცვლილებისას შეიცვლება აგრეთვე ყველა მოლეკულების მოძრაობის სიჩქარეები, და მათ შორის ყველაზე ალბათური სიჩქარე. ამიტომ მრუდის მაქსიმუმი წაინაცვლებს მარჯვნივ, ტემპერატურის გაზრდისას და მარცხნივ, ტემპერატურის შემცირებისას. ტემპერატურის შეცვლისას შეიცვლება აგრეთვე მაქსიმუმის სიმაღლე, რადგან განაწილების მრუდით და აბსისცთა (სიჩქარის) ღერძით შემოსაზღვრული ფართობი ერთის ტოლია და არ იცვლება ტემპერატურის ცვლილებისას (ნახ. 3, $f(v)$ განაწილების ფუნქცია ჟანგბადის მოლეკულებისათვის $T_1 = 300K$ და $T_2 = 1300K$ ტემპერატურებისას.



მოლეკულების სიჩქარეების მიხედვით განაწილებიდან, შეიძლება გადავიდეთ მოლეკულ-

ბის მათი კინეტიკური ენერგიების მიხედვით განაწილებაზე. ამისათვის, მოლეკულების სიჩქარეების მიხედვით განაწილებაში v და dv სიდიდეები უნდა გამოვსახოთ ε და $d\varepsilon$ სიდიდეებით. მოლეკულების კინეტიკური ენერგია განისაზღვრება ფორმულით,

$$\varepsilon = \frac{m_o v^2}{2}$$

საიდანაც,

$$v = \left(\frac{2\varepsilon}{m_o}\right)^{\frac{1}{2}}$$

ცხადია, რომ

$$dv = (2m_o\varepsilon)^{-\frac{1}{2}}d\varepsilon$$

ამ მნიშვნელობების (1) ფორმულაში გათვალისწინებით და შესაბამისი გამოთვლებით მიიღება, მოლეკულების მათი კინეტიკური ენერგიების მიხედვით განაწილების ფორმულა,

$$f(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-\frac{3}{2}} \varepsilon^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \quad (7)$$

სადაც, $f(\varepsilon) = dN(\varepsilon)/N d\varepsilon$ - არის განაწილების ფუნქცია, $dN(\varepsilon)$ - მოლეკულათა რიცხვი, რომელთა ენერგიები მოთავსებულია $\varepsilon \div \varepsilon + d\varepsilon$ ინტერვალში. გავაწარმოთ $f(\varepsilon)$ ფუნქცია და მიღებული შედეგი გავუტოლოთ ნულს,

$$\frac{df(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \left(\frac{1}{2\sqrt{\varepsilon}} - \frac{\sqrt{\varepsilon}}{kT} \right) = 0$$

საიდანაც მიიღება კინეტიკური ენერგიის ყველაზე ალბათური მნიშვნელობა,

$$\varepsilon = \frac{kT}{2} \quad (8)$$

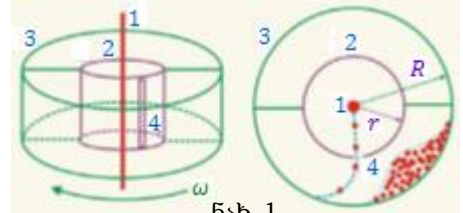
ე.ი. მოლეკულების გადატანითი მოძრაობის კინეტიკური ენერგიის ყველაზე ალბათური მნიშვნელობა (8), სამჯერ ნაკლებია ამ ენერგიის საშუალო მნიშვნელობაზე (6). (8) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ ყოველ თავისუფლების ხარისხზე მოდის საშუალოდ $kT/2$ ტოლი ერთნაირი ენერგია. რაც წარმოადგენს ენერგიის თავისუფლების ხარისხების მიხედვით თანაბრად განაწილების კანონს, რომელსაც გააჩნია უფრო ფართო მნიშვნელობა, ვიდრე ეს შეიძლება მოგვეჩვენოს ერთი შეხედვით. ის მიღებული იქნა მხოლოდ გადატანითი თავისუფლების ხარისხების გათვალისწინებით. მაგრამ, გადატანითი თავისუფლების ხარისხები გააჩნიათ მხოლოდ ერთატომიან მოლეკულებს. უფრო რთულ მოლეკულებს გააჩნიათ აგრეთვე ბრუნვითი და რხევითი თავისუფლების ხარისხები. ამასთან, ყოველ გადატანითი და ბრუნვითი თავისუფლების ხარისხზე მოდის $kT/2$ ენერგია, ხოლო, რხევით თავისუფლების ხარისხზე მოდის საშუალოდ kT ტოლი ენერგია. რხევით თავისუფლების ხარისხს გააჩნია ორჯერ მეტი ენერგია, რადგან მასზე მოდის არა მარტო კინეტიკური ენერგია (როგორც გადატანითი და ბრუნვითი მოძრაობის შემთხვევაში), არამედ პოტენციური ენერგია. ამასთან, კინეტიკური და პოტენციური ენერგიების საშუალო მნიშვნელობები ერთნაირია. თუ მოლეკულების თავისუფლების ხარისხთა რიცხვს აღვნიშნავთ i სიმბოლოთი, მაშინ მოლეკულების საშუალო ენერგია შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით,

$$\varepsilon = \frac{i}{2} kT \quad (9)$$

ყველა მიღებული განაწილებები სამართლიანია თერმოდინამიკური სისტემის წონასწორული მდგომარეობისათვის. მათი მიღების ზოგადი მეთოდიდან გამომდინარე, ისინი შეიძლება გამოყენებული იქნეს არა მხოლოდ აირებისათვის, არამედ ნებისმიერი სისტემისათვის, რომელთა მიკრონაწილაკების მოძრაობა აღიწერება კლასიკური მექანიკის განტოლებებით.

§46. მაქსველის განაწილების ცდით შემოწმება. შტერნის ცდა

მოლეკულების სიჩქარეები პირველად ექსპერიმენტულად განსაზღვრული იქნა გერმანელი ფიზიკოსის ო. შტერნის (1888–1969) მიერ 1920წ. შტერნის ცდაში შეისწავლებოდა ვერცხლის (Ag) და პლატინის (Pt) ორთქლის მოლეკულების სიჩქარეების მიხედვით განაწილება. მოლეკულების აორთქლება ხდებოდა ელექტრული დენით გახურებული მავთულის (1) ზედაპირიდან. მავთული (1) მოთავსებული იყო ორი (2) და (3) კოაქსიალური ცილინდრების შიგნით (ნახ. 1). შიგა ცილინდრს გააჩნია ვიწრო ვერტიკალური (4) ხვრელი, რომელიც გამოიყენება ვიწრო მოლეკულური ნაკადის მისაღებად დიფრაგმად. ვერცხლის და პლატინის მოლეკულების, ჰაერის მოლეკულებთან დაჯახებებს, რომ არ ჰქონოდა ადგილი ცილინდრებს შორის შექმნილი იყო ვაკუუმი. როცა ცილინდრები უძრავია, ხვრელიდან გამოსული ვერცხლის, ან, პლატინის ატომები ეცემიან გარე ცილინდრის შიგა ზედაპირს, სადაც მიიღება ხვრელის გამოსახულება. თუ ცილინდრებს მოვიყვანთ ბრუნვით მოძრაობაში, საერთო ღერძის გარშემო ერთნაირი ω კუთხური სიჩქარით, მაშინ, მოლეკულების ცილინდრებს შორის მანძილის გავლის დროის განმავლობაში, ცილინდრები შემობრუნდებიან რაღაც კუთხით. სხვადასხვა სიჩქარის მოლეკულები მოხვდებიან სხვადასხვა ადგილას. გარე ცილინდრის შიგა ზედაპირზე წარმოიშობა დალექილი ატომების მკრთალი კიდეების მქონე კვალი, რომლის სისქის მიხედვით შეიძლება ვიმსჯელოთ მოლეკულების სიჩქარეების მიხედვით განაწილების შესახებ. თუ დიდი და მცირე ცილინდრების რადიუსებია R და r , მაშინ მოლეკულების ცილინდრებს შორის გავლის დრო ტოლი იქნება,



ნახ. 1.

$$\Delta t = \frac{R-r}{v}$$

ამ დროის განმავლობაში ცილინდრები მობრუნდებიან $\Delta\varphi = \omega\Delta t$ კუთხით, ანუ, გზის სიგრძე ტოლი იქნება,

$$\ell = \Delta\varphi R = \omega R \Delta t$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ Δt მნიშვნელობას წინა გამოსახულებიდან გვექნება,

$$\ell = \omega R \frac{R-r}{v}$$

საიდანაც,

$$v = \omega R \frac{R-r}{\ell}$$

ასეთნაირად იქნა განსაზღვრული პირველად ვერცხლის ერთატომიანი მოლეკულების სიჩქარეები, რომელიც პროპორციული აღმოჩნდა აბსოლუტური ტემპერატურიდან კვადრატული ფესვის,

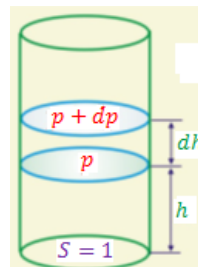
$$v \approx \sqrt{T}$$

რაც სრულ თანხმობაში აღმოჩნდა აირების მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ანალიზის საფუძველზე მიღებულ შედეგებთან,

$$\sqrt{\bar{v}_{33}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_o}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}$$

§47. ბარომეტრული ფორმულა. ბოლცმანის განაწილება

ნებისმიერი აირის მოლეკულები იმყოფებიან დედამიწის მიზიდულობის პოტენციურ ველში. მიზიდულობა ერთის მხრივ და სითბური მოძრაობა მეორეს მხრივ იწვევს აირის რაღაც სტაციონარულ მდგომარეობას, რომლის დროსაც აირის წნევა სიმაღლის მიხედვით კლებულობს. დაუშვათ, რომ მიზიდულობის ველი ერთგვაროვანია, ტემპერატურა მუდმივია და ყველა მოლეკულის მასა ერთნაირია. დაუშვათ აგრეთვე, რომ რაღაც h სიმაღლეზე ატმოსფერული წნევა ტოლია p , ხოლო, $h + dh$ სიმაღლეზე კი $p + dp$ (როცა $dh > 0$, $dp < 0$, რადგან წნევა სიმაღლის მიხედვით კლებულობს) (ნახ. 1). p და $p + dp$ წნევებს შორის სხვაობა ტოლია ერთეულოვანი ფართობის ფუძის და dh სიმაღლის ცილინდრულ მოცულობაში მოთავსებული აირის წონის,



ნახ. 1.

$$p - (p + dp) = \rho g dh \quad (1)$$

სადაც, ρ - აირის სიმკვრივეა h სიმაღლეზე. (1) გამოსახულებიდან გამომდინარეობს, რომ

$$dp = -\rho g dh$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ

$$\rho = \frac{pM}{RT}$$

გვექნება,

$$dp = -\frac{Mg}{RT} p dh$$

რომელიც ჩავწეროთ შემდეგნაირად

$$\frac{dp}{p} = -\frac{Mg}{RT} dh$$

ამ გამოსახულების ინტეგრირებით

$$\int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} = -\frac{Mg}{RT} \int_{h_1}^{h_2} dh$$

მიიღება

$$\ln \frac{p_2}{p_1} = -\frac{Mg}{RT} (h_2 - h_1)$$

საიდანაც

$$p_2 = p_1 e^{-\frac{Mg(h_2 - h_1)}{RT}} \quad (2)$$

რომელსაც ბარომეტრული ფორმულა ეწოდება. ის საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ ატმოსფერული წნევა სიმაღლის მიხედვით, ან პირიქით, თუ გვეცოდინება წნევა, განვსაზღვროთ სიმაღლე. დედამიწის ზედაპირიდან სიმაღლის განსასაზღვრავ ხელსაწყო სიმაღლისმზომი (ან, ალტიმეტრი) ეწოდება. რადგან სიმაღლე ($h = h_2$) განისაზღვრება ზღვის დონის მიმართ ($h_1 = 0$), სადაც წნევა ($p_0 \approx 10^5$ პა) ითვლება ნორმალური, (1) გამოსახულება ასე ჩაიწერება,

$$p = p_0 e^{-\frac{Mgh}{RT}} \quad (3)$$

სადაც, p - აირის წნევაა h სიმაღლეზე. (3) ფორმულაში თუ გავითვალისწინებთ, რომ $p = nkT$, გვექნება,

$$n = n_0 e^{-\frac{Mgh}{RT}} \quad (4)$$

სადაც, n - აირის მოლეკულების კონცენტრაციაა h სიმაღლეზე, ხოლო, n_0 - მოლეკულების კონცე-

ნტრაცია $h = 0$ სიმაღლეზე. (4) ფორმულაში თუ გავითვალისწინებთ, რომ $M = m_o N_A$ და $R = k N_A$, გვექნება

$$n = n_o e^{\frac{m_o g h}{k T}} \quad (5)$$

სადაც, თავის მხრივ თუ გავითვალისწინებთ, რომ $P = m_o g h$ წარმოადგენს მოლეკულების პოტენციური ენერგიას h სიმაღლეზე, გვექნება

$$n = n_o e^{\frac{P}{k T}} \quad (6)$$

(4), (5) და (6) ფორმულები გამოსახავენ ბოლცმანის განაწილებას.

§48. სითბოგამტარობა, დიფუზია, შინაგანი ხახუნი (სიბლანტე)

დაუშვათ, რომ თერმოდინამიკური სისტემა იმყოფება არაწონასწორულ თერმოდინამიკურ მდგომარეობაში, და რაიმე პროცესის შედეგად გადავიდა თერმოდინამიკური წონასწორობის მდგომარეობაში. ამ დროს ადგილი აქვს ენერგიის, მასის, იმპულსის (მოძრაობის რაოდენობის) გადატანას. გადატანის მოვლენებს მიეკუთვნებიან სითბოგამტარობა (განპირობებულია ენერგიის გადატანით), დიფუზია (განპირობებულია მასის გადატანით) და შინაგანი ხახუნი (განპირობებულია იმპულსის გადატანით).

სითბოგამტარობას ადგილი აქვს, რაიმე გარეშე მიზეზით გამოწვეული ტემპერატურის სხვაობის არსებობისას. რადგან აირის მოლეკულებს მისი მოცულობის სხვადასხვა წერტილში გააჩნიათ სხვადასხვა კინეტიკური ენერგია, ამიტომ მოლეკულების ქაოსური სითბური მოძრაობა იწვევს აირის შინაგანი ენერგიის მიმართულ გადატანას. აირის მოლეკულები, მეტი ტემპერატურის მქონე ნაწილიდან მოხვდებიან რა უფრო ნაკლები ტემპერატურის მქონე ნაწილში, გადასცემენ თავისი ენერგიის ნაწილს გარემომცველ ნაწილაკებს და პირიქით, აირის მოლეკულები, ნაკლები ტემპერატურის მქონე ნაწილიდან მოხვდებიან რა უფრო მეტი ტემპერატურის მქონე ნაწილში, მიიღებენ უფრო მეტ ენერგიას მოლეკულებისაგან. სითბოგამტარობის შედეგად S ფართობში, t დროში გადატანილი სითბოს რაოდენობა პროპორციულია ამ S ფართობის, t დროის და ტემპერატურის გრადიენტის dT/dx (ნახ. 1). ტემპერატურის გრადიენტი - dT/dx , გვიჩვენებს ტემპერატურის ცვლილების სიჩქარეს. თუ პროპორციულობის კოეფიციენტს ავღნიშნავთ λ ასოთი, მაშინ შეიძლება დავწეროთ, რომ

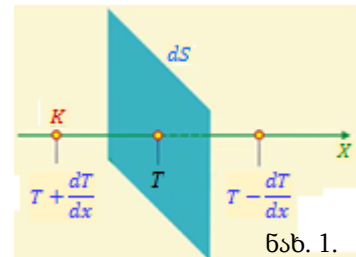
$$Q = -\lambda \frac{dT}{dx} S t \quad (1)$$

სადაც,

$$\lambda = \frac{1}{3} c_V \rho \bar{v} \bar{\ell} \quad (2)$$

პროპორციულობის კოეფიციენტი, სითბოგამტარობის კოეფიციენტი ეწოდება. სადაც, c_V - აირის კუთრი სითბოტევადობაა მუდმივი მოცულობისას, ρ - აირის სიმკვრივე, $\bar{v}$ - მოლეკულების სითბური მოძრაობის საშუალო არითმეტიკული სიჩქარე, $\bar{\ell}$ - თავისუფალი გარბენის საშუალო სიგრძე. „-“ ნიშანი გვიჩვენებს, რომ სითბოგამტარობის დროს ენერგიის გადატანა ხდება ტემპერატურის კლების მიმართულებით.

იმისათვის, რომ წარმოდგენა ვიქონიოთ სითბოგამტარობის სიდიდის რიგზე, გამოვთვალოთ ის ჟანგბადისათვის ნორმალურ პირობებში, სადაც გავითვალისწინოთ აგრეთვე, რომ $c_V =$

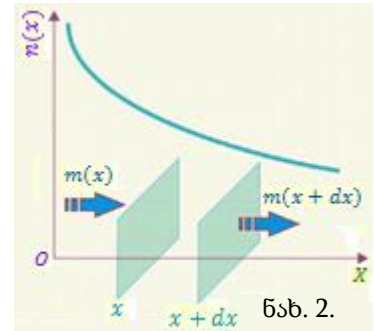


ნახ. 1.

$$= (i/2M)R \approx 650 \text{ ჯ}/(\text{კგ} \cdot \text{K}), \rho = 1.43 \cdot 10^{-2} \text{ კგ}/\text{მ}^3, \bar{v} = 5 \cdot 10^2 \text{ მ}/\text{წმ}, \bar{\ell} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ მ}, \text{ მაშინ გვექნება,}$$

$$\lambda = \frac{1}{3} c_v \rho \bar{v} \bar{\ell} = \frac{1}{3} \cdot 650 \cdot 1.43 \cdot 10^{-2} \cdot 5 \cdot 10^2 \cdot 5 \cdot 10^{-8} \approx 8 \cdot 10^{-3} \text{ ჯ}/(\text{მ} \cdot \text{წმ} \cdot \text{K})$$

დიფუზია არის, ორი ურთიერთშემხები აირის ნაწილაკების თავისთავად შეღწევა და შერევა. დიფუზიას ადგილი აქვს აგრეთვე სითხეებსა და მყარ სხეულებში. ქიმიურად სუფთა აირებში, მუდმივი ტემპერატურისას, დიფუზია წარმოიშობა აირის მოცულობის სხვადასხვა ნაწილებში, სიმკვრივის არაერთგვაროვანების შედეგად. აირების ნარევისათვის დიფუზია გამოწვეულია ნარევის მოცულობის სხვადასხვა ნაწილებში ცალკეული აირების კონცენტრაციების განსხვავებით. დიფუზიის შედეგად რაიმე S ფართობში, t დროში გადატანილი ნივთიერების მასა პროპორციულია ამ S ფართობის, t დროის და სიმკვრივის გრადიენტის dp/dx (ნახ. 2). სიმკვრივის გრადიენტი - dp/dx , გვიჩვენებს სიმკვრივის ცვლილების სიჩქარეს. თუ პროპორციულობის კოეფიციენტს აღვნიშნავთ D ასოთი, მაშინ შეიძლება დავწეროთ,



$$m = -D \frac{dp}{dx} St \quad (3)$$

სადაც,

$$D = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{\ell} \quad (4)$$

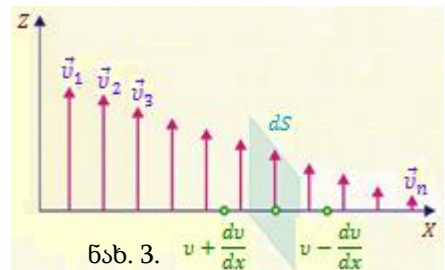
პროპორციულობის კოეფიციენტს, დიფუზიის კოეფიციენტი ეწოდება. „-“ ნიშანი გვიჩვენებს, რომ დიფუზიის დროს მასის გადატანა ხდება სიმკვრივის კლების მიმართულებით.

იმისათვის, რომ წარმოდგენა ვიქონიოთ დიფუზიის კოეფიციენტის სიდიდის რიგზე, გამოვთვალოთ ის ჟანგბადისათვის ნორმალურ პირობებში, სადაც გავითვალისწინოთ აგრეთვე, რომ $\bar{v} = 5 \cdot 10^2 \text{ მ}/\text{წმ}$, $\bar{\ell} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ მ}$, მაშინ გვექნება,

$$D = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{\ell} = \frac{1}{3} \cdot 5 \cdot 10^2 \cdot 5 \cdot 10^{-8} \approx 8 \cdot 10^{-6} \text{ მ}^2/\text{წმ}$$

დიფუზიური პროცესები მნიშვნელოვან როლს თამაშობენ ბუნებაში. მაგალითად, საკმარისია აღინიშნოს, რომ სუნთქვა ხდება გარემომცველი გარემოდან ორგანიზმის შიგნით ჟანგბადის დიფუზიის შედეგად. დიფუზიის შედეგად ხდება ნიადაგსა და ატმოსფეროს შორის ჰაერის გაცვლა - ნიადაგიდან ნახშირორჟანგი აირის გამოყოფა ატმოსფეროში და ატმოსფეროდან ჟანგბადის გადატანა საპირისპირო მიმართულებით.

შინაგანი ხახუნი (სიბლანტე). შინაგანი ხახუნი დაკავშირებულია ერთმანეთის მიმართ სხვადასხვა სიჩქარით მოძრავი აირის ფენებს შორის ხახუნის ძალების წარმოშობასთან. სწრაფად მოძრავი ფენის მხრივ, უფრო ნელა მოძრავ ფენაზე მოქმედებს ამაჩქარებელი ძალა, და პირიქით, ნელა მოძრავი ფენა ამუხრუჭებს აირის უფრო სწრაფად მოძრავ ფენას. ამ დროს წარმოშობილი ხახუნის ძალები მიმართულია ფენების შემხები ზედაპირის გასწვრივ. შინაგანი ხახუნის დროს, ნივთიერების ფენის S ფართობზე მოქმედი შინაგანი ხახუნის ძალა პროპორციულია ამ S ფართობის და სიჩქარის გრადიენტის dv/dx (ნახ. 3). სიჩქარის გრადიენტი - dv/dx გვიჩვენებს სიჩქარის ცვლილების სისწრაფეს. თუ პროპორციულობის კოეფიციენტს აღვნიშნავთ η ასოთი, მაშინ შეიძლება დავწეროთ, რომ



$$F = -\eta \frac{dv}{dx} S \quad (5)$$

სადაც,

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \bar{v} \bar{\ell} \quad (6)$$

პროპორციულობის კოეფიციენტს, დინამიკურ სიბლანტე (ან, უბრალოდ სიბლანტე) ეწოდება. „-“ ნიშანი გვიჩვენებს, რომ ხახუნის ძალა მიმართულია სიჩქარის საპირისპიროდ.

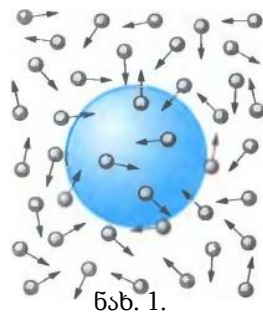
იმისათვის, რომ წარმოადგენა ვიქონიოთ შინაგანი ხახუნის კოეფიციენტის სიდიდის რიგზე, გამოვთვალოთ ის ჟანგბადისათვის ნორმალურ პირობებში, სადაც გავითვალისწინოთ აგრეთვე, რომ $\rho = 1.43 \cdot 10^{-2}$ კგ/მ³, $\bar{v} = 5 \cdot 10^2$ მ/წმ, $\bar{\ell} = 5 \cdot 10^{-8}$ მ, მაშინ გვექნება

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \bar{v} \bar{\ell} = \frac{1}{3} \cdot 1.43 \cdot 10^{-2} \cdot 5 \cdot 10^2 \cdot 5 \cdot 10^{-8} \approx 1.2 \cdot 10^{-5} \text{ კგ/(მ} \cdot \text{წმ)}$$

(2), (4) და (6) ფორმულებიდან გამომდინარეობს, რომ λ, D , და η სიდიდეებს შორის არსებობს შემდეგი მარტივი დამოკიდებულება - $\eta = \rho D$, $\lambda/\eta c_V = 1$.

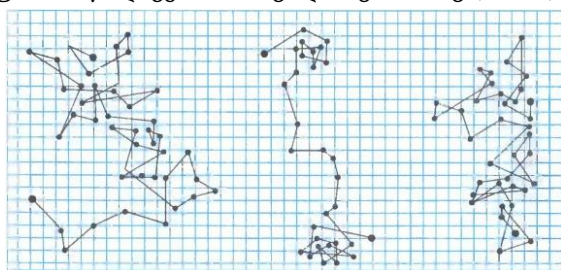
§49. ბროუნის მოძრაობა

მოლეკულების უწყვეტი ქაოსური მოძრაობის თვალსაჩინო დადასტურებას წარმოადგენს ბროუნის მოძრაობა - სითხეში (ან, აირში) შეტივტივებული მიკროსკოპული ნაწილაკების, გარემომცველი გარემოს მოლეკულების სითხური მოძრაობით განპირობებული უწყვეტი ქაოსური მოძრაობა. „ბროუნის მოძრაობა“ და „სითხური მოძრაობა“ განსხვავებული ცნებებია. ბროუნის მოძრაობა წარმოადგენს სითხური მოძრაობის არსებობის შედეგს და მტკიცებულებას. ბროუნის მოძრაობას ადგილი აქვს იმის გამო, რომ სითხეები (აირები) შედგებიან ატომების და/ან მოლეკულებისაგან, რომლებიც იმყოფებიან მუდმივი ქაოსური სითხური მოძრაობის მდგომარეობაში, ამიტომ, განუწყვეტლივ განიცდიან დაჯახებებს ბროუნის ნაწილაკებთან სხვადასხვა მხრივ (ნახ. 1).



ნახ. 1.

დადგენილია, რომ 5მკმ-ზე მეტი ზომის ნაწილაკები ბროუნის მოძრაობაში არ მონაწილეობენ (ისინი ან უძრავია, ან სედიმენტირებენ), ხოლო, უფრო მცირე ზომის (3მკმ-ზე ნაკლები) ნაწილაკები ასრულებენ გადატანით მოძრაობას რთული ტრაექტორიის გასწვრივ (ნახ. 2), ან, ბროუნით მოძრაობას. სინამდვილეში ნაწილაკების ტრაექტორია უფრო რთულია.



ნახ. 2.

როცა რაიმე გარემოში მოთავსებულია დიდი ზომის სხეული, მაშინ ხდება დიდი რაოდენობით დაჯახებათა გასაშუალება და მიიღება სხეულზე მოქმედი რაღაც მუდმივი წნევა. როცა დიდი ზომის სხეული გარემოცულია გარემოს მხრივ ყველა მხარეს, წნევა ფაქტიურად გაწონასწორებულია, რჩება მხოლოდ არქიმედეს ძალა - ასეთი სხეული ამოტივტივდება, ან იძირება. ხოლო, როცა სხეულის ზომები მცირეა, როგორც ბროუნის ნაწილაკების შემთხვევაში, შესამჩნევად ხდება წნევის ფლუქტუაციები, რომლებიც ქმნიან შესამჩნევ შემთხვევით ცვალებად ძალას, რომელიც იწვევს ნაწილაკების რხევებს. ბროუნის ნაწილაკები არ იძირებიან და არ ამოტივტივ-

დებიან, არამედ, იმყოფებიან შეტივტივებულ მდგომარეობაში. ბროუნის მოძრაობა არ მცირდება დროის მიხედვით და არ არის დამოკიდებული გარემოს ქიმიურ თვისებებზე. ბროუნის მოძრაობის ინტენსივობა იზრდება გარემოს ტემპერატურის გაზრდით და მისი სიბლანტის და ნაწილაკების ზომების შემცირებით. ბროუნის მოძრაობა აღმოჩენილი იქნა შოტლანდიელი მეცნიერის რ. ბროუნის (1773-1858) მიერ 1827წ. უნდა აღინიშნოს, რომ ბროუნს არ ჰქონდა რაიმე მიკროსკოპი, ის სარგებლობდა ჩვე-ულებრივი ორმხრივ ამოხსნეილი ლინზებით.

ბროუნის მოძრაობის ახსნა მოგვცა ა. აინშტაინმა მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის საფუძველზე (1905 ÷ 1906). ამ თეორიის თანახმად, სითხის (აირის) მოლეკულები იმყოფებიან მუდმივი ქაოსური სითბური მოძრაობის მდგომარეობაში. ამასთან, სხვადასხვა მოლეკულის იმპულსი განსხვავებულია სიდიდით და მიმართულებით. თუ ასეთ გარემოში მოთავსებული ნაწილაკის ზედაპირი მცირეა, როგორც ამას აქვს ადგილი ბროუნის ნაწილაკებისათვის, მაშინ დაჯახებები, რომელსაც განიცდიან ნაწილაკები გარემომცველი მოლეკულების მხრივ არ იქნება ზუსტად კომპენსირებული. ამიტომ, მოლეკულების მხრივ დაჯახებების შედეგად ბროუნის ნაწილაკები აღმოჩნდებიან მოუწესრიგებელ მოძრაობაში - იცვლიან თავიანთი მოძრაობის სიჩქარის სიდიდეს და მიმართულებას ($\sim 10^{14}$ -ჯერ წამში). ბროუნის ნაწილაკის მოძრაობის გზა არის ზოგზაგისებური. გამოთვლები გვიჩვენებენ, რომ ბროუნის ნაწილაკების წანაცვლების კვადრატის საშუალო მნიშვნელობა ($r^2 = x^2 + y^2 + z^2$) აღიწერება ფორმულით,

$$\langle r^2 \rangle = 6kTbt \quad (1)$$

რომელსაც აინშტაინის ფორმულა ეწოდება. სადაც, B ნაწილაკების ძვრადობაა, რომელიც გარემოს სიბლანტის და ნაწილაკების ზომების უკუპროპორციულია. აინშტაინის მიერ ასევე მიღებული იქნა სფერული ფორმის ბროუნის ნაწილაკებისათვის დიფუზიის კოეფიციენტის ფორმულა,

$$D = \frac{RT}{6\pi N_A a \eta} \quad (2)$$

სადაც R - აირების უნივერსალური მუდმივაა, T - აბსოლუტური ტემპერატურა, N_A - ავოგადროს მუდმივა, a - ნაწილაკის რადიუსი, η - დინამიკური სიბლანტე.

აინშტაინის ფორმულების სამართლიანობა ექსპერიმენტულად დამტკიცებული იქნა ფრანგი ფიზიკოსის ჟ. პერენის (1870-1942) ცდებით, სხვადასხვა ზომის ($0.212 \div 5.5$)მკმ ნაწილაკებისათვის, სხვადასხვა ხსნარების შემთხვევაში. ბროუნის ნაწილაკების მოძრაობის პარამეტრების გაზომვის საფუძველზე პერენის მიერ მიღებული იქნა ბოლცმანის მუდმივას და ავოგადროს მუდმივას მნიშვნელობები. ისარგებლა რა მოლეკულების სიმაღლის მიხედვით განაწილების იდეით, პერენმა ექსპერიმენტულად განსაზღვრა ავოგადროს მუდმივა. მიკროსკოპის ქვეშ ბროუნის მოძრაობის შესწავლისას მან აჩვენა, რომ ბროუნის ნაწილაკები სიმაღლის მიხედვით ისე არიან განაწილებული, როგორც აირის მოლეკულები. ამიტომ, მისთვის თუ გამოვიყენებთ ბოლცმანის განაწილებას,

$$n = n_0 e^{-\frac{(m-m_1)gh}{kT}}$$

სადაც, $m = 4/3 (\pi r^3 \rho)$ - ნაწილაკის მასა, $m_1 = 4/3 (\pi r^3 \rho_1)$ - მის მიერ გამოდევნილი სითხის მასა, g - თავისუფალი ვარდნის აჩქარება, h - სიმაღლე, k - ბოლცმანის მუდმივა, T - აბსოლუტური ტემპერატურა, n_0 - მოლეკულების კონცენტრაცია $h = 0$ სიმაღლეზე. თუ h_1 და h_2 სიმაღლეებზე ნაწილაკების კონცენტრაციებია შესაბამისად n_1 და n_2 , მაშინ მიიღება,

$$N_A = \frac{3RT \ln(n_1/n_2)}{4\pi r^3 (\rho - \rho_1) g (h_2 - h_1)}$$

§50. მოლეკულების თავისუფალი განარბენის საშუალო სიგრძე და დაჯახებათა საშუალო რიცხვი

ქაოსური მოძრაობის მდგომარეობაში მყოფი აირის მოლეკულები განიცდიან ერთმანეთთან უწყვეტ დაჯახებებს. მოლეკულებს შორის დაჯახებები შემთხვევითი ბუნებისაა. დაჯახებებისას მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედება იწვევს მათი სიჩქარეების სიდიდის და მიმართულების ცვლილებებს. მაგრამ, სიჩქარეების და ენერგიების მიხედვით განაწილება არ იცვლება. მოლეკულების დაჯახებების განხილვისას უნდა გავითვალისწინოთ აგრეთვე, რომ მოლეკულების საკუთარი ზომები გაცილებით ნაკლებია მათ შორის მანძილებზე. ორ თანამომდევნო დაჯახებებს შორის მოლეკულები გადიან რაღაც ℓ მანძილს, რომელსაც თავისუფალი გარბენის სიგრძე ეწოდება. ზოგად შემთხვევაში, ორ მომდევნო დაჯახებებს შორის თავისუფალი გარბენის სიგრძეები განსხვავებულია, მაგრამ, რადგან მოლეკულების რიცხვი დიდი და ისინი იმყოფებიან უწყვეტი ქაოსური მოძრაობის მდგომარეობაში, ამიტომ სარგებლობენ მოლეკულების თავისუფალი გარბენის საშუალო სიგრძის ცნებით.

დაუშვათ, რომ დაჯახებას განიცდის d_1 და d_2 დიამეტრის ორი მოლეკულა, რომელთა შორის მანძილია,

$$R = \frac{d_1 + d_2}{2} \quad (1)$$

მოლეკულებს შორის დაჯახებებს ადგილი ექნება მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა პირველი მოლეკულა იმოძრაავს R რადიუსის, ანუ

$$\sigma = \pi R^2 = \frac{\pi(d_1 + d_2)^2}{4} \quad (2)$$

განიკვეთის სფერულ მოცულობაში. სადაც, R - მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედების ეფექტური რადიუსია, ხოლო σ - ურთიერთქმედების ეფექტური კვეთა. როცა დაჯახებას განიცდიან ერთნაირი ზომის მოლეკულები ($d_1 = d_2 = d$), მაშინ (1) და (2) ფორმულები გამარტივდება და გვექნება,

$$R = d, \sigma = \pi d^2 \quad (3)$$

მინიმალური მანძილი რომელზედაც მიუახლოვდება დაჯახებისას ორი მოლეკულის ცენტრი, მოლეკულის ეფექტური დიამეტრი ($R \equiv d$) ეწოდება (ნახ. 1). ის დამოკიდებულია დაჯახებული მოლეკულების სიჩქარეებზე, ე.ი. აირის ტემპერატურაზე. რადგან, 1წმ-ის განმავლობაში მოლეკულის მიერ გავლილი საშუალო გზა, საშუალო არითმეტიკული სიჩქარის $\bar{v}$ ტოლია, ამიტომ, თავისუფალი გარბენის საშუალო სიგრძე ტოლია,

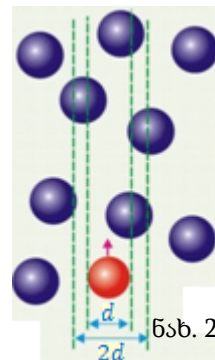
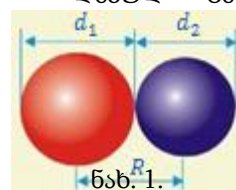
$$\bar{\ell} = \frac{\bar{v}}{\bar{z}} \quad (4)$$

სადაც, $\bar{z}$ - ერთეულ დროში მოლეკულების საშუალო დაჯახებათა რიცხვი.

მოლეკულა წარმოვიდგინოთ d დიამეტრის ბურთულის სახით, რომელიც მოძრაობს სხვა მოლეკულებს შორის. ეს მოლეკულა განიცდის დაჯახებებს იმ მოლეკულებთან, რომელთა ცენტრი მოთავსებულია მანძილზე, რომელიც ტოლია, ან ნაკლებია d მანძილზე, ე.ი. მდებარეობს d რადიუსის ცილინდრის შიგნით (ნახ. 2). ერთეულ დროში საშუალო დაჯახებათა რიცხვი, V მოცულობის ცილინდრში მოლეკულების რიცხვის ტოლი იქნება,

$$\bar{z} = nV$$

სადაც n - მოლეკულების კონცენტრაციაა. რადგან $V = \pi d^2 \bar{v}$, ამიტომ,



$$\bar{z} = n\pi d^2 \bar{v}$$

გამოთვლები გვიჩვენებენ, რომ სხვა მოლეკულების მოძრაობების გათვალისწინებით მიიღება

$$\bar{z} = \sqrt{2}\pi d^2 n \bar{v} \quad (5)$$

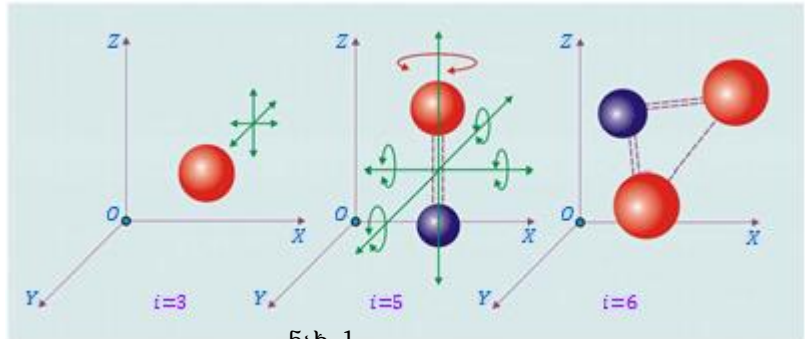
მაშინ, თავისუფალი გარბენის საშუალო სიგრძე ტოლი იქნება,

$$\bar{\ell} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n} \quad (6)$$

თავი 2. თერმოდინამიკის საფუძვლები.

§51. მოლეკულების თავისუფლების ხარისხთა რიცხვი

დამოუკიდებელ კოორდინატთა რიცხვს, რომელიც მთლიანად განსაზღვრავს სივრცეში წერტილის მდებარეობას, თავისუფლების ხარისხთა რიცხვი ეწოდება (ნახ. 1). მთელ რიგ შემთხვევაში, ერთატომიანი აირის მოლეკულა შეიძლება განვიხილოთ როგორც გადატანითი მოძრაობის სამი თავისუფლების ხარისხის რიცხვის მქონე ნივთიერი წერტილი. ე.ი., ერთატომიან აირს გააჩნია გადატანითი მოძრაობის სამი თავისუფლების ხარისხი ($i = 3$).



ნახ. 1.

ორატომიან მოლეკულა შეიძლება განვიხილოთ როგორც ორი ნივთიერი წერტილის - ორი ატომის სისტემა, რომელსაც გადატანითი მოძრაობის სამი თავისუფლების ხარისხის გარდა, გააჩნია ბრუნვითი მოძრაობის ორი თავისუფლების ხარისხი. ე.ი., ორატომიან აირს გააჩნია ხუთი თავისუფლების ხარისხი ($i = 5$). სამატომიან და მრავალატომიან მოლეკულებს გააჩნიათ ექვსი თავისუფლების ხარისხი ($i = 6$) - სამი გადატანითი და სამი ბრუნვითი (ცხრ. 1).

აირი		ერთატომიანი	ორატომიანი	სამატომიანი და მრავალატომიანი
თავისუფლების ხარისხთა რიცხვი	გადატანითი	3	3	3
	ბრუნვითი	—	2	3
	სულ	3	5	6

§52. შინაგანი ენერგია

მოლეკულების გადატანითი მოძრაობის საშუალო კინეტიკური ენერგია ტოლია,

$$\bar{\varepsilon}_o = \frac{3}{2} kT \quad (1)$$

მოლეკულების თავისუფლების ხარისხთა რიცხვის მიუხედავად, სამი თავისუფლების ხარისხი ყოველთვის გადატანითია. არცერთ თავისუფლების ხარისხს არ გააჩნია უპირატესობა სხვა თავ-

ისუფლების ხარისხთა რიცხვის მიმართ. ამიტომ, ყოველ მათგანზე მოდის საშუალოდ ერთნაირი ენერგია,

$$\bar{\varepsilon}_i = \frac{\bar{\varepsilon}_0}{3} = \frac{1}{2} kT \quad (2)$$

ე.ი. თერმოდინამიკური წონასწორობის მდგომარეობაში სისტემის ყოველ გადატანითი და ბრუნვითი თავისუფლების ხარისხზე მოდის $kT/2$ ენერგია. რხევით თავისუფლების ხარისხზე მოდის საშუალოდ kT ტოლი ენერგია. რხევით თავისუფლების ხარისხს გააჩნია ორჯერ მეტი ენერგია, რადგან მასზე მოდის არა მარტო კინეტიკური ენერგია (როგორც გადატანითი და ბრუნვითი მოძრაობის შემთხვევაში), არამედ პოტენციური ენერგიაც. ამასთან, კინეტიკური და პოტენციური ენერგიების საშუალო მნიშვნელობები ერთნაირია. ამიტომ, მოლეკულების საშუალო კინეტიკური ენერგია ტოლი იქნება,

$$\bar{\varepsilon} = \frac{i}{2} kT \quad (3)$$

სადაც, $i = i_{\text{გა.}} + i_{\text{ბრ.}} + 2i_{\text{რხ.}}$ – გადატანითი, ბრუნვითი და გაორმაგებული რხევითი თავისუფლების ხარისხთა რიცხვთა ჯამია.

რადგან იდეალური აირის მოლეკულების პოტენციური ენერგია ნულის ტოლია (იდეალური აირის მოლეკულები არ ურთიერთქმედებენ ერთმანეთთან), ამიტომ N ნაწილაკის შემცველი იდეალური აირის შინაგანი ენერგია ტოლი იქნება,

$$U = N \frac{i}{2} kT = \nu N_A \frac{i}{2} kT = \frac{i}{2} \nu (N_A k) T = \frac{i}{2} \frac{m}{M} RT = \frac{i}{2} pV \quad (4)$$

თერმოდინამიკური სისტემის სრული ენერგია წარმოადგენს სისტემაში შემავალი ყველა სხეულის მოძრაობის კინეტიკური ენერგიის, მათი ურთიერთშორის და გარეშე სხეულებთან ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგიის და სისტემის სხეულების შიგნით არსებული ენერგიის ჯამს. თუ სრულ ენერგიას გამოვაკლებთ, როგორც მთლიანი სისტემის მაკროსკოპული მოძრაობის მახასიათებელ კინეტიკურ ენერგიას და მისი სხეულების გარეშე მაკროსკოპულ სხეულებთან ურთიერთქმედების პოტენციურ ენერგიას, მაშინ დარჩენილი ნაწილი წარმოადგენს თერმოდინამიკური სისტემის შინაგან ენერგიას. ე.ი. შინაგანი ენერგია არის თერმოდინამიკური სისტემის ნაწილაკების (მოლეკულების, ატომების, ელექტრონების, ბირთვების და სხვ.) ქაოსური სიბურთი მოძრაობის და ამ ნაწილაკების ურთიერთქმედების ენერგია.

შინაგანი ენერგია სისტემის თერმოდინამიკური მდგომარეობის ცალსახა ფუნქციაა. ე.ი., ყოველ მდგომარეობაში სისტემას გააჩნია შინაგანი ენერგიის სრულიად განსაზღვრული მნიშვნელობა. $U = 0$ შესაბამისი სისტემის მდგომარეობა სავსებით ნებისმიერია, რადგან თერმოდინამიკური თვალსაზრისით საინტერესოა არა სისტემის თვით შინაგანი ენერგია U , არამედ სისტემის მდგომარეობის ცვლილებისას, მისი ცვლილება ΔU .

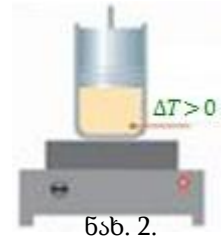
სისტემის შინაგანი ენერგია შეიძლება შეიცვალოს სხვადასხვა პროცესების შედეგად. მაგალითად, სისტემის შინაგანი ენერგია შეიძლება შეიცვალოს, როცა მასზე მოქმედი გარეშე ძალები ასრულებენ მუშაობას (დადებითს ან უარყოფითს). მაგალითად, თუ ცილინდრული ფორმის ჭურჭელში დგუშის ქვეშ მოთავსებული აირი განიცდის შეკუმშვას, მაშინ, გარეშე ძალები ასრულებენ რაღაც დადებით მუშაობას (A'). ამავე დროს აირის მხრივ დგუშზე მოქმედი წნევის ძალები ასრულებენ $A = -A'$ მუშაობას (ნახ. 1).

სისტემის შინაგანი ენერგია შეიძლება შეიცვა-



ნახ. 1.

ლოს არა მხოლოდ მუშაობის შესრულების შედეგად, არამედ, აგრეთვე სითბოგადაცემის შედეგად. სხეულების სითბური კონტაქტის შედეგად ერთი სხეულის შინაგანი ენერგია შეიძლება გაიზარდოს, ხოლო მეორესი - შემცირდეს (ნახ. 2). ასეთ შემთხვევაში ამბობენ, რომ ადგილი აქვს სითბოს ნაკადს ერთი სხეულიდან მეორეზე. სითბური ნაკადი ყოველთვის მიმართულია ცხელი (მეტიტემპერატურის) სხეულიდან ცივისაკენ (ნაკლები ტემპერატურისაკენ). ერთი სხეულიდან მეორეზე ენერგიის გადაცემა სითბოს ფორმით, შეიძლება მოხდეს მხოლოდ მათ შორის ტემპერატურის სხვაობის არსებობისას. სითბოგადაცემა არის ენერგიის გადაცემა ერთი სხეულიდან მეორეზე ნივთიერების გადატანის და მექანიკური მუშაობის შესრულების გარეშე. თუ ერთმანეთთან სითბურ კონტაქტში მყოფ სხეულებს შორის სითბოგადაცემას არ აქვს ადგილი, მაშინ სხეულებს გააჩნიათ ერთნაირი ტემპერატურა და იმყოფებიან ერთმანეთთან თერმოდინამიკური წონასწორობის მდგომარეობაში. ორი განსხვავებული სხვადასხვა ტემპერატურის მქონე სხეულისაგან შემდგარ იზოლირებულ სისტემაში სითბოგადაცემა შესაძლებელია მეტი ტემპერატურის მქონე სხეულიდან, ნაკლები ტემპერატურის მქონე სხეულზე (განხორციელდება ისეთნაირად, რომ ენერგია გადაეცეს უფრო გახურებული სხეულიდან ნაკლებად გახურებულს). ეს პროცესი გაგრძელდება მანამ, სანამ სხეულების ტემპერატურები არ გათანაბრდება და სისტემა არ მიაღწევს თერმოდინამიკური წონასწორობის მდგომარეობას.



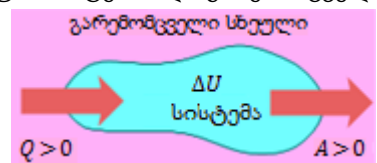
ნახ. 2.

მაგალითად, თუ გადავადგილებთ ცილინდრში (რომელშიც მოთავსებულია აირი) დგუმს ისე, რომ აირი შეიკუმშოს, აირის ტემპერატურა გაიზარდება, ამასთან აირის შინაგანი ენერგია შეიცვლება (გაიზარდება). მეორეს მხრივ აირის ტემპერატურა და მისი შინაგანი ენერგია შეიძლება გაიზარდოს მასზე რაღაც რაოდენობის სითბოს მიწიჭების ხარჯზე. ე.ი., სისტემის შინაგანი ენერგია შეიძლება შეიცვალოს სისტემაზე მუშაობის შესრულების შედეგად და მასზე სითბოს მიწიჭებით. ამრიგად, შეიძლება ვილაპარაკოთ ერთი სხეულებიდან სხვა სხეულებზე ენერგიის გადაცემის ორ ფორმაზე: მუშაობის და ენერგიის. მექანიკური მოძრაობის ენერგია შეიძლება გარდაიქმნას სითბური მოძრაობის ენერგიად და პირიქით.

უნდა აღინიშნოს, რომ თუ ერთ თერმოდინამიკურ სისტემას გააჩნია უფრო მაღალი ტემპერატურა, ვიდრე მეორეს, მაშინ, ეს არ ნიშნავს, რომ მას აუცილებლად უნდა გააჩნდეს დიდი შინაგანი ენერგია. მაგალითად, დიდი მოცულობის წყალს შეიძლება გააჩნდეს უფრო მეტი შინაგანი ენერგია, უფრო დაბალი ტემპერატურისას, ვიდრე, ნაკლები მოცულობის წყალს, უფრო მეტი ტემპერატურისას. მაგრამ, ამ შემთხვევაში სითბოგადაცემა (ენერგიის გადატანა) მოხდება არა დიდი შინაგანი ენერგიის სხეულიდან ნაკლები შინაგანი ენერგიის სხეულზე, არამედ პირიქით, რადგან ენერგიის გადატანა განისაზღვრება არა სისტემის შინაგანი ენერგიის სიდიდით, არამედ მათი ტემპერატურით.

§53. თერმოდინამიკის პირველი კანონი

ნახაზზე (ნახ. 1) პირობითად გამოსახულია თერმოდინამიკურ სისტემას და გარემომცველ სხეულებს შორის ენერგიის გაცვლა (ენერგეტიკული ნაკადი) სითბოგადაცემის და შესრულებული მუშაობის შედეგად. შეთანხმებით, სითბოს რაოდენობა ითვლება დადებითად, როცა ის გადაეცემა სისტემას და უარყოფითად, როცა სისტემა გასცემს სით-



ნახ. 1.

ბოს. გარე ძალების მიერ სისტემაზე წარმოებული მუშაობა ითვლება უარყოფითად, და დადებითად, როცა სისტემა ასრულებს მას გარეშე ძალების წინააღმდეგ.

როცა ადგილი სითბოს გაცვლას სისტემასა და გარემომცველ სხეულებს შორის, და სრულდება მუშაობა (დადებითი ან უარყოფითი), მაშინ იცვლება სისტემის მდგომარეობა, ე.ი. იცვლება მისი მაკროსკოპული პარამეტრები (ტემპერატურა, წნევა, მოცულობა). რადგან, შინაგანი ენერგია ცალსახად განისაზღვრება სისტემის მდგომარეობის მახასიათებელი მაკროსკოპული პარამეტრებით, ამიტომ, აქედან, გამომდინარეობს, რომ სითბოგაცემის და მუშაობის შესრულების პროცესი მიმდინარეობს სისტემის შინაგანი ენერგიის ცვლილებით.

დაუშვათ, რომ რაღაც სისტემას (ცილინდრული ფორმის ჭურჭელში დგუშის ქვეშ მოთავსებულ აირს) გააჩნია U_1 შინაგანი ენერგია. მიიღო რაღაც Q რაოდენობის სითბო, გადავიდა ახალ U_2 შინაგანი ენერგიის მდგომარეობაში და შეასრულა A მუშაობა გარეშე ძალების წინააღმდეგ. ენერგიის შენახვის კანონის თანახმად, სისტემის ერთი მდგომარეობიდან მეორეში ნებისმიერი გზით გადასვლისას, შინაგანი ენერგიის ცვლილება ($\Delta U = U_2 - U_1$), იქნება ერთნაირი და სისტემის მიერ მიღებული Q სითბოს რაოდენობის და სისტემის მიერ გარეშე ძალების წინააღმდეგ შესრულებული A მუშაობის სხვაობის ტოლია,

$$\Delta U = Q - A$$

ან,

$$Q = \Delta U + A \quad (1)$$

რაც წარმოადგენს თერმოდინამიკის პირველი კანონის მათემატიკურ გამოსახვას.

სისტემის მდგომარეობის მცირე ცვლილებისას (1) გამოსახულებას გააჩნია შემდეგი სახე,

$$dQ = dU + dA \quad (2)$$

ან, შეიძლება ასე ჩაწეროთ,

$$\delta Q = dU + \delta A \quad (3)$$

სადაც, dU - სისტემის შინაგანი ენერგიის უსასრულოდ მცირე ცვლილებაა, δA - უსასრულოდ მცირე მუშაობა, δQ - უსასრულოდ მცირე სითბოს რაოდენობა.

თერმოდინამიკის პირველი კანონი წარმოადგენს ცდისეული ფაქტების განზოგადებას. ამ კანონის თანახმად, ენერგია არ შეიძლება წარმოიქმნას არაფრისაგან და არ შეიძლება გარდაიქმნას არაფრად. ის გადაეცემა ერთი სისტემიდან მეორეს და გარდაიქმნება ერთი ფორმის ენერგიიდან, სხვა ფორმის ენერგიად.

როცა სისტემა პერიოდულად უბრუნდება თავდაპირველ მდგომარეობას, მაშინ მისი შინაგანი ენერგიის ცვლილება ($\Delta U = U_2 - U_1$), ე.ი. შეუძლებელია ავაგოთ პერიოდულად მოქმედი ძრავა, რომელიც შეასრულებს მეტ მუშაობას, ვიდრე გარედან გადაცემული ენერგიაა. ასეთ ჰიპოთეტურმა მანქანამ მიიღო პირველი გვარის მუდმივი ძრავას (perpetuum mobile) სახელი. მრავალრიცხოვანი ცდები, შეექმნათ ასეთი მანქანა ყოველთვის მთავრდებოდა წარუმატებლად. ნებისმიერმა მანქანამ შეიძლება შეასრულოს დადებითი A მუშაობა გარეშე სხეულებზე, მხოლოდ გარემომცველი სხეულებიდან მიღებული რაღაც Q რაოდენობის სითბოს ხარჯზე, ან თავისი საკუთარი ΔU შინაგანი ენერგიის შემცირების ხარჯზე.

სხვა სიტყვებით, შეუძლებელია პირველი გვარის მუდმივი ძრავა. რაც წარმოადგენს თერმოდინამიკის პირველი კანონის ერთ - ერთი ფორმულირებას.

§54. სითბოტევადობა

სითბოს რაოდენობას, რომელიც საჭიროა ნივთიერების $1K$ -ით გასათბობად, სითბოტევადობა ეწოდება,

$$C = \frac{dQ}{dT} \quad (1)$$

სითბოტევადობის ერთეულია $\text{ჯ}/K$.

სითბოს რაოდენობას, რომელიც საჭიროა 1კგ ნივთიერების $1K$ -ით გასათბობად, კუთრი სითბოტევადობა ეწოდება,

$$c = \frac{dQ}{mdT} \quad (2)$$

კუთრი სითბოტევადობის ერთეულია $\text{ჯ}/\text{კგ} \cdot K$.

სითბოს რაოდენობას, რომელიც საჭიროა 1 მოლი ნივთიერების $1K$ -ით გასათბობად, მოლური სითბოტევადობა ეწოდება,

$$C_v = \frac{dQ}{\nu dT} \quad (3)$$

მოლური სითბოტევადობის ერთეულია $\text{ჯ}/\text{მოლი} \cdot K$.

(2) და (3) ფორმულების თანახმად კუთრი სითბოტევადობა დაკავშირებულია მოლურ სითბოტევადობასთან თანაფარდობით

$$C_v = cM \quad (4)$$

შემდგომში ჩაწერის სიმარტივის მიზნით „ ν ” ინდექსს გამოვტოვებთ.

აირის სითბოტევადობა არსებითადაა დამოკიდებული, თუ რა პირობებში ხდება აირის გათბობა: მუდმივი მოცულობისას თუ მუდმივი წნევისას. პირველ შემთხვევაში აირზე გადაცემული მთლიანი სითბო იხარჯება აირის შინაგანი ენერგიის გაზრდაზე (რადგან აირის მოცულობა არ იცვლება). ხოლო, მეორე შემთხვევაში კი საჭიროა დამატებითი სითბოს რაოდენობა აირის გაფართოების მუშაობის შესრულებაზე (რადგან წნევის უცვლელობა განხორციელებადია აირის მოცულობის გაზრდით). შესაბამისად აირებისათვის განასხვავებენ ორი სახის მოლურ (კუთრ) სითბოტევადობას: სითბოტევადობას მუდმივი მოცულობისას (C_v) და სითბოტევადობას მუდმივი წნევისას (C_p).

ვისარგებლოთ თერმოდინამიკის პირველი კანონით ($dQ = dU + dA$) ერთი მოლი აირისათვის. სადაც გავითვალისწინოთ (3) ფორმულიდან, რომ ერთი მოლი აირისათვის $dQ = C dT$, ხოლო, აირის გაფართოებისას შესრულებული მუშაობა $dA = p dV$. მაშინ, თერმოდინამიკის პირველი კანონი ასე ჩაიწერება,

$$C dT = dU + p dV \quad (5)$$

როცა აირი თბება მუდმივი მოცულობისას ($V = \text{const}$), მაშინ გარეშე ძალების მიერ შესრულებული მუშაობა $dA = p dV = 0$ და აირზე გარედან გადაცემული სითბო იხარჯება მისი შინაგანი ენერგიის გაზრდაზე. შესაბამისად (5) გამოსახულებიდან გვექნება

$$C_v = \frac{dU}{dT} \quad (6)$$

რადგან ერთი მოლი აირის შინაგანი ენერგია $U = (i/2)RT$, ამიტომ, ცხადია, რომ $dU = (i/2)R dT$, რასაც, თუ გათვთლისწინებით (6) ფორმულაში მივიღებთ, რომ მოლური სითბოტევადობა მუდმივი მოცულობისას ტოლია,

$$C_v = \frac{i}{2} R \quad (7)$$

როცა აირი თბება მუდმივი წნევისას ($p = const$), მაშინ, (5) გამოსახულება შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით

$$C_p dT = dU + p dV$$

აქედან,

$$C_p = \frac{dU}{dT} + p \frac{dV}{dT} \quad (8)$$

ერთი მოლი იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლების ($pV = RT$), ტემპერატურის (T) მიხედვით დიფერენცირებით მიიღება,

$$V dp + p dV = R dT$$

რადგან წნევა მუდმივია ($p = const$), ამიტომ, $dp = 0$ და გვექნება

$$p dV = R dT$$

საიდანაც შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$\frac{dV}{dT} = \frac{R}{p} \quad (8)$$

dV/dT -ს მიღებულ მნიშვნელობას და (6) გამოსახულებიდან $C_V = dU/dT$ მნიშვნელობას თუ გავითვალისწინებთ (8) გამოსახულებაში, მივიღებთ

$$C_p = C_V + p \frac{R}{p}$$

საიდანაც,

$$C_p = C_V + R \quad (9)$$

რომელსაც მაიერის განტოლება ეწოდება. სადაც, თუ გავითვალისწინებთ C_V -ს მნიშვნელობას (7) გამოსახულებიდან, მივიღებთ, რომ მოლური სითბოტევადობა მუდმივი წნევისას ტოლია

$$C_p = \frac{i+2}{2} R \quad (10)$$

თერმოდინამიკური პროცესების განხილვის დროს ერთ-ერთ მნიშვნელოვან სიდიდეს წარმოადგენს

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{c_p}{c_v} = \frac{i+2}{i} \quad (11)$$

ფარდობა.

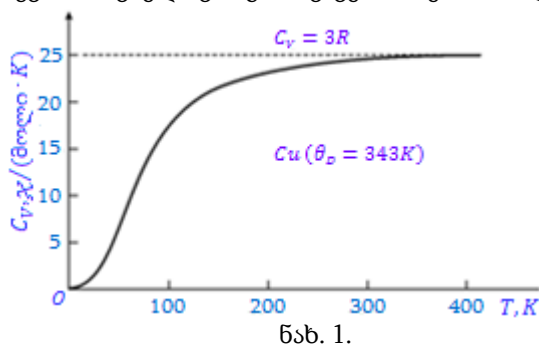
(7) და (10) ფორმულებიდან გამომდინარეობს, რომ სითბოტევადობების მიხედვით აირები შეიძლება დავყოთ: ერთატომიან,ორატომიან და მრავალატომიან აირებად. (7), (10) და (11) ფორმულებიდან ადვილად შეიძლება გამოვთვალოთ მოლური სითბოტევადობების შესაძლო მნიშვნელობები და მათი ფარდობა. ცდები გვიჩვენებენ, რომ ძალიან დაბალი და ძალიან მაღალი მნიშვნელობების გარდა, აირების უმრავლესობას გააჩნიათ თეორიულთან ახლო მნიშვნელობები. განსაკუთრებით კარგი თანხმობაა ერთატომიანი აირებისათვის. (7) და (10) ფორმულებიდან ჩანს აგრეთვე, რომ მოლური სითბოტევადობები მუდმივებია, დამოკიდებულია მხოლოდ თავისუფლების ხარისხთა რიცხვზე და არ არის დამოკიდებული ტემპერატურაზე. მაგალითად, ერთატომიანი მოლეკულების შემცველი აირებისათვის ($i = 3$): $C_V = (3/2) R$, $C_p = (5/2) R$, $\gamma = 5/3 = 1.66$; ორატომიანი მოლეკულების შემცველი აირებისათვის ($i = 5$): $C_V = (5/2) R$, $C_p = (7/2) R$, $\gamma = 7/5 = 1.4$; სამატომიანი და მრავალატომიანი მოლეკულების შემცველი აირებისათვის ($i = 6$): $C_V = 3R$, $C_p = 4R$, $\gamma = 4/3 = 1.33$. მაგრამ უშუალო გაზომვები გვიჩვენებენ, რომ ეს სამართლიანია მხოლოდ ერთატომიანი აირებისათვის. მრავალატომიანი აირებისათვის სითბოტევადობა მუდმივია მხოლოდ ნორმალური ტემპერატურის მახლობელი ტემპერატურებისას. მაღალი ტემპერატურებისას სითბოტევადობა მეტია, ხოლო დაბალი ტემპერატურებისას კი ნაკლები,

თეორიული გამოთვლებით მიღებულ მნიშვნელობებთან შედარებით. რაც შეიძლება აიხსნას, თუ დაუშვებთ, რომ დაბალი ტემპერატურებისას ადგილი აქვს მხოლოდ მოლეკულების გადატანით მოძრაობებს, ოთახის ტემპერატურისას კი თავს იჩენს მათი ბრუნვითი მოძრაობები, ხოლო, მაღალი ტემპერატურებისას ამ ორ სახის მოძრაობის ემატება კიდევ მოლეკულების რხევითი მოძრაობა. თეორიასა და ექსპერიმენტს შორის განსხვავება ადვილად აიხსნება, თუ გავითვალისწინებთ, რომ სითბოტევადობის გამოთვლისას მხედველობაში უნდა მივიღოთ მოლეკულების ბრუნვითი და რხევითი ენერგიების კვანტურობა.

ენერგიის თავისუფლების ხარისხების მიხედვით თანაბრად განაწილების წესი შეიძლება გამოვიყენოთ მყარ სხეულებში ნაწილაკების სითბური მოძრაობისათვის. კრისტალური მესერის კვანძებში განლაგებული ატომები ასრულებენ რხევებს წონასწორობის მდებარეობის მახლობლობაში. ამ რხევების ენერგია წარმოადგენს სწორედ მყარი სხეულის შინაგან ენერგიას. კრისტალურ მესერში ყოველი ატომი შეიძლება ირხეოდეს სამი ურთიერთმართობი მიმართულებით. ამიტომ, ცხადია, რომ ყოველ ატომს გააჩნია 3 რხევითი თავისუფლების ხარისხი. ჰარმონიული რხევებისას საშუალო კინეტიკური ენერგია ტოლია საშუალო პოტენციური ენერგიის. ამიტომ, ენერგიის თანაბრად განაწილების თეორემის თანახმად, ყოველ რხევით თავისუფლების ხარისხზე მოსული ენერგია ტოლია kT , ხოლო ერთ ატომზე მოსული კი - $3kT$. 1 მოლი მყარი ნივთიერების შინაგანი ენერგია ტოლი იქნება $U = 3N_A kT = 3RT$, ამიტომ, მყარი სხეულის მოლური სითბოტევადობა ტოლი იქნება

$$C = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = 3N_A k = 3R = 3R = 25.12 \frac{\text{ჯ}}{\text{მოლი} \cdot \text{K}} \quad (12)$$

რომელსაც დიულუნგისა და პტის კანონი ეწოდება. მყარი სხეულებისათვის პრაქტიკულად არ არსებობს განსხვავება C_p და C_V შორის, მყარი სხეულების გაფართოებისა და შეკუმშვისას შესრულებული მცირე მუშაობის გამო. ცდები გვიჩვენებენ, რომ მრავალი მყარი სხეულის (ქიმიურ ელემენტის) მოლური სითბოტევადობა ჩვეულებრივი ტემპერატურისას მართლაც ახლოსაა $3R$ -თან. მაგრამ, დაბალი ტემპერატურებისას ადგილი აქვს მნიშვნელოვან განსხვავებას თეორიასა და ექსპერიმენტს შორის. მყარი სხეულის სითბოტევადობის ტემპერატურაზე დამოკიდებულებას გააჩნია ნახაზზე (ნახ. 1) ნაჩვენები სახე. ეს გვიჩვენებს, რომ ენერგიის თავისუფლების ხარისხის მიხედვით განაწილების ჰიპოთეზა მიახლოებითია. ცდებით დაკვირვებული სითბოტევადობის ტემპერატურაზე დამოკიდებულება შეიძლება აიხსნას კვანტური შეხედულებების საფუძველზე.



§55. მუშაობა სხვადასხვა თერმოდინამიკური პროცესების დროს

დავუშვათ, რომ მოცემული გვაქვს ცილინდრული ფორმის ჭურჭელი, რომელშიც დღუშის ქვეშ მოთავსებულია აირი (ნახ. 1). თუ აირი გათბობისას გადაადგილდება უსასრულოდ მცირე dx მანძილზე, მაშინ აირის მიერ შესრულებული მუშაობა ტოლი იქნება

$$\delta A = F dx = p S dx = p dV$$

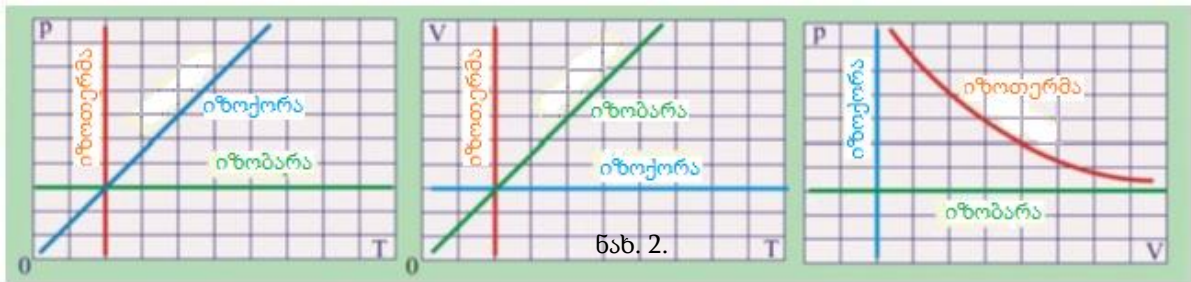
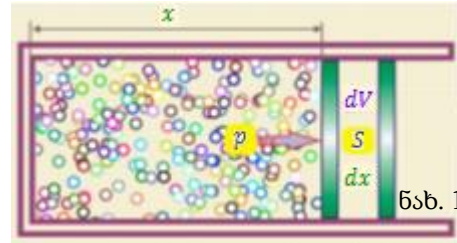
სადაც, S - დღუშის ფართობია, $S dx$ - სისტემის მოცულობის ცვლილება. აირის მოცულობის V_1 -

-დან V_2 -მდე ცვლილებისას შესრულებული მთლიანი მუშაობა ტოლი იქნება,

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV \quad (1)$$

ინტეგრირების შედეგი განისაზღვრება აირის წნევასა და მოცულობას შორის დამოკიდებულების ხასიათით.

განვიხილოთ სხვადასხვა თერმოდინამიკური პროცესების (იზოთერმული, იზობარული, იზოქორული) (ნახ. 2) დროს შესრულებული მუშაობა.



იზოთერმული პროცესი ($T = const$). იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლების

$$pV = \frac{m}{M} RT$$

გათვალისწინებით, იზოთერმული პროცესის დროს შესრულებული მუშაობა ტოლი იქნება,

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m}{M} RT \frac{dV}{V} = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{m}{M} RT \ln \frac{p_1}{p_2} \quad (2)$$

იზოთერმული პროცესის დროს, რადგან $T = const$, მისი შინაგანი ენერგია არ იცვლება,

$$dU = \frac{m}{M} C_V dT = 0 \quad (3)$$

ამიტომ, თერმოდინამიკის პირველი კანონის ($\delta Q = dU + \delta A$) თანახმად

$$\delta Q = \delta A \quad (4)$$

ე.ი. აირზე გადაცემული მთლიანი სითბოს რაოდენობა იხარჯება აირის მიერ გარე ძალების წინააღმდეგ შესრულებულ მუშაობაზე,

$$\delta Q = \delta A = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{m}{M} RT \ln \frac{p_1}{p_2} \quad (5)$$

იზობარული პროცესი ($p = const$). (1) ფორმულის თანახმად იზობარული პროცესის დროს შესრულებული მუშაობა ტოლი იქნება,

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p(V_2 - V_1) \quad (6)$$

თუ ვისარგებლებთ იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლებით,

$$pV = \frac{m}{M} RT$$

მივიღებთ,

$$A = \frac{m}{M} R(T_2 - T_1) \quad (7)$$

ე.ი. იზობარული პროცესის დროს m მასის აირზე,

$$\delta Q = \frac{m}{M} C_p dT = 0 \quad (8)$$

რაოდენობის სითბოს მინიჭებისას, მისი ენერგია იზრდება,

$$dU = \frac{m}{M} C_V dT \quad (9)$$

სიდიდით და ამასთან ერთად სრულდება (6) ან (7) მუშაობა. (7) ფორმულიდან გამომდინარეობს აირების უნივერსალური მუდმივას (R) ფიზიკური აზრი: თუ $T_2 - T_1 = 1K$, მაშინ ერთი მოლი აირისათვის $R = A$, ე.ი. აირების უნივერსალური მუდმივა R რიცხობრივად ტოლია, ერთი მოლი იდეალური აირის, $1K$ ტემპერატურით გათბობისას შესრულებული მუშაობის.

იზოქორული პროცესი ($V = const$). იზოქორული პროცესის დროს აირი არ ასრულებს მუშაობას გარეშე სხეულებზე,

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = 0$$

ამიტომ, თერმოდინამიკის პირველი კანონის ($\delta Q = dU + \delta A$) თანახმად აირზე გადაცემული მთლიანი სითბო იხარჯება მისი შინაგანი ენერგიის გაზრდაზე

$$\delta Q = \delta U$$

რადგან $\Delta U_V = C_V \Delta T$, ამიტომ

$$\delta Q = dU = \frac{m}{M} C_V dT \quad (10)$$

§56. ადიაბატური პროცესი

ადიაბატური ეწოდება პროცესს, რომლის დროსაც ადგილი არ აქვს სითბოს გაცვლას ფიზიკურ სისტემასა და გარემომცველ გარემოს შორის ($dQ = 0$). ადიაბატურ პროცესებს მიეკუთვნება ყველა სწრაფად მიმდინარე პროცესები. მაგალითად, ადიაბატურ პროცესად შეიძლება ჩაითვალოს გარემოში ბგერის გავრცელების პროცესი, რადგან ბგერითი ტალღების გავრცელების სიჩქარე იმდენად დიდია, რომ ენერგიის გაცვლა ტალღასა და გარემოს შორის არ ხდება. ადიაბატური პროცესები გამოიყენება შიგა წვის ძრავებში (ცილინდრებში საწვავის ნარევის გაფართოება და შეკუმშვა), სამაცივრე დანადგარებში და ა.შ.

თერმოდინამიკის პირველი კანონის ($dQ = dU + dA$) თანახმად ადიაბატური პროცესისათვის გვექნება,

$$dA = -dU \quad (1)$$

ე.ი. გარეშე მუშაობა სრულდება სისტემის შინაგანი ენერგიის ცვლილების ხარჯზე. (1) ტოლობაში თუ გავითვალისწინებთ, რომ

$$dA = p dV \text{ და } dU = \frac{i}{2} \frac{m}{M} R dT$$

გვექნება,

$$p dV = -\frac{m}{M} C_V dT \quad (2)$$

სადაც,

$$C_V = \frac{i}{2} R$$

თუ გავადიფერენციალებთ იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლებას, გვექნება

$$p dV + V dp = \frac{m}{M} R dT \quad (3)$$

(2) და (3) გამოსახულებებიდან მიიღება, რომ

$$\frac{pdV + Vdp}{pdV} = -\frac{R}{C_V}$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $R = C_p - C_V$, მივიღებთ

$$\frac{pdV + Vdp}{pdV} = -\frac{C_p - C_V}{C_V}$$

აქედან,

$$\frac{dp}{p} = -\gamma \frac{dV}{V} \quad (4)$$

სადაც, $\gamma = C_p/C_V$.

(4) გამოსახულების ინტეგრირების შედეგად მიიღება,

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^\gamma$$

ან,

$$p_1 V_1^\gamma = p_2 V_2^\gamma$$

რადგან 1 და 2 მდგომარეობები არჩეულია ნებისმიერად, ამიტომ შეიძლება დავწეროთ

$$pV^\gamma = \text{const} \quad (4)$$

მიღებული გამოსახულება წარმოადგენს იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლებას ადიაბატური პროცესისათვის, რომელსაც აგრეთვე პუასონის განტოლება ეწოდება. (4) განტოლება სრულდება აგრეთვე (T, V) და (p, V) პარამეტრებისათვის შესაბამისად,

$$TV^{\gamma-1} = \text{const} \quad (5)$$

$$T^\gamma p^{1-\gamma} = \text{const} \quad (6)$$

(4), (5) და (6) წარმოადგენენ ადიაბატური პროცესის განტოლებებს. სადაც

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{c_p}{c_V} = \frac{i+2}{i} \quad (7)$$

პუასონის კოეფიციენტი ეწოდება.

გამოვთვალოთ ადიაბატური პროცესის დროს შესრულებული მუშაობა. (1) გამოსახულებაში თუ გავითვალისწინებთ, რომ

$$dU = \frac{i}{2} \frac{m}{M} R dT = \frac{m}{M} C_V dT$$

გვექნება,

$$dA = -\frac{m}{M} C_V dT$$

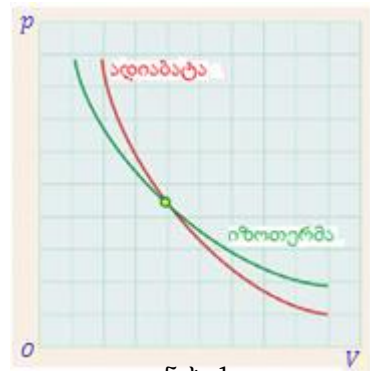
აქედან,

$$A = -\frac{m}{M} C_V \int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{M} C_V (T_1 - T_2) \quad (8)$$

საიდანაც აგრეთვე მიიღება, რომ

$$A = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right] = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \frac{m}{M} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right]$$

ადიაბატური და იზოთერმული პროცესების გრაფიკები p, V კოორდინატებში გამოსახულია ნახაზზე (ნახ. 1). როგორც ჩანს, ადიაბატა ($pV^\gamma = \text{const}$) უფრო დამრეცია, ვიდრე იზოთერმა ($pV = \text{const}$).



ნახ. 1.

§57. პოლიტროპული პროცესი

განხილული იზოთერმული, იზობარული, იზოქორული და ადიაბატური პროცესებისათვის დამახასიათებელია ერთი საერთო თავისებურება - ისინი მიმდინარეობენ მუდმივი სითბოტევადობისას. იზოთერმული პროცესის დროს ($dT = 0$) სითბოტევადობა ტოლია $\pm\infty$, იზობარული და იზოქორული პროცესების დროს სითბოტევადობები შესაბამისად ტოლია C_p და C_v , ადიაბატური პროცესის დროს ($dQ = 0$) და სითბოტევადობა ნულის ტოლია. მუდმივი სითბოტევადობის დროს მიმდინარე პროცესს, პოლიტროპული ეწოდება.

როცა სითბოტევადობა მუდმივია ($C = \text{const}$), თერმოდინამიკის პირველი კანონის საფუძველზე, შეიძლება მივიღოთ პოლიტროპული პროცესის (პოლტროპის) განტოლება,

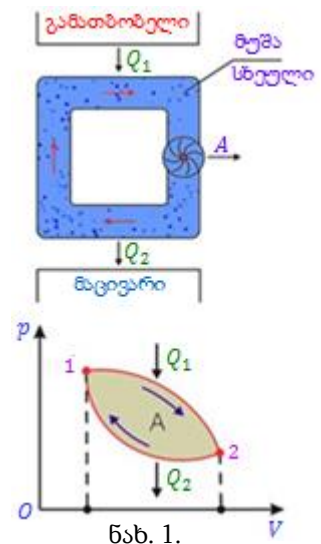
$$pV^n = \text{const} \quad (1)$$

სადაც, $n = (C - C_p)/(C - C_v)$ - პოლიტროპის მაჩვენებელია. იდეალური აირის მდგომარეობის პარამეტრებს შორის დამოკიდებულების გრაფიკს, როცა $C = \text{const}$, პოლიტროპი ეწოდება. ცხადია, რომ როცა $C = 0$, $n = \gamma$ და (1) განტოლებიდან მიიღება ადიაბატის განტოლება. როცა $C = \pm\infty$, $n = 1$ და (1) განტოლებიდან მიიღება იზოთერმის განტოლება. როცა $C = C_p$, $n = 0$ და (1) განტოლებიდან მიიღება იზობარის განტოლება. როცა $C = C_v$, $n = \pm\infty$ და (1) განტოლებიდან მიიღება იზოქორის განტოლება. სხვადასხვა პროცესების პოლიტროპის მაჩვენებლების და სითბოტევადობების მნიშვნელობები მოცემულია ცხრილში.

პროცესი	n	C_n
იზოთერმული, $T = \text{const}$	1	$\pm\infty$
იზობარული, $p = \text{const}$	0	C_p
იზოქორული, $V = \text{const}$	$\pm\infty$	C_v
ადიაბატური, $Q = \text{const}$	γ	0
პოლიტროპული, $C = \text{const}$	n	C_n

§58. ციკლური პროცესები. კარნოს ციკლი. თერმოდინამიკის მეორე კანონი

წრიული პროცესი (ან, ციკლი) ეწოდება თერმოდინამიკური პროცესების ისეთ ერთობლიობას, რომლის დროსაც სისტემა უბრუნდება თავდაპირველ მდგომარეობას. სხეულს, რომელიც ასრულებს წრიულ პროცესს და ახდენს ენერგიის გაცვლას სხვა სხეულებთან, მუშა სხეული ეწოდება. ჩვეულებრივ ასეთ სხეულს წარმოადგენს აირი. წრიული პროცესები საფუძვლად უდევს ყველა სითბურ მანქანას. თერმოდინამიკის შექმნა და განვითარება განპირობებული იყო სითბური მანქანების მუშაობის აღწერის და გამოთვლების აუცილებლობით. პირველი სითბური მანქანები იყო ორთქლის ძრავები. სითბურ მანქანებს წარმოადგენენ შიგაწვის ძრავები, რეაქტიული ძრავები, სხვადასხვა სითბური ტურბინები და ა.შ. ამჟამად დამუშავებულია მრავალი სხვადასხვა სახის სითბური მანქანები, რომლებშიც განხორციელებულია სხვადასხვა თერმოდინამიკური ციკლები. სითბური მანქანები განკუთვნილია ქიმიური რეაქციებით (სათბობის წვა), ბირთვული რეაქციებით და სხვა საშუალებებით (მაგალითად, მზის ენერგიის) გამოყოფილი სითბოს ხარჯზე სასარგებლო მუშაობის მისაღებად. სითბური მანქანის პირობითი სქემა და მისი შესაბამისი თერმოდინამიკური ციკლის სქემა მოცემულია ნახაზზე (ნახ. 1). სითბური მანქა-

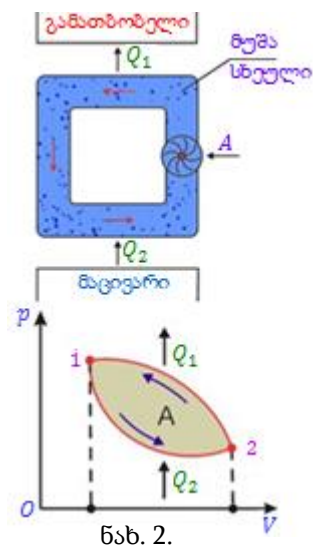


ნახ. 1.

ნის ფუნქციონირებისათვის აუცილებელია გამათბობელი, მუშა სხეული და მაცივარი. ამასთან, პირველი ორი ყოველთვის აუცილებელია, ხოლო მაცივრად შეიძლება გამოყენებული იქნეს გარემომცველი გარემო.

სითბური მანქანის მოქმედების პრინციპი მდგომარეობს შემდეგში. გამათბობელი გადაცემს მუშა სხეულს სითბოს, რაც იწვევს მისი ტემპერატურის გაზრდას. მუშა სხეული ასრულებს მუშაობას რაიმე მექანიკურ მოწყობილობის საშუალებით (მაგალითად, იწვევს ტურბინის ბრუნვას), ამასთან, სითბოს ნაწილს გადაცემს მაცივარს და ბრუნდება საწყის მდგომარეობაში. უნდა აღინიშნოს, რომ მაცივრის არსებობა და მასზე გამათბობელიდან მიღებული სითბოს ნაწილის გადაცემა აუცილებელია, რადგან, სხვაგვარად სითბური მანქანის მუშაობა შეუძლებელი იქნება. მექანიკური მუშაობის შესასრულებლად საჭიროა სითბოს ნაკადი, ხოლო, თუ მაცივარი არ გვექნება, მუშა სხეული აუცილებლად აღმოჩნდება სითბურ წონასწორობაში გამათბობელთან და სითბოს ნაკადი შეწყდება.

საპირისპირო მიმართულებით განხორციელებული თერმოდინამიკური ციკლი, შეიძლება გამოყენებული იქნეს სამაცივრე მანქანის მუშაობისათვის, რომლის სქემა და თერმოდინამიკური ციკლის სქემა მოცემულია ნახაზზე (ნახ. 2). ასეთი მანქანები, სითბური ძრავებისაგან განსხვავებით, განკუთვნილია არა სითბოდან მექანიკური მუშაობის მისაღებად, არამედ, საშუალებას გვაძლევს გავაცივოთ სხვადასვა სხეულები მუშაობის შესრულების ხარჯზე. სამაცივრე მანქანაში, გარეშე სხეულების მიერ შესრულებული მუშაობის ხარჯზე ხდება სითბოს წართმევა გასაცემებელ სხეულზე და სითბოს გადაცემა სითბურ რეზერვუარზე, რომელადაც ჩვეულებრივ გამოიყენება გარემომცველი გარემო.



ნახ. 2.

განვიხილოთ ცილინდრულ ჭურჭელში დგუშის ქვეშ მოთავსებული იდეალური აირი (ნახ. 3). თუ ცილინდრის ფუძეს მოვიყვანთ სითბურ კონტაქტში სხეულთან, რომელსაც გააჩნია გარემომცველ გარემოზე მეტი ტემპერატურა (გამათბობელი), მაშინ აირი დაიწყებს გაფართოებას და შეასრულებს მუშაობას. გათბობის პროცესში აირის (მუშა სხეულის) მდგომარეობის ცვლილება pV -დიაგრამაზე შეიძლება დავახასიათოთ 1a2 მრუდით. განხილული შემთხვევისათვის თერმოდინამიკის პირველი კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ შემდეგი განტოლება

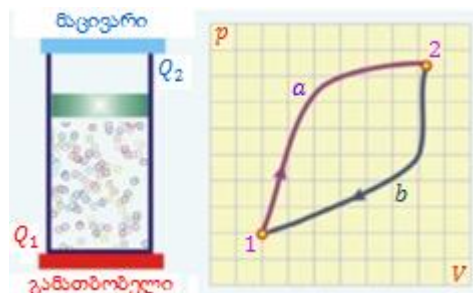
$$Q_1 = U_2 - U_1 + A_1 \quad (1)$$

თუ დგუში გადაადგილებისას შეხებში აღმოჩნდება სხეულთან, რომლის ტემპერატურა აირის ტემპერატურაზე ნაკლებია (მაცივარი), მაშინ აირი გაცივდება, რაც გამოიწვევს მისი მოცულობის შემცირებას და აირი (2) მდგომარეობიდან 2b1 მრუდით ბრუნდება 1 საწყის მდგომარეობაში, ამასთან

$$-Q_2 = U_1 - U_2 - A_2 \quad (2)$$

(1) და (2) განტოლებების საფუძველზე მიიღება

$$Q_1 - Q_2 = A_1 - A_2 = A \quad (3)$$



ნახ. 3.

ე.ი. ციკლის შედეგად აირმა მიიღო გამათბობლიდან Q_1 სითბოს რაოდენობა, გადასცა Q_2 სითბოს რაოდენობა მაცივარს და შეასრულა

$$A = Q_1 - Q_2 \quad (4)$$

მუშაობა.

სასარგებლო მუშაობის, შესრულებულ მუშაობასთან ფარდობას იდეალური სითბური მანქანის მარგი ქმედების კოეფიციენტი (მ.ქ.კ) ეწოდება

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (5)$$

ან, შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგნაირად

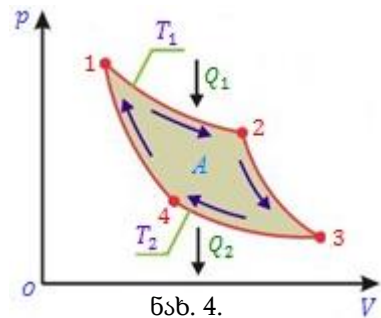
$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (6)$$

ცხადია, რომ $\eta < 1$.

სითბური მანქანას, რომელშიც მუშა სხეულად გამოიყენება რეალური აირი, მ.ქ.კ. წარმოადგენს გამათბობლის და მაცივრის ტემპერატურების ფუნქციას და შეიძლება ჩაიწეროს შემდეგი სახით

$$\eta = 1 - \Phi(T_1, T_2)$$

მრავალი წრიული თერმოდინამიკური პროცესებიდან გამოყოფენ ე.წ. კარნოს ციკლს, რომელსაც გააჩნია მაქსიმალურად შესაძლო მარგი ქმედების კოეფიციენტი. წრიული პროცესები პირველად შესწავლილი იქნა ფრანგი ფიზიკოსის ს. კარნოს მიერ (1824) და კარნოს ციკლი ეწოდება. მან თეორიულად განიხილა იდეალური სითბური მანქანის მუშაობა, რომელიც შედგება ცილინდრში დგუშის ქვეშ მოთავსებული ერთი მოლი აირისაგან (მუშა სხეული), გამათბობლისა და მაცივრისაგან. კარნოს ციკლი შედგება ორი იზოთერმული ($1 \rightarrow 2$ და $3 \rightarrow 4$) და ორი ადიაბატური ($2 \rightarrow 3$ და $4 \rightarrow 1$) პროცესისაგან (ნახ. 4).



ნახ. 4.

1 მდგომარეობიდან 2 მდგომარეობაში გადასვლის პროცესი ($1 \rightarrow 2$) წარმოადგენს აირის იზოთერმულ გაფართოებას, რომლის დროსაც ის იმყოფება T_1 ტემპერატურის გამათბობელთან სითბურ კონტაქტში. გამათბობლის სითბოტევადობა უნდა იყოს უსასრულოდ დიდი, რადგან, სხვაგვარად აირზე სითბოს გადაცემა გამოიწვევს გამათბობლის ტემპერატურის შემცირებას და შესაბამისად აირის იზოთერმული გაფართოების პროცესის დარღვევას.

2 მდგომარეობიდან 3 მდგომარეობაში გადასვლის პროცესი ($2 \rightarrow 3$), წარმოადგენს აირის ადიაბატურ გაფართოებას. $2 \rightarrow 3$ უბანზე აირი შეასრულებს ადიაბატური გაფართოების მუშაობას, თავისი შინაგანი ენერგიის ხარჯზე, ე.ი. აირი გაცივდება, $T_2 < T_1$.

იმისათვის, რომ ციკლი დასრულდეს, ე.ი. აირი დაუბრუნდეს თავის საწყის 1 მდგომარეობას, $3 \rightarrow 4$ უბანზე აირი უნდა მოვიყვანოთ სითბურ კონტაქტში T_2 ტემპერატურის სხვა სხეულთან (მაცივართან). $3 \rightarrow 4$ პროცესის დროს ადგილი აქვს აირის იზოთერმულ შეკუმშვას 4 მდგომარეობამდე. ამასთან 4 მდგომარეობა უნდა ავირჩიოთ ისეთნაირად, რომ $4 \rightarrow 1$ ადიაბატური შეკუმშვის პროცესის შედეგად აირი გადავიყვანოთ საწყის 1 მდგომარეობაში.

შესაძლებელია თუ არა გამათბობლიდან მიღებული Q_1 სითბოს რაოდენობა, მთლიანად გარდაიქმნას მუშაობად, ისე რომ არ გადაეცეს მაცივარს Q_2 სითბოს რაოდენობა. ამ შემთხვევაში, $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ პროცესი იქნება ჩაკეტილი მხოლოდ $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ შექცევადი პროცესის შედეგად. ასეთი ციკლის ფართობი და შესაბამისად შესრულებული მუშაობა იქნება ნულის ტოლი. ამიტომ, ყოვე-

ელთვის

$$A < Q_1 \quad (7)$$

ე.ი., განხილულ სითბურ მანქანას არ შეუძლია მიღებული სითბოს რაოდენობა მთლიანად გარდაქმნას მუშაობად, და როგორც ცდები გვიჩვენებენ ეს შეუძლებელია არა მხოლოდ მოცემული მანქანისათვის, არამედ საერთოდ.

შეუძლებელია პერიოდულად მოქმედი მექანიზმი, რომელიც გამათბობლიდან მიღებულ მთელ სითბოს რაოდენობას მთლიანად გარდაქმნის მუშაობად. ამ სითბოს რაოდენობის ნაწილი უნდა გადაეცეს მაცივარს. რაც წარმოადგენს თერმოდინამიკის მეორე კანონის ფორმულირებას. (4) და (7) ფორმულები წარმოადგენენ მის მათემატიკურ გამოსახვას. არსებობს თერმოდინამიკის მეორე კანონის რამოდენიმე ექვივალენტური ფორმულირება.

სხვადასხვა ფიზიკური პროცესების თერმოდინამიკური აღწერა, მხოლოდ თერმოდინამიკის პირველი კანონის გამოყენებით არ არის სრული, რადგან მასში არ გაითვალისწინება ბუნებაში რეალურად არსებულ შეუქცევადი პროცესების აღწერის, შექცევადი პროცესების აღწერისაგან პრინციპული განსხვავება. ამისათვის საჭირო გახდა თერმოდინამიკის მეორე კანონის შემოღება, რითაც შესაძლებელი გახდა წონასწორული (შექცევადი) და არაწონასწორული (შეუქცევადი) პროცესების გაყოფა. შექცევადს მიეკუთვნება პროცესები, რომელთა საწყის მდგომარეობაში დაბრუნება შესაძლებელია გარემომცველ გარემოში რაიმე ცვლილებების გარეშე. ამასთან, პირდაპირი და შებრუნებული პროცესები უნდა მიმდინარეობდეს წონასწორული მდგომარეობების ერთი და იგივე თანმიმდევრობით გავლით. ბუნებაში რეალურად ასეთი პროცესები არ არსებობს, მაგრამ ისინი, ისევე როგორც იდეალური აირის მოდელი, წარმოადგენს მოსახერხებელ იდეალიზაციას, რომლის საშუალებითაც შესაძლებელია მთელი რიგი პრაქტიკულად მნიშვნელოვან შემთხვევების რეალურ აღწერა. მაგალითად, გამოიყენება კვაზისტატიკური პროცესის მოდელი, ე.ი. ისეთი პროცესის, რომელიც მიმდინარეობს უსასრულოდ მცირე სიჩქარით. ასეთი პროცესებისას, თერმოდინამიკური სისტემა თანმიმდევრობით გადის წონასწორულ მდგომარეობებს, რადგან, ერთი მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლისას წარმოშობილი ყველა შემფოთება ასწრებს მიღევას გადასვლის მცირე სიჩქარის გამო.

§59. ენტროპია

იდეალური სითბური მანქანის მარგი ქმედების კოეფიციენტის,

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ

$$\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0 \quad (1)$$

რადგან, Q_2 არის მუშა სხეულის მიერ მაცივარზე გადაცემული სითბოს რაოდენობა, ამიტომ ის უარყოფითია და შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0 \quad (2)$$

Q/T სიდიდეს დაყვანილი სითბოს რაოდენობა ეწოდება. (2) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ კარნოს ციკლისათვის დაყვანილი სითბოს რაოდენობათა ალგებრული ჯამი ნულის ტოლია.

პროცესის უსასრულოდ მცირე უბანზე სხეულზე მინიჭებული დაყვანილი სითბოს რაოდენობა ტოლი იქნება dQ/T . თეორიული გამოთვლები გვიჩვენებენ, რომ ნებისმიერი შექცევადი წრიული პროცესისათვის დაყვანილი სითბოს რაოდენობათა ჯამი ნულის ტოლია. მაშინ, (2) გამოსახულება ზოგადი სახით ასე ჩაიწერება

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0 \quad (3)$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ ინტეგრალქვეშ გამოსახულება წარმოადგენს რაღაც ფუნქციის სრულ დიფერენციალს

$$\frac{dQ}{T} = dS \quad (4)$$

სადაც, S - ფუნქციას ენტროპია ეწოდება, dS - ენტროპიის ნაზრდია, dQ - სისტემაზე მინიჭებული მინიმალური სითბო, T - პროცესის აბსოლუტური ტემპერატურა. ენტროპია პირველად შემოღებული იქნა კლაუზიუსის მიერ 1865წ., ენერგიის შეუქცევადი გაბნევის (რეალური პროცესის იდეალურისაგან გადახრის) ზომის განსაზღვრის მიზნით. ის წარმოადგენს მდგომარეობის ფუნქციას და რჩება მუდმივი შექცევადი პროცესებისას, მაშინ როცა შეუქცევადი პროცესებისას - მისი ცვლილება ყოველთვის დადებითია.

პრაქტიკული თვალსაზრისით ყოველთვის საინტერესოა ორი მდგომარეობის ენტროპიის სხვაობა. როცა სისტემა გადადის 1 მდგომარეობიდან 2 მდგომარეობაში, ენტროპიის ცვლილება

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} = \int_1^2 \frac{dU + dA}{T} \quad (5)$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ, რომ

$$dU = \frac{i}{2} \frac{m}{M} R dT = \frac{m}{M} C_V dT \text{ და } dA = p dV = \frac{m}{M} R T \frac{dV}{V}$$

გვექნება,

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \frac{m}{M} C_V \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{m}{M} R \int_{V_1}^V \frac{dV}{V} = \frac{m}{M} \left(C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right) \quad (6)$$

(6) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ იზოთერმული პროცესის დროს ($T_1 = T_2$) ენტროპიის ცვლილება ტოლია,

$$\Delta S = \frac{m}{M} R \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (7)$$

ხოლო, იზოქორული პროცესის დროს ($V_1 = V_2$), ენტროპიის ცვლილება ტოლია,

$$\Delta S = \frac{m}{M} C_V \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (8)$$

ადიაბატური პროცესის დროს $dQ = 0$, ამიტომ, ენტროპიის ცვლილება $\Delta S = 0$, და ცხადია, რომ $S = const$, ე.ი. შექცევადი ადიაბატური პროცესი მიმდინარეობს მუდმივი ენტროპიისას. ამიტომ მას ხშირად იზოენტროპიული პროცესი ეწოდება. ზოგადად სამართლიანია კლაუზიუსის უტოლობა

$$\Delta S \geq 0 \quad (9)$$

ე.ი. ჩაკეტილი სისტემის ენტროპია ან იზრდება (შეუქცევადი პროცესების დროს), ან რჩება მუდმივი (შექცევადი პროცესების დროს). რაც წარმოადგენს თერმოდინამიკის მეორე კანონის ერთ-ერთ ფორმულირებას.

რადგან ყველა რეალური პროცესი შეუქცევადია, ამიტომ ჩაკეტილი იზოლირებული სისტე-

მის ყველა პროცესი იწვევს მისი ენტროპიის ზრდას - ენტროპიის ზრდის პრინციპი. ეს პრინციპი საფუძვლად უდევს თერმოდინამიკის მეორე კანონის ფორმულირებას: შესაძლებელია მაკროსკოპულ სისტემაში მიმდინარე მხოლოდ ისეთი პროცესები, რომლებიც იწვევენ მისი ენტროპიის ზრდას.

უნდა აღინიშნოს, რომ თუ სისტემა არ არის იზოლირებული, მასში შესაძლებელია ენტროპიის შემცირება. მაგალითად, ჩვეულებრივი მაცივარი.

ენტროპიის ზრდის კანონთან უშუალოდაა დაკავშირებული პარადოქსი, რომელიც ფორმულირებული იქნა ტომსონის (ლორდ კელვინის) მიერ 1852წ და მას, მის მიერ სამყაროს სითბური სიკვდილი ეწოდა. ამ ჰიპოთეზის დაწვრილებითი ანალიზი შესრულებული იქნა კლაუზიუსის მიერ, რომელიც მიიჩნევდა, რომ ენტროპიის ზრდის კანონი სამართლიანია მთელ სამყაროს მიმართ. მართლაც, თუ სამყაროს განვიხილავთ, როგორც იზოლირებულ თერმოდინამიკურ სისტემას, მაშინ ენტროპიის ზრდის კანონის თანახმად დროთა განმავლობაში სამყარო აღმოჩნდება სრული თერმოდინამიკური წონასწორობის მდგომარეობაში და მასში შეწყდება ყველა მაკროსკოპული პროცესები („სითბური სიკვდილის“ მდგომარეობა). მაგრამ სამყარო არ წარმოადგენს ჩვეულებრივ ჩაკეტილ (იზოლირებულ) სისტემას, რომლისთვისაც ფორმულირებულია თერმოდინამიკის კანონი. სამყაროს სითბური სიკვდილის ჰიპოთეზის აღნიშნული წინააღმდეგობის თავიდან აცილების მიზნით, ბოლცმანის მიერ ნაჩვენები იქნა, რომ თერმოდინამიკური წონასწორობის მდგომარეობაშიც ადგილი აქვს თერმოდინამიკური პარამეტრების ფლუქტუაციას.

ენტროპიის ფიზიკური აზრი მოგვცა ლ. ბოლცმანმა. მან დაუშვა, რომ ენტროპია დაკავშირებულია სისტემის მდგომარეობის თერმოდინამიკურ ალბათობასთან (W). სისტემის მდგომარეობის თერმოდინამიკური ალბათობა არის საშუალებათა რიცხვი, რომლითაც შეიძლება რეალიზებული იქნეს მაკროსკოპული სისტემის მოცემული მდგომარეობა, ანუ, მიკრომდგომარეობათა რიცხვი, რომელთა საშუალებითაც ხდება მოცემულ მაკრომდგომარეობის განხორციელება. განმარტების თანახმად, $W \geq 1$, ე.ი. თერმოდინამიკური ალბათობა არ არის ალბათობა მათემატიკური გაგებით, მათემატიკური ალბათობა ≤ 1 . ბოლცმანის თანახმად, სისტემის ენტროპია და თერმოდინამიკური ალბათობა დაკავშირებულია ერთმანეთთან შემდეგი სახით,

$$S = k \ln W$$

სადაც k - ბოლცმანის მუდმივაა. ბოლცმანის ფორმულის თანახმად, ენტროპია წარმოადგენს სისტემის მოუწესრიგებლობის ზომას.

§60. თერმოდინამიკის მესამე კანონი

თერმოდინამიკის მესამე კანონი ფორმულირებული იყო გერმანელი ფიზიკოსის ნერნსტის (1864–1941) მიერ 1906წ., ემპირიული გზით, ექსპერიმენტული მონაცემების განზოგადების საფუძველზე. ცნობილია ნერნსტის თეორემის სახელით და მდგომარეობს შემდეგში: ნებისმიერი წონასწორული თერმოდინამიკური სისტემის აბსოლუტური ნულისაკენ მისწრაფვისას, მისი ენტროპია მიისწრაფვის რაღაც უნივერსალური სიდიდისაკენ, რომლის მნიშვნელობა არ არის დამოკიდებული თერმოდინამიკური სისტემის პარამეტრებზე და შეიძლება ჩავთვალოთ ნულის ტოლად,

$$\lim_{T \rightarrow 0} S = 0 \quad (1)$$

ნერნსტის თეორემა სამართლიანია მხოლოდ თერმოდინამიკური წონასწორობის მდგომარეობაში მყოფი სისტემებისათვის.

თერმოდინამიკის მესამე კანონიდან უშუალოდ გამომდინარეობს, რომ შეუძლებელია ტემპერატურის აბსოლუტური ნულის მიღწევა, ანუ შეუძლებელია თერმოდინამიკური სისტემის გაცივება ტემპერატურის აბსოლუტურ ნულამდე. თერმოდინამიკის მესამე კანონიდან გამომდინარეობს აგრეთვე, რომ შეუძლებელია იდეალური აირებისათვის მენდელეევ-კლაპეირონის განტოლების გამოყენება აბსოლუტური ნულის მახლობელი ტემპერატურებისას. აირის მდგომარეობას, როცა $T \rightarrow 0$, გადაგვარებული მდგომარეობა ეწოდება და აღიწერება კვანტური სტატისტიკის კანონებით.

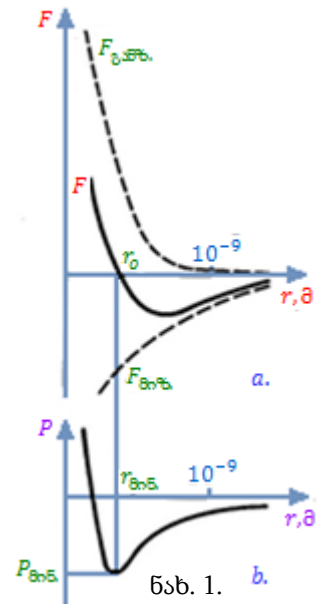
თავი 11. რეალური აირები, სითხეები და მყარი სხეულები.

§61. რეალური აირები. ვან-დერ-ვაალსის განტოლება

იდეალური აირის მოდელში აირის მოლეკულების ზომები და მათი შორის ერთმანეთთან ურთიერთქმედებები უგულებელყოფილია. ამიტომ, იდეალური აირის მოდელი და შესაბამისად, იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლება რეალური აირებისათვის არ შეიძლება გამოყენებული იქნეს. იდეალური აირის მოდელი საშუალებას გვაძლევს დავახასიათოთ გაიშვითებული რეალური აირები საკმაოდ მაღალი ტემპერატურებისას და დაბალი წნევებისას. რეალური აირების განხილვისას უნდა გავითვალისწინოთ მოლეკულების ზომები და მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედების ძალები. ისინი თავს იჩენენ $\leq 10^{-9}$ მანძილებზე და სწრაფად კლებულობენ მოლეკულებს შორის მანძილების გაზრდისას. მოლეკულებს შორის ერთდროულად მოქმედებენ მიზიდვის და განზიდვის ძალები. ნახ. 1, *a*) მოცემულია მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედების ძალების, მოლეკულებს შორის r მანძილზე დამოკიდებულება. სადაც, $F_{\text{გან.}}$ და $F_{\text{მიზ.}}$ - შესაბამისად განზიდვის და მიზიდვის ძალებია, ხოლო F - მათი ჯამური ძალაა. განზიდვის ძალები ითვლებიან დადებითად, ხოლო მიზიდვის ძალები კი უარყოფითად. $r = r_0$ მანძილზე ჯამური ძალა $F = 0$, ე.ი. მიზიდვის და განზიდვის ძალები აწონასწორებენ ერთმანეთს. r_0 მანძილი შეესაბამება მოლეკულებს შორის წონასწორულ მანძილს. როცა $r < r_0$ სჭარბობს განზიდვის ძალა ($F > 0$), ხოლო როცა $r > r_0$ კი სჭარბობს მიზიდვის ძალა ($F < 0$). $r > 10^{-9}$ მანძილზე მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედების ძალები პრაქტიკულად არ არსებობენ ($F \rightarrow 0$). მოლეკულებს შორის მანძილის dr სიდიდით გაზრდისას, F ძალის მიერ ელემენტარული მუშაობა სრულდება მოლეკულების პოტენციური ენერგიის შემცირების ხარჯზე, ე.ი.

$$dA = Fdr = -dP \quad (1)$$

მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგიის მათ შორის მანძილზე დამოკიდებულებიდან (ნახ. 1, *b*) გამომდინარეობს, რომ როცა მოლეკულები იმყოფებიან მანძილებზე, რომელზედაც მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედების ძალები არ მოქმედებენ ($r \rightarrow \infty$), მაშინ $P = 0$. მოლეკულების თანდათანობით დაახლოებისას, მათ შორის წარმოიშობა მიზიდულობის ძალები ($F < 0$), რომლებიც ასრულებენ დადებით მუშაობას ($dA = Fdr > 0$). მაშინ, (1) ფორმულის თანახმად, ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგია მცირდება და აღწევს მინიმუმს



როცა $r = r_0$. როცა $r < r_0$, მაშინ r მანძილის შემცირებისას განზიდვის ძალები მკვეთრად იზრდება ($F > 0$) და მათ წინააღმდეგ შესრულებული მუშაობა უარყოფითია ($dA = Fdr < 0$). ასევე იწყებს მკვეთრ ზრდას პოტენციური ენერგია და ხდება დადებითი. პოტენციური ენერგიის მოცემული მრუდიდან გამომდინარეობს, რომ ორი ურთიერთმოქმედი მოლეკულისაგან შემდგარი სისტემას მდგრადი წონასწორობის მდგომარეობაში ($r = r_0$) გააჩნია მინიმალური პოტენციური ენერგია. ნივთიერების სხვადასხვა აგრეგატული მდგომარეობების კრიტერიუმს წარმოადგენს P_{min} (მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედების უმცირესი პოტენციური ენერგია - რომელიც განსაზღვრავს მუშაობას, რომელიც უნდა შესრულდეს მიზიდულობის ძალების წინააღმდეგ, რომ განვაცალკევოთ წონასწორობაში ($r = r_0$) მყოფი მოლეკულები) და kT (განსაზღვრავს მოლეკულების ქაოსური სითბური მოძრაობის ერთ თავისუფლების ხარისხზე მოსულ გაორმაგებულ საშუალო ენერგიას) სიდიდეებს შორის დამოკიდებულება.

როცა $P_{min} \ll kT$, მაშინ ნივთიერება იმყოფება აირ მდგომარეობაში, რადგან, მოლეკულების ინტენსიური სითბური მოძრაობა ეწინააღმდეგება r_0 მანძილზე მიახლოებულ მოლეკულების შეერთებას.

როცა $P_{min} \gg T$, მაშინ ნივთიერება იმყოფება მყარ მდგომარეობაში, რადგან მიიზიდვან რა მოლეკულები ერთმანეთს, განლაგდებიან განსაზღვრული წესრიგით და ირხევიან r_0 მანძილით განსაზღვრულ წონასწორობის მდებარეობის მახლობლობაში.

როცა $P_{min} \approx kT$, ნივთიერება იმყოფება თხევად მდგომარეობაში.

რეალური აირების მდგომარეობის განტოლება. ვან-დერ-ვაალსის განტოლება. რეალური აირების შემთხვევაში უნდა გავითვალისწინოთ მოლეკულების ზომები და მათი შორის ურთიერთქმედებები. მოლეკულების საკუთარი მოცულობები და მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედების ძალები გათვალისწინებული იქნა ჰოლანდიელი ფიზიკოსის ვან-დერ ვაალსის მიერ, რეალური აირების მდგომარეობის განტოლების მიღებისას.

ფაქტიური მოცულობა სადაც შეუძლიათ მოძრაობა რეალური აირის მოლეკულებს იქნება არა V_v , არამედ $V_v - b$, სადაც V_v - ერთი მოლი აირის მოცულობაა (მოლური მოცულობა), b - კი თვით მოლეკულების მიერ დაკავებული მოცულობაა. b ტოლია მოლეკულის გაოთხმაგებული საკუთარი მოცულობის. მაგალითად, თუ ჭურჭელში იმყოფება ორი მოლეკულა, მაშინ თითოეულ მათგანს არ შეუძლია მიუახლოვდეს მეორე მოლეკულის ცენტრს,

$$R = \frac{d_1 + d_2}{2}$$

მანძილზე ნაკლებ მანძილზე (ნახ. 2). სადაც, სადაც, d_1 და d_2 მოლეკულების დიამეტრებია. როცა მოლეკულების ზომები ერთნაირია ($d_1 = d_2 = d$), მაშინ $R = d$. ე.ი. ორივე მოლეკულის ცენტრებისათვის მიუღწეველი იქნება d რადიუსის სფეროს მოცულობა,

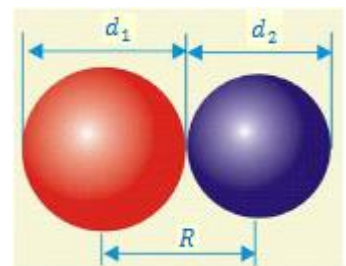
$$V_{სფ.} = \frac{4}{3} \pi d^3$$

რადგან, მოლეკულის მოცულობა ტოლია

$$V_{მოლ.} = \frac{4}{3} \frac{\pi d^3}{8}$$

მოლეკულის ცენტრებისათვის მიუღწეველი იქნება, მოლეკულის რვა მოცულობის ტოლი მოცულობა. ხოლო ერთი მოლეკულისათვის, მოლეკულის გაოთხმაგებული მოცულობის.

რეალური აირის მოლეკულებს შორის მიზიდვის ძალების მოქმედება იწვევს აირის დამატ-



ნახ. 2.

ებით წნევას, რომელსაც შინაგან წნევა ეწოდება და ტოლია,

$$p' = \frac{a}{V_v^2} \quad (1)$$

აღნიშნული შესწორებების, ერთი მოლი იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლებაში გათვალისწინებით მიიღება,

$$\left(p + \frac{a}{V_v^2}\right)(V_v - b) = RT \quad (2)$$

რომელიც წარმოადგენს რეალური აირის მდგომარეობის (ვან-დერ ვაალსის) განტოლებას ერთი მოლი აირისათვის. ნებისმიერი m მასის აირისათვის ($v = m/M$, $V = vV_v$) გვექნება,

$$\left(p + \frac{v^2 a}{V^2}\right)\left(\frac{V}{v} - b\right) = RT$$

ანუ,

$$\left(p + \frac{v^2 a}{V^2}\right)(V - vb) = vRT \quad (3)$$

რომელიც წარმოადგენს რეალური აირის მდგომარეობის (ვან-დერ-ვაალსის) განტოლებას ნებისმიერი მასის აირისათვის. სადაც, a და b ყოველი აირისათვის ცდებით განსაზღვრული მუდმივი სიდიდეებია.

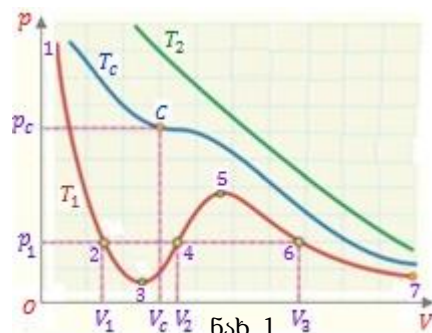
§62. რეალური აირების იზოთერმები

რეალური აირების თვისებების შესასწავლად განვიხილოთ ვან-დერ-ვაალსის განტოლებით განსაზღვრული ვან-დერ-ვაალსის იზოთერმები - წნევის (p) მოცულობაზე (V) დამოკიდებულება, მოცემული T ტემპერატურისას. სამი სხვადასხვა ტემპერატურის შემთხვევაში მიღებულ ამ მრუდებს (ნახ. 1) გააჩნიათ საკმაოდ თავისებური ხასიათი: მაღალი ტემპერატურებისას ($T > T_c$) რეალური აირის იზოთერმა განსხვავდება იდეალური აირის იზოთერმისაგან მისი ფორმის რაღაც დამახინჯებით, ამასთან მრუდი მონოტონურად ეცემა. რაღაც T_c ტემპერატურისას, იზოთერმას გააჩნია მხოლოდ ერთი გადაღუნვის C წერტილი. ამ იზოთერმას კრიტიკული ეწოდება, ხოლო, მის შესაბამის C წერტილს კი კრიტიკული წერტილი. ამ წერტილის შესაბამის T_c ტემპერატურას კრიტიკული ტემპერატურა ეწოდება, V_c მოცულობას - კრიტიკული მოცულობა, ხოლო, p_c - წნევას, კრიტიკული წნევა. p_c , V_c და T_c კრიტიკული პარამეტრების შესაბამის მდგომარეობას, კრიტიკული მდგომარეობა ეწოდება. დაბალი ტემპერატურებისას ($T < T_c$) იზოთერმას გააჩნია ტალღისებური უბანი - ჯერ მონოტონურად ეცემა ქვემოთ, შემდეგ მონოტონურად იზრდება ზევით და კვლავ მონოტონურად ეცემა.

რეალური აირების იზოთერმების დასახასიათებლად ჩავწეროთ ვან-დერ-ვაალსის განტოლება ერთი მოლი აირისათვის შემდეგი სახით

$$pV_v^3 - (RT + pb)V_v^2 + aV_v - ab = 0 \quad (1)$$

რომელიც წარმოადგენს მესამე ხარისხის განტოლებას V_v მიმართ (შემდგომში სიმარტივისათვის „ v “ სიმბოლო გამოვტოვოთ). ცხადია, რომ მას შეიძლება გააჩნდეს ან სამი ნამდვილი ფესვი, ან



ერთი ნამდვილი და ორი წარმოსახვითი ფესვი. ამასთან ფიზიკურ აზრი გააჩნია მხოლოდ ნამდვილ, დადებით ფესვებს. ამიტომ, პირველ შემთხვევას (სამი ნამდვილი ფესვი) შეესაბამება ნაკლები ტემპერატურის ($T < T_c$) იზოთერმები. p_1 წნევის ერთი მნიშვნელობას შეესაბამება მოცულობის V_1 , V_2 და V_3 სამი მნიშვნელობა. მეორე შემთხვევას (ერთი ნამდვილი და ორი წარმოსახვითი ფესვი) შეესაბამება მაღალი ტემპერატურის ($T > T_c$) იზოთერმები.

განვიხილოთ იზოთერმის სხვადასვა უბნები როცა $T < T_c$. როგორც ნახზიდან (ნახ. 1) ჩანს, 1–3 და 5–7 უბნებზე V მოცულობის შემცირებისას p წნევა იზრდება, რაც ბუნებრივია. 3–5 უბანზე ნივთიერების შეკუმშვა იწვევს წნევის შემცირებას, რაც პრაქტიკულად შეუძლებელია. 3–5 უბნის არსებობა ნიშნავს, რომ მოცულობის თანდათანობითი ცვლილებისას ნივთიერება არ შეიძლება იმყოფებოდეს ყოველთვის ერგვაროვანი გარემოს სახით. რაღაც მომენტში უნდა მოხდეს მდგომარეობის ნახტომისებური ცვლილება და ნივთიერების დაშლა ორ ფაზად. ამრიგად, ნამდვილი იზოთერმას უნდა გააჩნდეს 7–6–2–1 ტეხილი მრუდის სახე. 7–6 ნაწილი შეესაბამება აირ მდგომარეობას, 2–1 ნაწილი კი თხევად მდგომარეობას. იზოთერმის 6–2 ჰორიზონტალური უბანი კი შეესაბამება ნივთიერების თხევადი და აირი ფაზების წონასწორობის მდგომარეობას. კრიტიკული ტემპერატურაზე დაბალი ტემპერატურისას, აირისებრ მდგომარეობაში მყოფ ნივთიერებას ორთქლი ეწოდება, ხოლო, თავის სითხესთან წონასწორობაში მყოფ ორთქლს, ნაჯერი ორთქლი ეწოდება.

კრიტიკული პარამეტრების განსასაზღვრავად თუ ჩავსვამთ მათ მნიშვნელობებს (1) განტოლებაში გვექნება,

$$p_c V^3 - (RT_c + p_c b)V^2 + aV - ab = 0 \quad (2)$$

სადაც, სიმარტივისათვის „ v “ სიმბოლო გამოტოვებულია. რადგან კრიტიკულ წერტილში სამივე ფესვი ემთხვევა და ტოლია V_c , (2) განტოლება მიიღებს სახეს,

$$p_c(V - V_c)^3 = 0 \quad (3)$$

ან,

$$p_c V^3 - 3p_c V_c V^2 + 3p_c V_c^2 V - p_c V_c^3 = 0 \quad (4)$$

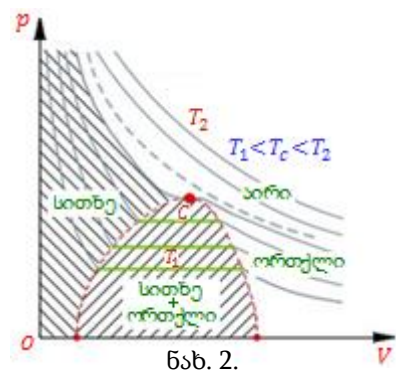
რადგან (3) და (4) განტოლებები იგიური, ამიტომ ტოლი უნდა იყოს მათი შესაბამისი ხარისხიანი უცნობების წინ მდგომი კოეფიციენტებიც, ამიტომ შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$3p_c V_c = RT_c + p_c b, \quad 3p_c V_c^2 = a, \quad p_c V_c^3 = ab \quad (5)$$

მიღებული განტოლებების ამოხსნით მიიღება,

$$V_c = 3b, \quad p_c = a/(27b^2), \quad T_c = 8a/(27Rb) \quad (6)$$

თუ ვან-დერ-ვაალსის იზოთერმების ჰორიზონტალური უბნების კიდურა წერტილებზე გავავლებთ მრუდს, მიიღება ნივთიერების ორფაზიანი მდგომარეობის შემომსაზღვრელი არის მრუდი (ნახ. 2). ეს მრუდი და კრიტიკული იზოთერმა p , V დიაგრამას ყოფს სამ არედ: ორფაზიანი მდგომარეობის (სითხე და ორთქლი) არედ, მისგან მარცხნივ იმყოფება თხევადი არე, ხოლო მარჯვნივ ორთქლის არე.



ორთქლი განსხვავდება დანარჩენი აირისებრი მდგომარეობებისაგან იმით, რომ იზოთერმული შეკუმშვისას განიცდის გათხევადებას. აირი კი, კრიტიკულზე მაღალი ტემპერატურისას არავითარი ტემპერატურაზე არ შეიძლება გადაქცეული იქნეს სითხედ.

ჰორიზონტალური უბნის მარჯვნივ ექსპერიმენტული მრუდი მონოტონურად იზრდება მოცულობის შემცირებისას, რაც შეესაბამება რეალური აირის შეკუმშვას მუდმივი ტემპერატურის-

ას. ამასთან არსებობს ორფაზიანი სისტემა სითხე-აირი. 2 წერტილის მარჯვენა ნაწილი შეესაბამება ნორმალურ აირის მდგომარეობას. 5–6 უბანი შეესაბამება გადაცივებულ ორთქლს. 6 წერტილი შეესაბამება ნამის წერტილს. ჰორიზონტალური უბნის მარცხნივ, სადაც იზოთერმა კვლავ ხდება მონოტონურად კლებადი ფუნქცია, აირი მთლიანად გადაიქცევა სითხედ. 2 წერტილის მარცხენა მხარე ნაწილი შეესაბამება ნორმალურ სითხის მდგომარეობას. 2 წერტილი შეესაბამება დუღილის წერტილს. 2-3 უბანი შეესაბამება გადახურებული სითხის მდგომარეობას.

ექსპერიმენტულად იზოთერმები შეიძლება მიღებული იქნეს აირის იზოთერმული შეკუმშვის შედეგად სისტემაში, რომელიც შედგება მანომეტრთან მიერთებულ დეჰუმის მქონე ჭურჭლისაგან. ვან-დერ-ვაალსის განტოლების ანალიზის საფუძველზე მიღებული დასკვნები, დამტკიცებული იქნა ირლანდიელი მეცნიერის თ, ენდრიუსის (1813–1885) ცდებით, რომელიც სწავლობდა ნახშირორჟანგის იზოთერმულ შეკუმშვას. ექსპერიმენტული (ენდრიუსის) და თეორიული (ვან-დერ-ვაალსის) იზოთერმებს შორის განსხვავება მდგომარეობს იმაში, რომ პირველ შემთხვევაში აირის სითხედ გადაქცევა შეესაბამება ჰორიზონტალური უბანი, ხოლო, მეორე შემთხვევაში კი ტალღისებური.

§63. რეალური აირის შინაგანი ენერგია

რეალური აირის შინაგანი ენერგია განისაზღვრება, მისი მოლეკულების სითხური მოძრაობის კინეტიკური ენერგიისა და მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგიის ჯამით. ერთი მოლი რეალური აირის მოლეკულების სითხური მოძრაობის კინეტიკური ენერგია ჩავწეროთ შემდეგი სახით,

$$K = C_V T \quad (1)$$

რეალური აირის პოტენციური ენერგია განპირობებულია მხოლოდ აირის მოლეკულებს შორის მოქმედი მიზიდვის ძალებით. მიზიდვის ძალების არსებობა იწვევს აირის შინაგანი წნევის წარმოშობას,

$$p' = \frac{a}{V^2}$$

აირის მოლეკულებს შორის მოქმედი მიზიდვის ძალების დაძლევაზე შესრულებული მუშაობა (ანუ, სხვა სიტყვებით, შინაგანი წნევის წინააღმდეგ შესრულებული მუშაობა) იხარჯება სისტემის პოტენციური ენერგიის გაზრდაზე,

$$dA = p' dV_v = dP$$

აქედან,

$$dP = \frac{a}{V^2} dV_v$$

საიდანაც,

$$P = -\frac{a}{V_v} \quad (2)$$

ნიშანი „–“ ნიშნავს, რომ p' შინაგანი წნევის წარმოშობი მოლეკულური ძალები, მიზიდულობის ძალებია. (1) და (2) ფორმულებით განსაზღვრული სიდიდეების გათვალისწინებით მიიღება, რომ ერთი მოლი რეალური აირის შინაგანი ენერგია,

$$U_v = C_V T - \frac{a}{V_v} \quad (3)$$

ტემპერატურის და მოცულობის გადიდებისას იზრდება.

როცა აირის გაფართოება ხდება გარემომცველ გარემოსთან სითბოს გაცვლის გარეშე (ადიაბატური პროცესი $dQ = 0$) და არ სრულდება გარეშე მუშაობა (აირის გაფართოება ვაკუუმში, $dA = 0$), მაშინ თერმოდინამიკის პირველი კანონის ($dQ = dU + dA$) თანახმად გვექნება, რომ $dU = U_2 - U_1$, და მიიღება, რომ

$$U_1 = U_2 \quad (4)$$

ე.ი. ვაკუუმში ადიაბატური გაფართოებისას, როცა გარეშე მუშაობა არ სრულდება, აირის შინაგანი ენერგია არ იცვლება. (4) ტოლობა სამართლიანია როგორც იდეალური ისე რეალური აირებისათვის, მაგრამ ფიზიკური შინაარსი ორივე შემთხვევისათვის სავსებით განსხვავებულია. იდეალური აირისათვის $U_1 = U_2$ ტოლობა ნიშნავს ტემპერატურების ტოლობას ($T_1 = T_2$), ე.ი. იდეალური აირის ვაკუუმში ადიაბატური გაფართოებისას მისი ტემპერატურა არ იცვლება. რეალური აირისათვის (4) ტოლობიდან გამომდინარეობს, რომ ერთი მოლი აირისათვის,

$$C_V T_1 - \frac{a}{V_1} = C_V T_2 - \frac{a}{V_2} \quad (5)$$

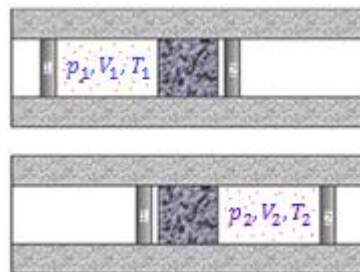
საიდანაც გამომდინარეობს, რომ

$$T_1 - T_2 = \frac{a}{C_V} \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right) \quad (6)$$

სადაც, „ a “ ინდექსი გამოტოვებულია. რადგან $V_2 > V_1$, ამიტომ $T_1 > T_2$, ე.ი. რეალური აირის ვაკუუმში ადიაბატური გაფართოებისას მისი ტემპერატურა მცირდება, ადგილი აქვს რეალური აირის გაცივებას. ადიაბატური შეკუმშვისას რეალური აირი გათბება.

§64. ჯოულ-ტომსონის ეფექტი

ჯოულ-ტომსონის ეფექტი არის, რეალური აირის ტემპერატურის ცვლილება, მისი ადიაბატური გაფართოების შედეგად, ანუ, როგორც ამბობენ ადიაბატური დროსელირება - აირის ნელი გასვლა დროსელში (მაგალითად, კაპილარში, ვენტილში, ფოროვან ტიხარში და სხვ.) წნევის მუდმივი ცვლილების შედეგად. დავუშვათ, რომ ფოროვანი ტიხარის მქონე თბოიზოლირებულ მილში მოთავსებულია ორი დგუში, რომელთაც შეუძლიათ გადაადგილება ხახუნის გარეშე (ნახ. 1). დავუშვათ, რომ თავდაპირველად ტიხარიდან მარცხნივ აირი იმყოფება p_1 წნევის ქვეშ, უჭირავს V_1 მოცულობა და გააჩნია T_1 ტემპერატურა, ხოლო, მარჯვნივ აირი არ არსებობს (2 დგუში მიდგმულია ტიხარზე). აირის ტიხარში გასვლის შემდეგ, მარჯვენა ნაწილში აირის მახასიათებელი პარამეტრებია p_2 , V_2 , T_2 . p_1 და p_2 წნევები შენარჩუნებულია მუდმივები.



ნახ. 1.

რადგან აირის გაფართოება ხდება გარემომცველ გარემოსთან სითბოს გაცვლის გარეშე (ადიაბატური პროცესი), ამიტომ თერმოდინამიკის პირველი კანონის თანახმად

$$\delta Q = (U_2 - U_1) + \delta A = 0 \quad (1)$$

აირის მიერ შესრულებული გარეშე მუშაობა შედგება 2 დგუშის მოძრაობის დადებითი მუშაობის ($A_2 = p_2 V_2$) და 1 დგუშის მოძრაობის უარყოფითი მუშაობისაგან ($A_1 = p_1 V_1$). ე.ი. $\delta A = A_2 - A_1$, რომლის (1) ფორმულაში გათვალისწინებით მიიღება

$$U_1 + p_1 V_1 = U_2 + p_2 V_2 \quad (2)$$

ე.ი. ჯოულ-ტომსონის ცდაში $U + pV = const.$ ის წარმოადგენს მდგომარეობის ფუნქციას და ენტ-

ალბია ეწოდება.

სიმარტივისათვის გამოვთვალოთ ერთი მოლი აირისათვის. თუ (2) ფორმულაში ჩავსვამთ ერთი მოლი რეალური აირის შინაგანი ენერგიის U_1 და U_2 მნიშვნელობებს, და p_1 , V_1 და p_2 , V_2 მნიშვნელობებს, ვან-დერ-ვაალსის განტოლებიდან („ v “ სიმბოლო კვლავ გამოვტოვოთ) ელემენტარული გარდაქმნების შედეგად მიიღება,

$$T_2 - T_1 = \frac{2a(1/V_2 - 1/V_1) - b(p_2 - p_1)}{C_V + R} - \frac{ab(1/V_2^2 - 1/V_1^2)}{C_V + R} \quad (3)$$

(3) გამოსახულებიდან გამომდინარეობს, რომ $T_2 - T_1$ სხვაობის ნიშანი დამოკიდებულია რეალური აირის მდგომარეობის (ვან-დერ-ვაალსის) განტოლებაში შემავალი a და b მუდმივ სიდიდეებზე. დაუშვათ, რომ $p_2 \ll p_1$, ხოლო, $V_2 \gg V_1$, და გავანალიზოთ მიღებული (3) გამოსახულება.

1. $a \approx 0$ - არ გავითვალისწინოთ მოლეკულებს შორის მიზიდვის ძალები და გავითვალისწინოთ მხოლოდ მოლეკულების ზომები. მაშინ, (3) ფორმულის თანახმად გვექნება,

$$T_2 - T_1 \approx \frac{-b(p_2 - p_1)}{C_V + R} > 0 \quad (4)$$

ე.ი. აირი ამ შემთხვევაში თბება.

2. $b \approx 0$ - არ გავითვალისწინოთ მოლეკულების ზომები და გავითვალისწინოთ მხოლოდ მოლეკულებს შორის მიზიდვის ძალები. მაშინ, (3) ფორმულის თანახმად გვექნება,

$$T_2 - T_1 \approx \frac{2a(1/V_2 - 1/V_1)}{C_V + R} < 0 \quad (5)$$

ე.ი. აირი ამ შემთხვევაში ცივდება.

3. გავითვალისწინოთ ორივე შესწორება და ვან-დერ-ვაალსის (2) განტოლებიდან გამოთვლილი p_1 მნიშვნელობა. მაშინ, (3) ფორმულის თანახმად გვექნება,

$$T_2 - T_1 \approx \frac{-\frac{2a}{V_1} + \frac{bRT_1}{V_1 - b}}{C_V + R} + \frac{\frac{ba}{V_1^2} - \frac{ab}{V_1^2}}{C_V + R} = \frac{bRT_1}{C_V + R} - \frac{2a}{C_V + R} \quad (6)$$

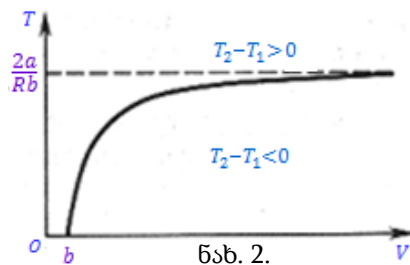
ე.ი. ტემპერატურის სხვაობის ნიშანი დამოკიდებულია საწყისი მოცულობის V_1 და საწყისი ტემპერატურის T_1 მნიშვნელობებზე.

როცა აირი დროსელირების შედეგად ცივდება ($\Delta T < 0$), ჯოულ-ტომსონის ეფექტს ეწოდება დადებითი, ხოლო, როცა აირი თბება ($\Delta T > 0$), უარყოფითი. დროსელირების პირობების მიხედვით ერთი და იგივე აირს შეიძლება გააჩნდეს როგორც დადებითი, ისე უარყოფითი ჯოულ-ტომსონის ეფექტი. ტემპერატურას რომლის დროსაც (მოცემული წნევისას) ჯოულ-ტომსონის ეფექტი ნიშანს იცვლის, ინვერსიის ტემპერატურა ეწოდება. მისი მოცულობაზე დამოკიდებულება მიიღება თუ (6) გამოსახულებას გავუტოლობთ ნულს და გავამარტივებთ, მიიღება,

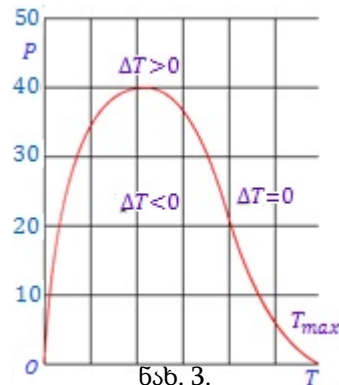
$$T = \frac{2a}{Rb} \left(1 - \frac{b}{V}\right) \quad (7)$$

(7) განტოლებით განსაზღვრული მრუდი - ინვერსიის მრუდი მოცემულია ნახაზზე (ნახ. 2). მრუდის ზედა არე შეესაბამება ჯოულ-ტომსონის უარყოფითი ეფექტს, ხოლო, ქვედა არე კი ჯოულ-ტომსონის დადებით ეფექტს.

XIXს. ბოლოს, დიუარისა და ლინდეს მიერ შემოთავაზებული იქნა ჯოულ-ტომსონის ეფექტის გამოყენებით, აირების გაცივების



ნახ. 2.



ნახ. 3.

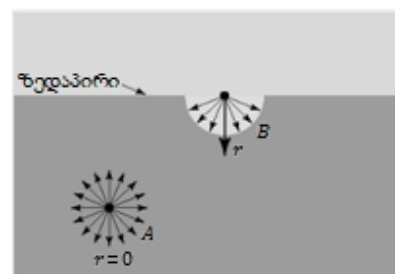
იდეა. ეს პრინციპი დღემდე ფართოდ გამოიყენება სამაცივრე ტექნიკაში. სამრეწველო მაცივრების უმრავლესობა მუშაობენ ამიაკის დროსელირების გამოყენებით. ჯოულ-ტომსონის ეფექტი გამოყენება აგრეთვე კრიოგენურ ტექნიკაში. დროსელზე წნევის დიდი ცვლილებისას, აირის ტემპერატურა შეიძლება შეიცვალოს მნიშვნელოვნად. მაგალითად, 20-დან 0,1 მეგაპა-მდე დროსელირებისას, $290^{\circ}K$ საწყისი ტემპერატურისას, ჰაერი ცივდება $35^{\circ}K$ -ით. ეს მეთოდი საფუძვლად უდევს აირების გათხევადების ტექნიკური პროცესების უმრავლესობას. ინვერსიის ტემპერატურის წნევაზე დამოკიდებულება მოცემულია ნახ. 3).

§65. სითხეების თვისებები. ზედაპირული დაჭიმულობა

სითხე წარმოადგენს ნივთიერების აგრეგატულ მდგომარეობას, შუალედურს აირ და მყარ მდგომარეობებს შორის. ამიტომ მას გააჩნია როგორც აირი, ისე მყარი ნივთიერების თვისებები. სითხეებს მყარი სხეულების ანალოგიურად გააჩნიათ განსაზღვრული მოცულობა, ხოლო აირის მსგავსად ღებულობს იმ ჭურჭლის ფორმას რომელშიც ის იმყოფება. სითხის განსაკუთრებული თავისებურებას წარმოადგენს თავისუფალი ზედაპირის არსებობა. სითხესა და აირს (ან, ორთქლს) შორის არსებობს გამყოფი საზღვარი, რომელიც იმყოფება განსაკუთრებულ პირობებში სითხის დანარჩენ მასასთან შედარებით. სითხის სასაზღვრო ფენის მოლეკულები, სითხის სიღრმეში მყოფი მოლეკულებისაგან განსხვავებით, არ არიან გარშემოცული იმავე სითხის სხვა მოლეკულების მიერ ყველა მხრივ.

სითხის ყოველ მოლეკულაზე გარემომცველი მოლეკულების მხრივ მოქმედებენ მიზიდულობის ძალები, რომლებიც მანძილის გაზრდისას სწრაფად კლებულობენ. ცხადია, რომ რაღაც მანძილიდან დაწყებული მოლეკულებს შორის მიზიდულობა შეიძლება უგულებელვყოთ. ამ მანძილს ($r = 10^{-9}m$) მოლეკულური ქმედების მანძილი ეწოდება, ხოლო, r რადიუსის სფეროს - მოლეკულური ქმედების სფერო.

გამოვყოთ სითხის შიგნით რაღაც A მოლეკულა და გავავლოთ მის გარშემო r რადიუსის სფერო (ნახ. 1). განმარტების თანახმად, საკმარისია გავითვალისწინოთ მოცემულ მოლეკულაზე მხოლოდ იმ მოლეკულების მოქმედება, რომლებიც იმყოფებიან მოლეკულური ქმედების სფეროს შიგნით. ძალები, რომლებიც მოქმედებენ A მოლეკულაზე, მიმართულია სხვადასხვა მხარეს და საშუალოდ აკომპენსირებენ, ამიტომ, ამ მოლეკულაზე სითხის შიგნით სხვა მოლეკულების მხრივ მოქმედი ჯამური ძალა ნულის ტოლია. ხოლო, როცა მაგალითად, B მოლეკულა განლაგებულია სითხის ზედაპირიდან r მანძილზე ნაკლები მანძილით, ე.ი. როცა მოლეკულური ქმედების რადიუსი მხოლოდ ნაწილობრივია განლაგებული სითხის შიგნით, ზედაპირული ფენის ყოველ მოლეკულაზე მოქმედი ჯამური F ძალა განსხვავებულია ნულისაგან და მიმართულია სითხის შიგნით. სითხის ზედაპირული ფენის ყველა მოლეკულის ჯამური ძალა ახდენს სითხეზე წნევას, რომელსაც მოლეკულური (ან, შინაგანი) წნევა ეწოდება. მოლეკულური წნევა არ მოქმედებს სითხეში მოთავსებულ სხეულზე.



ნახ. 1.

სითხის ნაწილაკების ჯამური ენერგია იკრიბება მათი სითხური მოძრაობის კინეტიკური ენერგიის და მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედების ძალებით გამოწვეული პოტენციური ენერ-

გიისაგან. სითხის ზედაპირული ფენის მოლეკულებს გააჩნიათ მეტი პოტენციური ენერგია, ვიდრე სითხის შიგნით მყოფ მოლეკულებს. ამ დამატებით ენერგიას, რომელიც გააჩნიათ სითხის ზედაპირულ ფენის მოლეკულებს, ზედაპირული ენერგია ეწოდება და ტოლია

$$\Delta E = \sigma \Delta S \quad (1)$$

სადაც, σ - ზედაპირული დაჭიმულობაა, და ტოლია ზედაპირის შემომსაზღვრელი კონტურის ერთეულოვან სიგრძეზე მოქმედი ზედაპირული დაჭიმულობის ძალის,

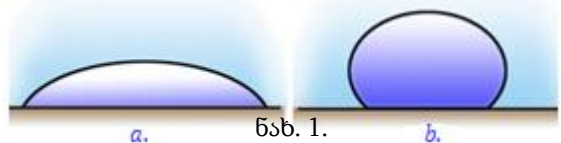
$$\sigma = \frac{F_{\text{ზედ. დაჭ.}}}{\ell}$$

ზედაპირული დაჭიმულობის ერთეულია ნ/მ, ან, ჯ/მ². ტემპერატურის გაზრდისას ზედაპირული დაჭიმულობა მცირდება, რადგან იზრდება სითხის მოლეკულებს შორის საშუალო მანძილი. სითხეების უმრავლესობისათვის 300K ტემპერატურისას გააჩნიათ $(10^{-2} \div 10^{-1})$ ნ/მ რიგის ზედაპირული დაჭიმულობა. ზედაპირული დაჭიმულობა დამოკიდებულია აგრეთვე სითხეში არსებულ მინარევებზე. ნივთიერებას, რომელიც ამცირებს სითხის ზედაპირულ დაჭიმულობას, ზედაპირულ-აქტიური ეწოდება. წყლის მიმართ ყველაზე ცნობილ ზედაპირულ-აქტიურ ნივთიერებას წარმოადგენს საპონი ($7.5 \cdot 10^{-2} \div 4.5 \cdot 10^{-2}$ ნ/მ). ზედაპირულ-აქტიური ნივთიერებებს მიეკუთვნებიან აგრეთვე სპირტი, ეფირი, ნავთი და სხვა. არსებობენ ნივთიერებები (მაგალითად, შაქარი, მარილი, და სხვ.) რომლებიც ზრდიან სითხის ზედაპირულ დაჭიმულობას, რადგან მათი მოლეკულები სითხის მოლეკულებთან უფრო ძლიერ ურთიერთქმედებენ, ვიდრე სითხის მოლეკულები ურთიერთშორის.

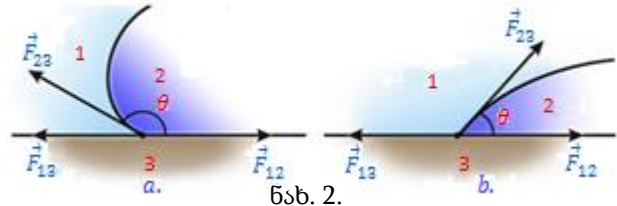
რადგან წონასწორული მდგომარეობა ხასიათდება პოტენციური ენერგიის მინიმუმით, ამიტომ გარეშე ძალების არ არსებობისას, სითხემ უნდა მიიღოს ისეთი ფორმა, რომ მოცემული მოცულობისას მას გააჩნდეს მინიმალური ზედაპირი, ე.ი. სფეროს ფორმა. ჰაერში შეტივტივებულ სითხის (წყლის) მცირე წვეთებს მართლაც გააჩნიათ სფეროსებური ფორმა, მაგრამ რამდენადმე დამახინჯებული დედამიწის მიზიდულობის გამო. უწონობის პირობებში ნებისმიერი სითხის წვეთს გააჩნია სფეროსებური ფორმა (მისი ზომების მიუხედავად), რაც დამტკიცებულია ექსპერიმენტულად კოსმოსურ ხომალდებში.

§66. დასველება

როგორც ცნობილია წყლის წვეთი განიღვრება მინაზე და ღებულობს ნახაზზე (ნახ. 1, a) სქემატურად გამოსახულ ფორმას, მაშინ როცა ვერცხლისწყალი იმავე ზედაპირზე გადაიქცევა რამდენადმე შებრტყელებულ წვეთად (ნახ. 1, b). პირველ შემთხვევაში ამბობენ, რომ სითხე ასველებს მყარი სხეულის ზედაპირს, მეორე შემთხვევაში - კი არ ასველებს. დასველება დამოკიდებულია შემხები გარემოთა ზედაპირულ ფენებს მოლეკულებს შორის მოქმედი ზედაპირული ძალების ხასიათზე. დასველებადაი სითხეებისათვის სითხის და მყარი სხეულის მოლეკულებს შორის მოქმედი მიზიდულობის ძალები მეტია, ვიდრე თვით სითხის მოლეკულებს შორის და სითხე ცდილობს შეამციროს მყარ სხეულთან შეხების ზედაპირი. არადასველებადაი სითხეებისათვის, სითხის და მყარი სხეულის მოლეკულებს შორის მოქმედი მიზიდულობის ძალები ნაკლებია, ვიდრე თვით სითხის მოლეკულებს შორის და სითხე ცდილობს შეამციროს მყარ სხეულთან შეხების ზედაპირი.



სითხის მიერ, მყარი სხეულის დასველების (არდასველების) რაოდენობრივი დახასიათების მიზნით განვიხილოთ აირის (1), სითხის (2) და მყარი სხეულის (3) გამყოფი სამი საზღვრის გადაკვეთისას წარმოშობილი კონტურების ელემენტებზე მოქმედი ძალების წონასწორობა (ნახ. 2). წონასწორობის შემთხვევაში გვექნება,



ნახ. 2.

$$\vec{F}_{12} + \vec{F}_{13} + \vec{F}_{23} = 0 \quad (1)$$

სადაც,

$$F_{12} = \ell \sigma_{12}, \quad F_{13} = \ell \sigma_{13}, \quad F_{23} = \ell \sigma_{23} \quad (2)$$

ხოლო, $\sigma_{12}, \sigma_{13}, \sigma_{23}$ - აირი-სითხის, აირი-მყარი სხეულის და სითხე-მყარი სხეულის გამყოფი საზღვრების ზედაპირული დაჭიმულობებია.

სითხის წვეთის წონასწორობის პირობა შეიძლება ვიპოვოთ (1) და (2) ფორმულებით განსაზღვრული ზედაპირული დაჭიმულობის ძალების, მყარი სხეულის ზედაპირის მხედის მიმართულებისადმი პროექციების ჯამის ნულთან ტოლობიდან (ნახ. 2),

$$-\sigma_{13} + \sigma_{12} + \sigma_{23} \cos \theta = 0$$

აქედან,

$$\cos \theta = \frac{\sigma_{13} - \sigma_{12}}{\sigma_{23}} \quad (3)$$

სითხის და მყარი სხეულის ზედაპირს შორის θ კუთხეს, კიდურა კუთხე ეწოდება.

(3) პირობიდან გამომდინარეობს, რომ σ_{13} და σ_{12} მნიშვნელობების მიხედვით კიდურა კუთხე შეიძლება იყოს მახვილი ან ბლაგვი.

როცა $\sigma_{13} > \sigma_{12}$, მაშინ $\cos \theta > 0$ და θ კუთხე მახვილია (ნახ. 2a). ე.ი. სითხე ასველებს მყარ ზედაპირს.

როცა $\sigma_{13} < \sigma_{12}$, მაშინ $\cos \theta < 0$ და θ კუთხე ბლაგვია (ნახ. 2b), ე.ი. სითხე არ ასველებს მყარ ზედაპირს. θ კიდურა კუთხე აკმაყოფილებს (3) პირობას,

როცა არ სრულდება,

$$|\sigma_{13} - \sigma_{12}| / \sigma_{23} \leq 1 \quad (4)$$

პირობა, სითხის წვეთი θ -ს არავითარი მნიშვნელობისას არ შეიძლება იმყოფებოდეს წონასწორობაში.

როცა

$$\sigma_{13} > \sigma_{12} + \sigma_{23}$$

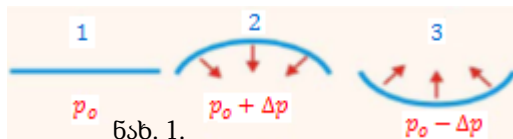
სითხე განითხევა მყარი სხეულის ზედაპირზე, დაფარავს მას თხელი ფენით (მაგალითად, ნავთი მინაზე) - ადგილი აქვს სრულ დასველებას (ამ შემთხვევაში $\theta = 0$).

როცა $\sigma_{12} > \sigma_{13} + \sigma_{23}$, სითხე დებულობს სფეროსებრი წვეთის ფორმას, ისე, რომ გააჩნია ერთი შეხედვის წერტილი (მაგალითად, წყლის წვეთი პარაფინის ზედაპირზე) - ადგილი აქვს სრულ არდასველებას (ამ შემთხვევაში $\theta = \pi$).

დასველება და არდასველება ფარდობითი ცნებებია, ე.ი. სითხე შეიძლება ასველებდეს ერთ მყარ სხეულს, მაგრამ არ ასველებდეს სხვას. მაგალითად, წყალი ასველებს მინას, მაგრამ არ ასველებს პარაფინს. ვერცხლისწყალი არ ასველებს მინას, მაგრამ ასველებს ლითონების სუფთა ზედაპირებს.

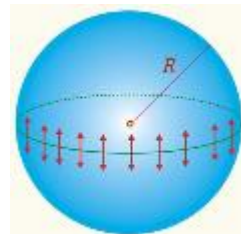
§67. წნევა სითხის მრუდწირული ზედაპირის ქვეშ

განვიხილოთ სითხის ზედაპირის დამახასიათებელი სამი ტიპი (ნახ. 1). ბრტყელი ზედაპირის შემთხვევაში სითხის შიგნით, მისი ზედაპირის მახლობლობაში ადგილი ექნება გარე წნევას, მაგალითად ატმოსფერულს. როცა სითხის ზედაპირი მრუდია, მაშინ ზედაპირული ფენის მისწრაფება,



ნახ. 1.

გააჩნდეს მოსაზღვრე გარემოსთან კონტაქტის მინიმალური ფართობი, იწვევს დამატებითი წნევის წარმოშობას. ამოზნექილი ზედაპირის შემთხვევაში დამატებითი წნევა დაემატება გარე წნევას, ხოლო ჩაზნექილი ზედაპირის შემთხვევაში კი გამოაკლდება. დამატებითი წნევის წარმოშობა განპირობებულია სითხის ზედაპირული ფენის განსაკუთრებული თვისებებით, რომლებიც განისაზღვრებიან ზედაპირული დაჭიმულობის ეფექტებით. სიმარტივისათვის დამატებითი წნევა გამოვთვალოთ სფერული ფორმის სითხის წვეთისათვის (ნახ. 2). ამისათვის, გავყოთ ის ორ სიმეტრიულ ნახევარსფეროდ. ზედაპირული დაჭიმულობის შედეგად ნახევარსფეროები მიიზიდავენ ერთმანეთს



ნახ. 2.

$$F = \sigma \ell \quad (1)$$

ძალით. სადაც, σ - ზედაპირული დაჭიმულობის კოეფიციენტია, ℓ - შეხების კონტურის სიგრძე. მოცემულ შემთხვევაში ზედაპირული დაჭიმულობის ძალა მოქმედებს წრიული ფართობის ($S = \pi R^2$) შემომსაზღვრელი წირის გასწვრივ. ამ ძალის მოქმედებით განპირობებული წნევა,

$$\Delta p = \frac{F}{S} = \frac{\sigma \ell}{\pi R^2} = \frac{\sigma \cdot 2\pi R}{\pi R^2} = \frac{2\sigma}{R} \quad (2)$$

ზედაპირული დაჭიმულობის ძალებით განპირობებული ეს წნევა ამოზნექილი ზედაპირებისათვის დადებითია,

$$\Delta p = \frac{2\sigma}{R} \quad (3)$$

და მიმართულია სითხის შიგნით. ხოლო, ჩაზნექილი ზედაპირებისათვის კი უარყოფითი,

$$\Delta p = -\frac{2\sigma}{R} \quad (4)$$

და მიმართულია საპირისპირო მხარეს. ასეთი დამატებითი წნევა საპნის ბუშტის შიგნით ორჯერ მეტია, რადგან ფენას გააჩნია ორი ზედაპირი (ნახ. 3)

$$\Delta p = \frac{4\sigma}{R} \quad (5)$$

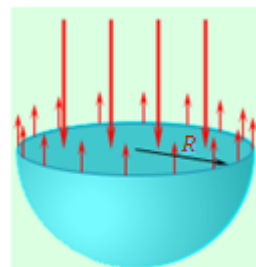
გეომეტრიაში ზედაპირის სიმრუდეს ახასიათებენ განსაკუთრებული სიდიდით - ზედაპირის სიმრუდით H . კერძოდ, სფეროსათვის ეს სიდიდე მუდმივია და ტოლია $H = 1/R$. ასეთ შემთხვევაში დამატებითი წნევა ტოლი იქნება

$$\Delta p = 2\sigma H \quad (7)$$

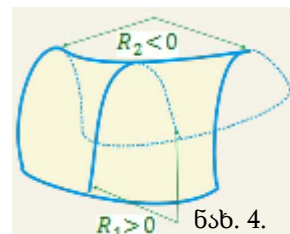
უნაგირის ფორმის მრუდწირული ზედაპირის (ნახ. 4) სიმრუდე ტოლია,

$$H = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (8)$$

ლაპლასის მიერ დამტკიცებული იქნა, რომ (7) განტოლება სამართლიანია ნებისმიერი ფორმის ზედაპირისათვის, თუ H -ს ქვეშ ვიგუ-



ნახ. 3.



ნახ. 4.

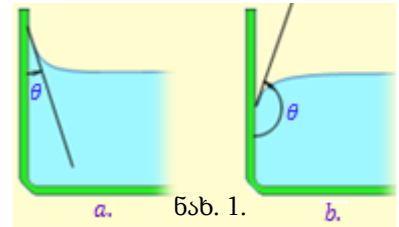
ლისხმებთ ზედაპირის სიმრუდის საშუალო სიდიდეს, მაშინ, სითხის იმ წერტილში, რომლის ქვემოთაც განისაზღვრება დამატებითი წნევა,

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (9)$$

რომელსაც ლაპლასის ფორმულა ეწოდება. ლაპლასის ფორმულით განისაზღვრება ორმაგი სიმრუდის სითხის ნებისმიერი ზედაპირის დამატებითი წნევა.

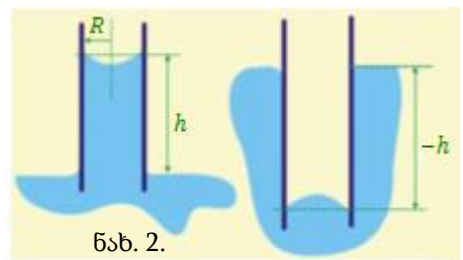
§68. კაპილარული მოვლენები

სითხის, მყარი სხეულის და აირის გამყოფ საზღვრებს შორის სითხის თავისუფალი ზედაპირის ფორმა დამოკიდებულია სითხის მოლეკულების, მყარი სხეულის მოლეკულებთან ურთიერთქმედების ძალებზე (აირის, და/ან ორთქლის მოლეკულებთან ურთიერთქმედება შეიძლება უგულებელვყოთ). ასეთ შემთხვევაში, სითხე, მყარი სხეულის ზედაპირთან ადგენს მოცემული სითხე-მყარი სხეულისათვის დამახასიათებელ რაღაც მახვილ θ კუთხეს, რომელსაც სასაზღვრო კუთხე ეწოდება (ნახ. 1). როცა სითხის მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედების ძალები ნაკლებია მყარი სხეულის და სითხის მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედების ძალებზე, მაშინ θ სასაზღვრო კუთხე მახვილია (ნახ. 1, *a*) და ამ შემთხვევაში ამბობენ, რომ სითხე ასველებს მყარი სხეულის ზედაპირს. როცა სითხის მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედების ძალები მეტია მყარი სხეულის და სითხის მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედების ძალებზე, მაშინ θ კიდურა კუთხე ბლაგვია (ნახ. 1, *b*) და ამ შემთხვევაში ამბობენ, რომ სითხე არ ასველებს მყარი სხეულის ზედაპირს. სრული დასველებისას $\theta = 0$, ხოლო, სრული არდასველებისას $\theta = \pi$. სითხის მიერ, მყარი სხეულის დასველების (ან, არდასველების) მოვლენა იწვევს კაპილარულ მოვლენებს.



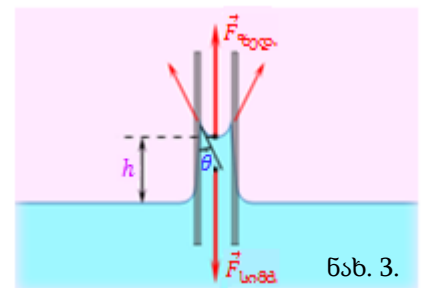
ნახ. 1.

თუ ძალიან მცირე დიამეტრის მილის მილს (კაპილარს) ერთი ბოლოთი მოვათავსებთ ფართო ჭურჭელში ჩასხმულ სითხეში, მაშინ, სითხის მიერ კაპილარის კედლების დასველების, ან, არდასველების შედეგად, კაპილარში სითხის ზედაპირის სიმრუდე იქნება განსხვავებული (ნახ. 2). თუ სითხე ასველებს მილს, მაშინ მილის შიგნით სითხის ზედაპირს - მენისკს, გააჩნია ჩაზნექილი ფორმა, ხოლო, თუ არ ასველებს, ამოზნექილი ფორმა. კაპილარში სითხის ასვლას, ან, დაწევას კაპილარული მოვლენა ეწოდება. დასველებადი სითხეები აიწევენ კაპილარში, ხოლო, არადასველებადი სითხეები კი დაიწევენ.



ნახ. 2.

ნახაზზე (ნახ. 3) გამოსახულია ρ სიმკვრივის დასველებად სითხეში ქვედა ბოლოთი ჩაშვებული რაღაც r რადიუსის კაპილარული მილი. კაპილარის ზედა ბოლო ღიაა. კაპილარში სითხის ასვლა გაგრძელდება მანამ, სანამ კაპილარში სითხის სვეტზე მოქმედი სიმძიმის ძალა, მოდულით ტოლი არ გახდება, სითხის კაპილარის ზედაპირთან შეხების საზღვრის გასწვრივ მოქმედი ჯამური ზედაპირული



ნახ. 3.

დაჭიმულობის ძალის - $F_{\text{სიმძ.}} = F_{\text{ხედ.დაჭ.}}$. სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $F_{\text{სიმძ.}} = mg = \rho V g = \rho \pi r^2 h g$, ხოლო, $F_{\text{ხედ.დაჭ.}} = \sigma 2\pi r \cos\theta$ გვექნება,

$$h = \frac{2\sigma \cos\theta}{\rho g r} \quad (1)$$

სრული დასველებისას $\theta = 0$, $\cos\theta = 1$ და ამ შემთხვევაში

$$h = \frac{2\sigma}{\rho g r} \quad (2)$$

სრული არდასველებისას $\theta = \pi$, $\cos\theta = -1$ და ცხადია, რომ $h < 0$. არადასველებადი სითხის დონე კაპილარში დაიწევს ჭურჭელში (რომელშიც ჩაშვებულია კაპილარი) სითხის დონეზე დაბლა.

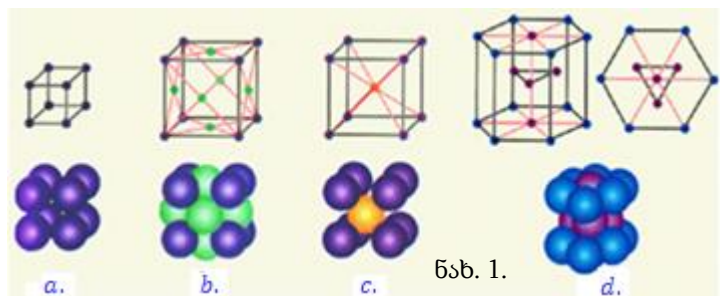
წყალი პრაქტიკულად მთლიანად ასველებს მინის სუფთა ზედაპირს. ვერცხლისწყალი კი, პირიქით არ ასველებს მინის ზედაპირს. ამიტომ ვერცხლისწყლის დონე მინის კაპილარში დაიწევს ჭურჭლის დონეზე დაბლა.

კაპილარული მოვლენები დიდ როლს თამაშობენ ბუნებასა და ტექნიკაში. მაგალითად, ნი-ადაგსა და მცენარეებში ტენიანობის გაცვლა, და სხვ.

§69. მყარი სხეულები. მონო და პოლიკრისტალები

თავიანთი ფიზიკური თვისებებით და მოლეკულური სტრუქტურების მიხედვით მყარი სხეულები იყოფიან ორ დიდ კლასად: ამორფულ და კრისტალურ სხეულებად. ამორფული სხეულების დამახასიათებელი თავისებურებაა იზოტროპულობა - მათი ფიზიკური თვისებები (მექანიკური, ოპტიკური და სხვ.) არ არის დამოკიდებული გარეშე ზემოქმედების მიმართულებაზე. იზოტროპულ მყარ სხეულებში მოლეკულები და ატომები განლაგებულია ქაოსურად, ქმნიან მხოლოდ რამოდენიმე ნაწილაკის შემცველ მცირე ლოკალურ ჯგუფებს (ახლო წესრიგი). თავიანთი სტრუქტურით ამორფული სხეულები ძალიან ახლოსაა სითხეებთან. ამორფული სხეულების მაგალითები, მინა, სხვადასხვა გამყარებული ფისები (ქარვა), პლასტიკები და ა.შ. თუ ამორფულ სხეულს გავათბობთ, მაშინ, ის თანდათანობით დარბილდება და გადადის თხევად მდგომარეობაში.

კრისტალები ხასიათდებიან მოლეკულებს შორის მნიშვნელოვანი ურთიერთქმედების ძალებით და ინარჩუნებენ მუდმივად არა მარტო თავიანთ მოცულობას, არამედ ფორმას. კრისტალებს გააჩნიათ წესიერი გეომეტრიული ფორმა, რაც წარმოადგენს მათი შემადგენელი ნაწილაკების (ატომების, მოლეკულების, იონების) მოწესრიგებული განლაგების შედეგს. სამი განზომილებით, პერიოდული განმეორებადობით დამახასიათებელ ნაწილაკების განლაგებას, კრისტალური მესერი ეწოდება. წერტილები სადაც განლაგებულია ნაწილაკები, უფრო ზუსტად წერტილები, რომელთა მიმართ ნაწილაკები ასრულებენ სითბურ მოძრაობას, კრისტალური მესერის კვანძები ეწოდებათ. ნახაზზე (ნახ. 1) მოცემულია მარტივი კრისტალური მესერების მაგალითები. მარტივ კუბურ მესერში (ნახ. 1, a) ნაწილაკები განლაგებულია კუბის წერტილებში. წახნაგცენტრირებულ კუბურ მესერში ნაწილაკები განლაგებულია არა მხოლოდ კუბის



ნახ. 1.

წვერობში, არამედ, აგრეთვე, მისი ყოველი წახნაგის ცენტრში (ნახ. 1, *b*). მოცულობაცენტრირებულ კუბურ მესერში დამატებითი ნაწილაკი განლაგებულია ყოველი ელემენტარული კუბური უჯრედის ცენტრში (ნახ. 1, *c*). ჰექსაგონალურ მესერში, ნაწილაკები შედარებით რთულადაა განლაგებული (ნახ. 1, *d*).

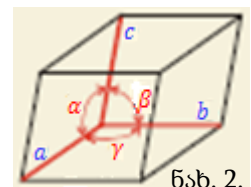
კრისტალებში ატომების განლაგება ხასიათდება კოორდინაციული რიცხვით - კრისტალურ მესერში, მოცემულ ატომის ერთნაირი ტიპის უახლოესი მეზობელი ატომების, ან, მოლეკულების (მოლეკულურ კრისტალებში) რიცხვით.

კრისტალები შეიძლება დავყოთ ორ ჯგუფად: მონოკრისტალებად - მყარი სხეულები, რომელთა ნაწილაკები ქმნიან ერთიან კრისტალურ მესერს, და პოლიკრისტალებად - რომლებიც შედგებიან მრავალი რიცხვი ქაოსურად ორიენტირებული მცირე ზომის კრისტალებისაგან, რომელთაც კრისტალიტებს უწოდებენ. მონოკრისტალების მახასიათებელი თავისებურებაა წარმოადგენს მათ ანიზოტროპულობა - ფიზიკური თვისებების (დრეკადი, მექანიკური, სითბური, ელექტრული და მაგნიტური) მიმართულებაზე დამოკიდებულება. მონოკრისტალებისაგან განსხვავებით, პოლიკრისტალური სხეულები იზოტროპულებია, ე.ი. მათი ფიზიკური თვისებები ერთნაირია ყველა მიმართულებებით.

არსებობს კრისტალების კლასიფიკაციის ორი ნიშანი: კრისტალოგრაფული და ფიზიკური.

კრისტალების კრისტალოგრაფული ნიშანი. ამ შემთხვევაში ჩვენ გვანტერესებს მხოლოდ ნაწილაკების განლაგებაში სივრცითი პერიოდულობა. კრისტალურ მესერს შეიძლება გააჩნდეს სხვადასხვა სახის სიმეტრია, კრისტალურ მესერის სიმეტრია არის მისი თვისება, შეუთავსდეს თავისთვის რაღაც სივრცითი გადაადგილებისას, მაგალითად, პარალელური გადატანისას, მობრუნებისას, არეკვლისას, ან მათი კომბინაციებისას და ა.შ. კრისტალური მესერისათვის დამახასიათებელია სიმეტრიის ელემენტების 230 კომბინაცია, ანუ, 230 სხვადასხვა სივრცითი ჯგუფი. რაც ნიშნავს, რომ სულ შეიძლება არსებობდეს 230 სხვადასხვა სივრცითი კრისტალური სტრუქტურა. რომელთაგან უმრავლესობა (მაგრამ არა ყველა) აღმოჩენილია ბუნებაში, ან, მიღებულია ხელოვნურად.

სამგანზომილებიან სივრცეში, გადატანით სიმეტრიასთან დაკავშირებულია სამგანზომილებიანი პერიოდული სტრუქტურის - სივრცითი მესერის, ანუ ბრავეს მესერის ცნება, რომლის შესახებ წარმოდგენა შემოღებული იქნა ფრანგი კრისტალოგრაფის ო. ბრავეს (1811–1863) მიერ. ყოველი სივრცითი სტრუქტურა შეიძლება შედგენილი იქნეს მიმნიშნალური ზომის ერთი და იმავე სტრუქტურული ელემენტის - ელემენტარული უჯრედის ყველა მიმართულებით პარალელური გადატანით (ტრანსლაციით). ელემენტარული კრისტალური უჯრედი წარმოადგენს a, b, c წიბოებზე აგებულ პარალელებს, რომლის წიბოებს შორის კუთხეებია α, β, γ (ნახ. 2). a, b, c და α, β, γ სიდიდეებს ელემენტარული უჯრედის პარამეტრები ეწოდებათ და ცალსახად განსაზღვრავენ მას.



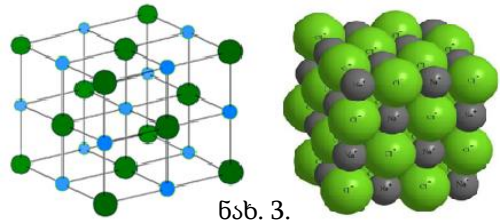
ნახ. 2.

სულ არსებობს 14 ტიპის ბრავეს მესერი, რომლებიც განსხვავდებიან გადატანითი სიმეტრიის სახით. სიმეტრიის ზრდის მიხედვით ისინი განაწილებული არიან შვიდი კრისტალოგრაფული სისტემის, ანუ, სინგონიის მიხედვით.

კრისტალების ფიზიკური ნიშანი. კრისტალური მესერის კვანძებში განლაგებული ნაწილაკების გვარობის და მათ შორის უთიერთქმედების ძალების ხასიათის მიხედვით კრისტალები იყოფიან ოთხ ტიპად: იონურ, ატომურ, ლითონურ და მოლეკულურ კრისტალებად.

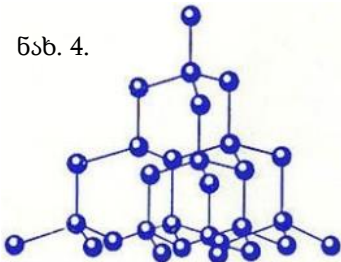
იონური კრისტალები. კრისტალური მესერის კვანძებში განლაგებულია საპირისპირო ნიშნის

იონები. ტიპური იონური კრისტალებია $NaCl$ (კუბური წახნაგცენტრირებული მესერი) და $CsCl$ (კუბური მოცულობაცენტრირებული მესერი) (ნახ. 3, Na^+ -ცისფერი ფერის, Cl^- -მწვანე ფერის) და სხვ. იონებს შორის ურთიერთქმედების ძალები ძირითადად ელექტროსტატიკურია (კულონური). სხვადასხვანიშნით დამუხტულ იონებს შორის, მიზიდვის კულონური ძალებით განპირობებულ კავშირს, იონური (ან, ჰეტეროპოლარული) კავშირი ეწოდება.



ნახ. 3.

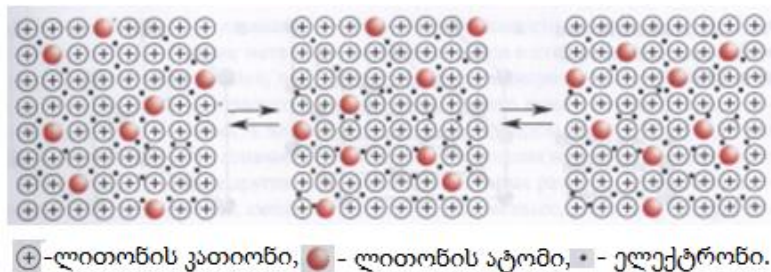
ატომური კრისტალები. კრისტალური მესერის კვანძებში განლაგებულია ნეიტრალური ატომები, რომლებიც დაკავშირებული არიან მესერის კვანძებში ჰომეოპოლარული, ან, კოვალენტური კავშირებით. ატომურ კრისტალებს წარმოადგენენ ალმასი და გრაფიტი (ნახშირბადის ორი სხვადასხვა მდგომარეობა), ზოგიერთი ორგანული ნაერთები (ZnS , BeO და ა.შ.), და აგრეთვე ტიპური ნახევარგამტარები - გერმანიუმი (Ge) და სილიციუმი (Si). ალმასის მესერის სტრუქტურა მოცემულია ნახაზზე (ნახ. 4), სადაც, ნახშირბადის ყოველი ატომი გარემოცულია ოთხი ასეთივე ატომით, რომლებიც განლაგებულია მისგან ერთნარ მანძილებზე, ტეტრაედრის წვეროებში. კოვალენტური კავშირები ხორციელდება წყვილი ელექტრონებით, როლებიც მოძრაობენ ორივე ატომის გარე ორბიტებზე. კოვალენტური ძალები მიმართულია ცენტრალური ატომიდან ტეტრაედრის წვეროებისაკენ. გრაფიტისაგან განსხვავებით, ალმასის მესერი არ შეიცავს ბრტყელ ფენებს, რაც არ გვაძლევს კრისტალის ცალკეული უბნების ძვრის საშუალებას, ამიტომ ალმასი წარმოადგენს მტკიცე ნაერთს.



ნახ. 4.

ლითონური კრისტალები. კრისტალური მესერის კვანძებში განლაგებულია ლითონის დადებითი იონები. კრისტალური მესერის წარმოშობისას ატომებთან შედარებით სუსტად დაკავშირებული სავალენტო ელექტრონები მოშორდებიან ატომებს და ხდებიან კოლექტივიზებული: ისინი უკვე ეკუთვნის არა ერთ ატომს, როგორც იონური კავშირის შემთხვევაში, და არა მეზობელი ატომების წყვილს, როგორც ჰომეოპოლარული კავშირის შემთხვევაში, არამედ მთელ კრისტალს მთლიანად. ამრიგად, ლითონებში დადებითი იონებს შორის ქაოსურად, აირის მოლეკულების მსგავსად, მოძრაობენ „თავისუფალი“ ელექტრონები (ნახ. 5), რომელთა არსებობა განაპირობებს, ლითონების კარგ ელექტროგამტარებლობას. რადგან ლითონურ კავშირს არ გააჩნია მიმართული ქმედება და მესერის დადებითი იონები ერთნაირია თავიანთი თვისებებით, ამიტომ ლითონებს უნდა გააჩნდეთ მაღალი რიგის სიმეტრია. მართლაც, ლითონების უმრავლესობას გააჩნია კუბური წახნაგცენტრირებული (Cu , Ag , Pt , Au) და კუბური მოცულობაცენტრირებული (Li , Na , K , Rb , Cs) მესერები. ყველაზე ხშირად, ლითონები გვხვდებიან პოლიკრისტალების სახით.

მოლეკულური კრისტალები. კრისტალური მესერის კვანძებში განლაგებულია ნეიტრალური მოლეკულები, რომელთა შორის ურთიერთქმედების ძალები განპირობებულია, ატომების ელექტრონულ გარსებში ელექტრონების უმნიშვნელო ურთიერთ წანაცვლებით. ამ ძალებს ვან-დერ-ვაალ-



⊕ - ლითონის კათიონი, • - ლითონის ატომი, • - ელექტრონი.

ნახ. 5.

ლსის ძალები ეწოდებათ, რადგან მათ გააჩნიათ ისეთივე ბუნება, როგორც რეალური აირის მოლეკულებს შორის მიზიდვის ძალებს. მოლეკულური კრისტალებს წარმოადგენენ, მაგალითად, უმრავლესი ორგანული ნაერთები (პარაფინი, სპირტი, რეზინა და სხვ.), ინერტული აირები (Ne, Ar, Kr, Xe), და აირები (CO_2, O_2, N_2) მყარ მდგომარეობაში, ყინული, აგრეთვე ბრომის და იოდის კრისტალები (Br_2 და I_2). ვან-დერ-ვაალსის ძალები საკმაოდ სუსტია, ამიტომ, მოლეკულური კრისტალები ადვილად დეფორმირდებიან.

ზოგიერთ მყარ სხეულებში შეიძლება ერთდროულად განხორციელდეს რამოდენიმე სახის კავშირი. მაგალითად, გრაფიტის მესერი (ჰექსაგონალური) შედგება პარალელური სიბრტყეების ერთობლიობისაგან, რომლებშიც ნახშირბადის ატომები განლაგებულია წესიერი ექვსკუთხედიების წვეროებში. სიბრტყეებს შორის მანძილი ორჯერ მეტად აღემატება ექვსკუთხედში ატომებს შორის მანძილს. სიბრტყეები დაკავშირებულია ერთმანეთთან ვან-დერ-ვაალსის ძალებით. სიბრტყეში ნახშირბადის ყოველი ატომის სამი სავალენტო ელექტრონი ქმნის კოვალენტურ კავშირს ნახშირბადის მეზობელ ატომებთან, ხოლო, მეოთხე ელექტრონი, რჩება „თავისუფალი“, კოლექტივიზებულია, მაგრამ, არა მთელს მესერში, არამედ, ერთ შრეში (სიბრტყეში). ამრიგად, ამ შემთხვევაში ადგილი აქვს სამი სახის კავშირს: ჰომოპოლარულს და ლითონურს, ერთი შრის საზღვრებში, და ვან-დერ-ვაალსის კავშირს შრეებს შორის. ამით აიხსნება გრაფიტის სირბილე, რადგან მის შრეებს შეუძლიათ ერთმანეთის მიმართ წანაცვლება.

ნახშირბადის ორი სახესხვაობის - გრაფიტის და ალმასის კრისტალური მესერების აგებულების განსხვავებით აიხსნება მათი ფიზიკური თვისებების განსხვავება: გრაფიტის სირბილე და ალმასის სიმტკიცე. გრაფიტი - ელექტროგამტარია, ალმასი - დიელექტრიკი.

არსებობს მრავალი კრისტალური სტრუქტურა. კრისტალური მესერის სტრუქტურა ექსპერიმენტულად შეისწავლება მონოკრისტალებზე, ან/და პოლიკრისტალებზე რენტგენის გამოსხივების დიფრაქციით. ერთი და იგივე ნივთიერება შეიძლება კრისტალიზირებული იქნეს სხვადასხვა კრისტალური მესერის სახით და გააჩნდეს ძალზე განსხვავებული თვისებები (კლასიკური მაგალითი გრაფიტი - ალმასი). ანუ, ნივთიერება შეიძლება არსებობდეს განსხვავებული ფიზიკური თვისებების რამოდენიმე კრისტალურ მოდიფიკაციაში (ფაზაში). მარტივი ნივთიერებების შემთხვევაში ამ მოვლენას ალოტროპია ეწოდება, ზოგად შემთხვევაში, ნებისმიერი ქიმიური ნაერთისათვის - პოლიმორფიზმი. ასეთი თვისებები გააჩნია გოგირდს, ნახშირბადს, კალას და რკინას. ერთი მოდიფიკაციიდან სხვაში გადასვლას პოლიმორფული გადასვლა ეწოდება. რომელიც უმრავლეს შემთხვევაში წარმოადგენს I გვარის ფაზურ გადასვლას და მიმდინარეობს სითბოს გამოყოფით ან შთანთქმით. პოლიმორფული გადასვლის საინტერესო და მნიშვნელოვან მაგალითს წარმოადგენს გრაფიტის ალმასად გარდაქმნა. ამავე, დროს სხვადასხვა ნივთიერებამ შეიძლება წარმოქმნას ერთნაირტიპიანი, ანუ, იზომორფული მესერები, ისე როგორც მაგალითად, მრავალი ლითონის მესერი: სპილენძი, ალუმინი, ვერცხლი, ოქრო.

§70. აორთქლება, სუბლიმაცია, დნობა და კრისტალიზაცია

როგორც სითხეებში, ისე მყარ სხეულებში ყოველთვის არსებობენ მოლეკულები, რომელთა კინეტიკური ენერგია აღემატება მათი დანარჩენ მოლეკულებთან ბმის ენერგიას, შეუძლიათ მოწყდნენ სითხის (მყარი სხეულის) ზედაპირს და გამოვიდნენ გარემომცველ გარემოში. ეს იწვევს დარჩენილი მოლეკულების საშუალო კინეტიკური ენერგიის შემცირებას, ანუ, სითხის გაცივებას

(თუ, რა თქმა უნდა ადგილი არ აქვს ენერგიის მიწოდებას გარემომცველი სხეულებიდან). სითხეებისათვის ამ პროცესს - თხევადი მდგომარეობიდან აირ მდგომარეობაში გადასვლას, აორთქლება (ან, ორთქლადქცევა), ხოლო მყარი სხეულებისათვის სუბლიმაცია (ან, აქროლადება) ეწოდება.

ორთქლადქცევის პროცესი რაოდენობრივად ხასიათდება ფიზიკური სიდიდით, რომელსაც ორთქლადქცევის კუთრი სითბო (r) ეწოდება და გვიჩვენებს, თუ რა რაოდენობის სითბოა საჭირო 1კგ სითხის ორთქლად გადაქცევისათვის, მოცემული ტემპერატურისას. ამრიგად, m მასის სითხის ორთქლად გადაქცევისათვის საჭირო სითბოს რაოდენობა ტოლია,

$$dQ = rm$$

სადაც, r - ორთქლადქცევის კუთრი სითბოა, m - სითხის მასა. აორთქლება მიმდინარეობს ნებისმიერი ტემპერატურისას, მაგრამ, მისი ინტენსივობა იზრდება ტემპერატურის გაზრდისას.

ორთქლის ტემპერატურის შემცირებისას ის შეიძლება გადაიქცეს სითხედ, რასაც კონდენსაცია ეწოდება. ე.ი. აორთქლების პროცესთან ერთად, ადგილი აქვს საპირისპირო პროცესს - ორთქლის კონდენსაციას. კონდენსაციის დროს ორთქლის მოლეკულები ბრუნდებიან სითხეში. კონდენსაციის პროცესი იწყება, მოცემული ნივთიერებისათვის დამახასიათებელი, რაღაც კრიტიკულ ტემპერატურაზე ნაკლები ტემპერატურისას. ორთქლის კონდენსაციის დროს გამოიყოფა სითბოს რაოდენობა, რომელიც საჭიროა კონდენსირებული ნივთიერების აორთქლებაზე,

$$dQ = -rm$$

სადაც, r - კონდენსაციის კუთრი სითბოა. კონდენსაციის ბუნებრივ მოვლენებს მიეკუთვნებიან წვიმა, თოვლი და ნამი.

თუ ერთეულ დროში, სითხის ერთეულ ზედაპირიდან აორთქლებული მოლეკულების რიცხვი, ტოლია ორთქლიდან სითხეში დაბრუნებული მოლეკულების რიცხვის, ე.ი. როცა აორთქლებისა და კონდენსაციის პროცესების სიჩქარეები ერთნაირია, მაშინ აორთქლებისა და კონდენსაციის პროცესებს შორის დამყარდება დინამიკური წონასწორობა. ორთქლს, რომელიც დინამიკურ წონასწორობაში იმყოფება თავის სითხესთან, ნაჯერი ორთქლი ეწოდება.

ერთეულ დროში, სითხის ერთეულ ზედაპირიდან აორთქლებული მოლეკულების რიცხვი დამოკიდებულია სითხის ტემპერატურაზე. ორთქლიდან სითხეში დაბრუნებული მოლეკულების რიცხვი დამოკიდებულია ორთქლის მოლეკულების კონცენტრაციაზე და მათი სითბური მოძრაობის საშუალო სიჩქარეზე, რომელიც განისაზღვრება ორთქლის ტემპერატურით. რადგან, აირის (ორთქლის) წნევა განისაზღვრება მისი კონცენტრაციით და ტემპერატურით, შეიძლება გავაკეთოთ დასკვნა, რომ მოცემული ნივთიერების ნაჯერი ორთქლის p_0 წნევა დამოკიდებულია მხოლოდ მის ტემპერატურაზე და არ არის დამოკიდებული მოცულობაზე.

ტემპერატურის გაზრდისას ნაჯერი ორთქლის წნევა და სიმკვრივე იზრდება, ხოლო, სითხის სიმკვრივე მცირდება, სითბური გაფართოების გამო. მოცემული ნივთიერებისათვის, T_c კრიტიკული ტემპერატურის ტოლი ტემპერატურისას, ორთქლის და სითხის სიმკვრივეები ერთნაირია. $T > T_c$ ტემპერატურისას სითხესა და მის ორთქლს შორის ფიზიკური განსხვავება ქრება.

თუ არანაჯერ ორთქლს იზოთერმულად შევკუმშავთ $T < T_c$ ტემპერატურისას, მაშინ, მისი წნევა იზრდება მანამ, სანამ არ გახდება ნაჯერი ორთქლის წნევის ტოლი. მოცულობის შემდგომი შემცირებისას, ჭურჭლის ფსკერზე წარმოიშობა სითხე და დამყარდება დინამიკური წონასწორობა სითხესა და მის ნაჯერ ორთქლს შორის. მოცულობის შემცირებისას სულ უფრო მეტი ორთქლი კონდენსირდება, ხოლო, მისი წნევა რჩება უცვლელი (იზოთერმის ჰორიზონტალური უბანი). როცა მთლიანი ორთქლი გადაიქცევა სითხედ, მოცულობის შემდგომი შემცირებისას წნევა მკვეთრად იზრდება, სითხის მცირე კუმშვადობის შედეგად. არანაჯერი ორთქლი შეიძლება თე-

ორიულად აღწერილი იქნეს იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლებით, რეალური აირების შესაბამისი შეზღუდვების პირობებისას: ორთქლის წნევა არ უნდა იყოს ძალიან დიდი, პრაქტიკულად $p \leq (10^6 \div 10^7)$ პა, ხოლო, მისი ტემპერატურა არ უნდა იყოს მოცემული ნივთიერებისათვის განსაზღვრულ, რაღაც ტემპერატურაზე მაღალი. ნაჯერი ორთქლისათვისაც შეიძლება მიახლოებით გამოყენებული იქნეს იდეალური აირის კანონები, იმ პირობით, რომ ყოველი T ტემპერატურისათვის ნაჯერი ორთქლის p_0 წნევა, განისაზღვრება მოცემული ნივთიერების $p_0(T)$ წონასწორობის მრუდით.

აირის წნევა, მოლეკულების მუდმივი კონცენტრაციისას, ტემპერატურის პირდაპირპროპორციულად იზრდება. ნაჯერი ორთქლის ტემპერატურის გაზრდისას კი, იზრდება არა მხოლოდ მოლეკულების მოძრაობის საშუალო კინეტიკური ენერგია, არამედ მათი კონცენტრაციაც. ამიტომ, ტემპერატურის გაზრდისას ნაჯერი ორთქლის წნევა იზრდება უფრო სწრაფად, ვიდრე იდეალური აირის წნევა, მოლეკულების მუდმივი კონცენტრაციისას.

აორთქლება შეიძლება მიმდინარეობდეს არა მხოლოდ სითხის ზედაპირიდან, არამედ, აგრეთვე სითხის მოცულობაში. სითხეში ყოველთვის არსებობს აირის უმცირესი ბუშტულები (მაგალითად, ჰაერის). როცა სითხის ნაჯერი ორთქლის წნევა ტოლია გარე წნევის (ე.ი. ბუშტულებში აირის წნევის), ან აღემატება მას, სითხე აორთქლდება ბუშტულების შიგნით. ორთქლით სავსე ბუშტულები გაფართოვდებიან და ამოტივტივდებიან ზედაპირზე. ამ პროცესს დუღილი ეწოდება. ამრიგად, სითხის დუღილი იწყება ისეთ ტემპერატურაზე, რომლის დროსაც, მისი ნაჯერი ორთქლის წნევა ტოლია გარე წნევის. კერძოდ, ნორმალური ატმოსფერული წნევისას, წყალი დუღს 100°C ტემპერატურაზე. ეს ნიშნავს, რომ ასეთი ტემპერატურისას წყლის ნაჯერი ორთქლის წნევა ტოლია 1 ატმ. სიმაღლის მიხედვით ატმოსფერული წნევა კლებულობს, ამიტომ, წყლის დუღილის ტემპერატურა კლებულობს (მიახლოებით 1°C -ით ყოველ 300მ სიმაღლეზე). 7კმ სიმაღლეზე წნევა შეადგენს მიახლოებით 0,4ატმ და დუღილის ტემპერატურა მცირდება 70°C -მდე.

პერმეტულად დახურულ ჭურჭელში სითხეს დუღილი არ შეუძლია, რადგან ტემპერატურის ყოველი მნიშვნელობისას, სითხესა და მის ნაჯერ ორთქლს შორის დამყარდება წონასწორობა. $p_0(T)$ წონასწორობის მრუდის მიხედვით შეიძლება განვსაზღვროთ სითხის დუღილის ტემპერატურა, წნევის სხვადასხვა მნიშვნელობებისას.

უმრავლეს მყარ სხეულებში სუბლიმაციის პროცესი ჩვეულებრივი ტემპერატურებისას უმნიშვნელოა და ორთქლის წნევა მყარი სხეულის ზედაპირზე მცირეა. ის იზრდება ტემპერატურის გაზრდისას. ინტენსიურ სუბლიმაციას განიცდიან ნაფთალინი, კამფორა, და სხვ., რაც ადვილად აღმოიჩინება მათთვის დამახასიათებელი სუნით. განსაკუთრებით ინტენსიურად მიმდინარეობს სუბლიმაცია ვაკუუმში, რაც გამოიყენება სარკეების დასამზადებლად. სუბლიმაციის ცნობილი მაგალითია, ყინულის ორთქლად გარდაქმნა - სველი სარეცხის გაშრობა ყინვაში.

თუ მყარ სხეულს გავატობთ, მისი შინაგანი ენერგია (რომელიც ტოლია მყარი სხეულის კრისტალური მესერის კვანძებში განლაგებული ნაწილაკების რხევითი მოძრაობის ენერგიის და ამ ნაწილაკების ურთიერთქმედების ენერგიის ჯამის) გაიზრდება. ტემპერატურის გაზრდისას ნაწილაკების რხევის ამპლიტუდა გაიზრდება მანამ, სანამ კრისტალური მესერი არ დაირღვევა - დაიწყება კრისტალური სხეულის დნობა. მყარ სხეულზე სითხის თანდათანობითი გადაცემისას მისი ტემპერატურა იზრდება, ხოლო $T_{\text{დნ}}$ დნობის ტემპერატურისას დაიწყება მყარი მდგომარეობიდან თხევად მდგომარეობაში გადასვლა. $T_{\text{დნ}}$ ტემპერატურა რჩება მუდმივი მანამ, სანამ კრისტალი მთლიანად არ გადნება, და მხოლოდ ამის შემდეგ დაიწყება სითხის ტემპერატურის ზრ-

და. 1კგ ნივთიერების გასადნობად საჭირო სითბოს რაოდენობას დნობის კუთრი სითბო ეწოდება და ტოლია,

$$dQ = \lambda m \quad (3)$$

სადაც, λ - დნობის კუთრი სითბოა, რომელიც გვიჩვენებს, თუ რა რაოდენობის სითბოა საჭირო 1კგ სხეულის გასადნობად, მოცემული ტემპერატურისას, m - სითხის მასა.

თუ სითხეს გავაცივებთ, დაიწყება საპირისპირო პროცესი - დასაწყისში ჯერ სითხის ტემპერატურა დაიწევს, შემდეგ კი, T_c ტოლი ტემპერატურისას დაიწყება კრისტალიზაცია, რომლის დამთავრების შემდეგ კრისტალის ტემპერატურა კვლავ დაიწყებს შემცირებას. ნივთიერების კრისტალიზაციისათვის საჭიროა ე.წ. კრისტალიზაციის ცენტრების - კრისტალური ჩანასახების არსებობა, რომლებიც შეიძლება იყოს არა მხოლოდ წარმომშობი ნივთიერების კრისტალიტები, არამედ, მინარევები, აგრეთვე მტვერი, მური და სხვ.

სუფთა სითხეში კრისტალიზაციის ცენტრების არ არსებობა ამნელებს მიკროსკოპული კრისტალიტების წარმოშობას, ნივთიერება, რჩება რა თხევად მდგომარეობაში, ცივდება კრისტალიზაციის ტემპერატურაზე დაბალ ტემპერატურამდე და წარმოიშობა გადაცივებული სითხე. ძლიერი გადაცივებისას იწყება კრისტალიზაციის ცენტრების სპონტანური წარმოშობა და ხდება ნივთიერების საკმაოდ სწრაფი კრისტალიზაცია.

დიდი სიბლანტის გამო ძლიერ გადაცივებული სითხეები კარგავენ დენადობას, მაგრამ, ისევე როგორც მყარი სხეულები ინარჩუნებენ თავიანთ ფორმას. ამ სხეულებმა მიიღეს ამორფული მყარი სხეულების სახელწოდება. მათ მიეკუთვნებიან ფისი, ცვილი, ლუქი, მინა და სხვ. ამორფული სხეულები იზოტროპულია, ე.ი. მათი თვისებები ყველა მიმართულებით ერთნაირია. მათთვის, ისევე როგორც სითხეებისათვის დამახასიათებელია ახლო წესრიგი ნაწილაკების განლაგებაში. მაგრამ, სითხეებისაგან განსხვავებით ნაწილაკების ძვრადობა საკმაოდ მცირეა. ამორფულ სხეულებს არ გააჩნიათ დნობის განსაზღვრული წერტილი. ცდები გვიჩვენებენ, რომ ამორფულ სხეულებში დროთა განმავლობაში ადგილი აქვს კრისტალიზაციის პროცესს. მაგალითად, მინაში ჩნდება კრისტალიტები, ის კარგავს გამჭვირვალობას, იწყებს გამუქებას და გარდაიქმნება პოლიკრისტალურ სხეულად.

§71. ფაზური გადასვლები

ფაზა არის ნივთიერების თერმოდინამიკური წონასწორული მდგომარეობა, რომელიც განსხვავდება ფიზიკური თვისებებით, იმავე ნივთიერების სხვა შესაძლო წონასწორული მდგომარეობისაგან. მაგალითად, თუ დახურულ ჭურჭელში მოთავსებულია წყალი, მაშინ ეს სისტემა იქნება ორფაზიანი: თხევადი ფაზა - წყალი, და აირი ფაზა - ჰაერისა და წყლის ორთქლის ნარევი. თუ წყალში ჩავაგდებთ ყინულის ნატებს, მაშინ სისტემა გახდება სამფაზიანი, სადაც ყინული წარმოადგენს მყარ ფაზას. ხშირად ფაზის ცნება გამოიყენება აგრეგატული მდგომარეობის აზრით, მაგრამ, უნდა გავითვალისწინოთ, რომ ის უფრო ფართო ცნებაა ვიდრე აგრეგატული მდგომარეობა. ნივთიერება ერთი აგრეგატული მდგომარეობის ფარგლებში შეიძლება იმყოფებოდეს თავისი თვისებებით, შემადგენლობით და აგებულებით განსხვავებულ რამოდენიმე სხვადასხვა ფაზაში (მაგალითად, ყინული გვხვდება ხუთ სხვადასხვა მოდიფიკაციაში - ფაზაში). როცა სისტემა ერთკომპონენტანია - შედგება ქიმიურად ერთგვაროვანი ნივთიერებისაგან, მაშინ ფაზის ცნება ემთხვევა ნივთიერების აგრეგატული მდგომარეობის ცნებას, რომელიც შეიძლება იყოს თხევადი,

მყარი, ან, აირი.

ნივთიერების ერთი ფაზიდან სხვა ფაზაში გადასვლა - ფაზური გადასვლა, ყოველთვის დაკავშირებულია ნივთიერების თვისებების ცვლილებებთან. ფაზური გადასვლის მაგალითად შეიძლება გამოყენებული იქნეს ნივთიერების აგრეგატული მდგომარეობის ცვლილება, და ნივთიერების შემადგენლობის, აგებულების და თვისებების ცვლილებებთან დაკავშირებული გადასვლები (მაგალითად, კრისტალური ნივთიერების გადასვლა ერთი მოდიფიკაციიდან მეორეში).

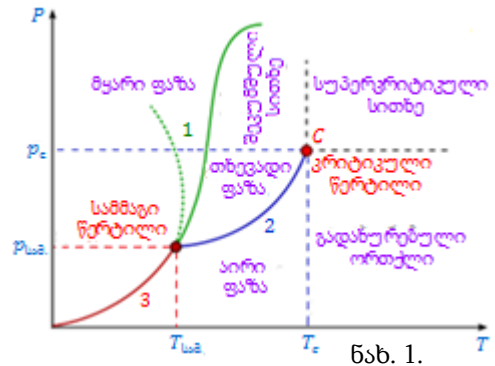
განასხვავებენ I და II გვარის ფაზურ გადასვლებს. I გვარის ფაზური გადასვლა მიმდინარეობს სითბოს გამოყოფით, ან, შთანთქმით (მაგალითად, დნობა კრისტალიზაცია), რომელსაც ფაზური გადასვლის სითბო ეწოდება. I გვარის ფაზური გადასვლისთვის დამახასიათებელია ტემპერატურის მუდმივობა, ენტროპიის და მოცულობის ცვლილება. I გვარის ფაზური გადასვლების ყველაზე გავრცელებული მაგალითებია: დნობა (მყარი კრისტალური მდგომარეობიდან, თხევად მდგომარეობაში გადასვლა) და კრისტალიზაცია (გამყარება) (ნივთიერების გადასვლა თხევადი მდგომარეობიდან კრისტალურ მყარ მდგომარეობაში), აორთქლება (თხევადი მდგომარეობიდან, აირ მდგომარეობაში გადასვლა) და კონდენსაცია (აირი მდგომარეობიდან, თხევად, ან, მყარ მდგომარეობაში გადასვლა), სუბლიმაცია (აქროლება) (მყარი კრისტალური მდგომარეობიდან, აირ მდგომარეობაში გადასვლა) და დესუბლიმაცია.

ფაზური გადასვლები, რომლებიც არ არიან დაკავშირებული სითბოს შთანთქმასა და გამოყოფასთან, და მოცულობის ცვლილებასთან, II გვარის ფაზური გადასვლა ეწოდება. II გვარის ფაზური გადასვლისათვის დამახასიათებელია მოცულობის და ენტროპიის მუდმივობა, მაგრამ სითბოტევადობა იცვლება ნახტომისებურად. II გვარის ფაზური გადასვლის მაგალითებს წარმოადგენს: განსაზღვრული წნევისა და ტემპერატურისას ფერომაგნიტური ნივთიერებების (რკინა, ნიკელი) გადასვლები პარამაგნიტურ მდგომარეობაში. ლითონების და ზოგიერთი შენადნობების, ზეგამტარ მდგომარეობაში გადასვლები, რომლის დროსაც ელექტრული წინაღობა ნახტომისებურად მცირდება ნულამდე. ჩვეულებრივი თხევადი ჰელიუმის (ჰელიუმი I), სხვა თხევად მოდიფიკაციაში (ჰელიუმი II) გარდაქმნა, რომელსაც გააჩნია ზედენადობის თვისება. ამორფული სხეულების გადასვლა მინისებრ მდგომარეობაში.

თანამედროვე ფიზიკა შეისწავლის აგრეთვე სისტემებს, რომელთაც გააჩნიათ მესამე და უფრო მაღალი გვარის ფაზური გადასვლები. უკანასკნელ ხანებში ფართოდ გამოიყენება კვანტური ფაზური გადასვლის ცნება, ე.ი. ფაზური გადასვლა, რომელიც ხასიათდება არა კლასიკური, არამედ კვანტური სითბური ფლუქტუაციებით, რომლებიც არსებობენ ტემპერატურის აბსოლუტური ნულისასაც, სადაც კლასიკური ფაზური გადასვლები, ნერსნტის თეორემის თანახმად არ შეიძლება არსებობდნენ.

მდგომარეობის დიაგრამა. ნივთიერების მდგომარეობის და მისი ფაზური გადასვლების აღწერისა და თვალსაჩინო წარმოდგენის მიზნით გამოიყენება p და T ცვლადები. მოცემული T ტემპერატურისას, ერთი და იგივე ნივთიერების ორ ფაზას შორის თერმოდინამიკური წონასწორობა შესაძლებელია მხოლოდ სისტემაში p წნევის განსაზღვრული მნიშვნელობისას. წონასწორობიერი p წნევის, T ტემპერატურაზე დამოკიდებულებას ფაზური წონასწორობის მრუდი ეწოდება. ამ p და T ცვლადებზე აგებულ დიაგრამას მდგომარეობის დიაგრამა ეწოდება. ამ დიაგრამის ყოველ წერტილს შეესაბამება განსაზღვრული წონასწორობიერი მდგომარეობა. ის საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ, თუ როგორი ფაზური გადასვლები მიმდინარეობს ამა თუ იმ პროცესებისას. მდგომარეობის დიაგრამაზე (ნახ. 1), p, T კოორდინატებში მოცემულია ფაზური გადასვლის ტემპერატურასა და წნევას შორის დამოკიდებულება აორთქლების, დნობის და სუბლიმაციის მრუ-

დების სახით, რომელებიც დიაგრამის ველს ყოფენ მყარი, თხევადი და აირი ფაზების არსებობის შესაბამის სამ არედ (ნახ. 1). ყოველი წერტილი მათზე შეესაბამება ორი ფაზის თანაარსებობის წონასწორობის პირობას. წერტილი, რომელშიც გადაიკვეთებიან ეს მრუდები და რომელიც განსაზღვრავს ნივთიერების სამი ფაზის ერთდროული წონასწორობის თანაარსებობის პირობას ($T_{სამ}$, ტემპერატურა და მის შესაბამისი წონასწორობი წნევა $p_{სამ}$) სამმაგი წერტილი ეწოდება. ყოველ ნივთიერებას გააჩნია მხოლოდ ერთი სამმაგი წერტილი. წყლის სამმაგ წერტილს შეესაბამება $273,16K$ ($0,01^{\circ}C$) ტემპერატურა და $p = 610.5$ ჰა წნევა. წყლის სამმაგი წერტილი გამოიყენება კელვინის და ცელსიუსის ტემპერატურული შკალების ძირითად რეპერულ წერტილად. ე.ი. სამმაგ წერტილში იკვეთებიან: მყარი და თხევადი ფაზების გამყოფი დნობის მრუდი (1) (რომელიც ყოფს მყარ და თხევად ფაზებს), თხევადი და აირი ფაზების გამყოფი აორთქლების მრუდი (2), მყარი და აირი ფაზების გამყოფი სუბლიმაციის (აქროლების) მრუდი (3).

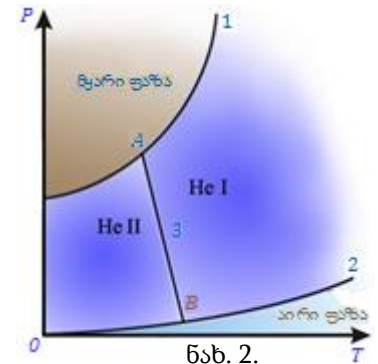


მდგომარეობის დიაგრამაზე აორთქლების მრუდი (2) მთავრდება კრიტიკულ წერტილში (C), სადაც თხევად და აირ ფაზებს შორის განსხვავება ქრება. როცა ტემპერატურა აღმოჩნდება კრიტიკულზე მეტი, მაშინ თხევად და აირ ფაზებს შორის განსხვავება ქრება, ადგილი აქვს კრიტიკული ოპალესცენციის მოვლენას.

თავისი ფიზიკურ-ქიმიური თვისებებით ერთგვაროვანი ნივთიერება წონასწორობაში შეიძლება იმყოფებოდეს არა უმეტეს სამი ფაზისა. წერტილები, რომლებშიც შეიძლება ერთდროულად არსებობდეს სამზე მეტი ფაზა, არ არსებობენ.

ნივთიერება სამ განსხვავებულ აგრეგატულ მდგომარეობებში შეიძლება იმყოფებოდეს ტემპერატურისა და წნევის მნიშვნელობებისას, რომელიც არ შეესაბამება სამმაგ წერტილს. მაგალითად, ბუნებაში სხვადასხვა ამინდების პირობებში ერთდროულად გვხვდება ყინული, წყალი და წყლის ორთქლი. მაგრამ, სამმაგი წერტილის მდგომარეობისაგან განსხვავებით, აღნიშნული მდგომარეობა არ არის წონასწორობი და მათთვის დამახასიათებელია ნივთიერების მუდმივი გადასვლა ერთი ფაზიდან მეორეში.

ჰელიუმის განმასხვავებელ თვისებებებს წარმოადგენს მყარი, თხევადი და აირი ფაზების, ერთდროული წონასწორობის არსებობის შესაბამისი სამმაგი წერტილის არ არსებობა. ნახაზიდან (ნახ. 2) ჩანს, რომ დნობის და აორთქლების მრუდები არ გადაიკვეთებიან, რადგან მყარი ფაზა წარმოიშობა მხოლოდ 25ატმ-ზე მეტი წნევისას, ხოლო, 25ატმ-ზე ნაკლები წნევისას ჰელიუმი რჩება თხევად მდგომარეობაში ტემპერატურის აბსოლუტურ ნულამდე (რაც აიხსნება კვანტური თეორიით). მაგრამ, ეს არ ნიშნავს, რომ მას არ გააჩნია სამმაგი წერტილი. ჰელიუმს გააჩნია თავიანთი თვისებებით განსხვავებული ორი თხევადი ფაზა: He I და He II. ნახაზზე (ნახ. 2) გამოსახული A და B წერტილები წარმოადგენენ სამმაგ წერტილებს, სადაც, წონასწორობის მდგომარეობაში არსებობენ სამი ფაზა: He I და He II და კრისტალური ჰელიუმი (A წერტილი), ან, ჰელიუმი აირ მდგომარეობაში (B წერტილი). B წერტილის შესაბამისი ტემპერატურა მიახლოებით

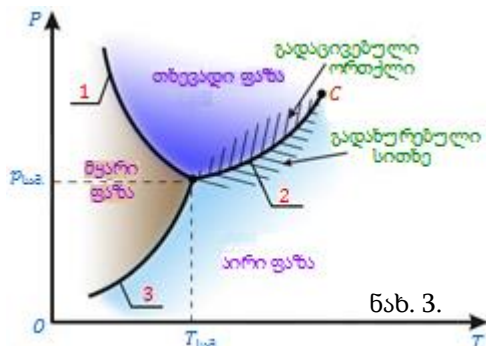


ტოლია $\sim 2.2K$.

ყველა მყარ ნივთიერებას გააჩნია, ერთმანეთისაგან სტრუქტურულად განსხვავებული სხვადასხვა კრისტალური მოდიფიკაციის შესაბამისი რამოდენიმე ფაზური მდგომარეობა, რომლებიც შეიძლება ზუსტად ისევე იმყოფებოდეს ერთმანეთთან ფაზურ წონასწორობაში, როგორც სხვადასხვა აგრეგატული მდგომარეობებთან დაკავშირებული ფაზები. მდგომარეობის დიაგრამაზე ამ ფაზების წონასწორობის პირობებს შეესაბამება წონასწორობის მრუდები ფაზური გადასვლებისას. არსებობენ სამმაგი წერტილები, რომლებშიც ერთდროულად შეიძლება იმყოფებოდნენ წონასწორობაში სამი ფაზა, რომელთაგან ორი წარმოადგენს კრისტალურ მოდიფიკაციას, ხოლო, ერთი ან სითხეა, ან, აირი. ზოგიერთ ნივთიერებებს სამმაგი წერტილები გააჩნია სამი სხვადასხვა კრისტალური მოდიფიკაციის წონასწორობისას.

ნივთიერების თვისება, გააჩნდეს რამოდენიმე კრისტალური მოდიფიკაცია, პოლიმორფიზმი ეწოდება. ეს თვისებები გააჩნია გოგირდს, ნახშირბადს, კალას და რკინას. ყინულს გააჩნია რამოდენიმე კრისტალური მოდიფიკაცია. ერთი კრისტალური მოდიფიკაციიდან მეორეში ფაზურ გადასვლას პოლიმორფული გარდაქმნა ეწოდება, რომელიც უმრავლეს შემთხვევაში წარმოადგენს პირველი გვარის ფაზურ გადასვლას და მიმდინარეობს სითბოს გამოყოფით, ან შთანთქმით.

სხვადასხვა კრისტალური მოდიფიკაციებისათვის დამახასიათებელია მეტასტაბილური მდგომარეობების, ანუ, ისეთი მდგომარეობების არსებობა, რომლის დროსაც ერთი ფაზა არსებობს სხვა ფაზის ტემპერატურისა და წნევის არეში. ასეთი მეტასტაბილური მდგომარეობები არსებობენ ერთი აგრეგატული მდგომარეობიდან მეორეში ფაზური გადასვლებისას, სამმაგი წერტილის მახლობლობაში. ნახაზზე (ნახ. 3) სქემატურად გამოსახულია სითხე-აირი ფაზური გადასვლის მეტასტაბილური მდგომარეობების არეები. 2 მრუდის ზემოთ არსებობს გადაცივებული ორთქლის შესაბამისი არე, ხოლო, ქვემოთ კი - გადახურებული სითხის. ნივთიერება აღნიშნულ მეტასტაბილურ მდგომარეობებში გამოიყენება ისეთ ფიზიკურ ხელსაწყოებში, როგორიცაა ვილსონის კამერა და ბუშტოვანი კამერა.



ერთი და იგივე ნივთიერების ორი ფაზის წონასწორობის მრუდის განსაზღვრისათვის უნდა ვიცოდეთ ფაზური გადასვლის წერტილში წნევასა და ტემპერატურას შორის დამოკიდებულება $p = p(T)$, რომელსაც შემდეგი სახე გააჩნია

$$\frac{dp}{dT} = \frac{Q}{T(V_2 - V_1)} \quad (1)$$

და კლაპეირონ-კლაუზიუსის განტოლება ეწოდება. რომელიც შეიძლება შემდეგნაირადაც ჩავწეროთ,

$$dT = \frac{T(V_2 - V_1)}{Q} dp \quad (2)$$

სადაც, Q - ფაზური გადასვლის სითბო (აორთქლების სითბო, დნობის სითბო), T - გადასვლის ტემპერატურა (პროცესი იზოთერმულია), $(V_2 - V_1)$ - ნივთიერების მოცულობის ცვლილება, მისი პირველი ფაზიდან მეორეში გადასვლისას. კლაპეირონ-კლაუზიუსის განტოლება საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ წონასწორობის მრუდების დახრები. რადგან, Q და T სიდიდეები დადებითები, მრუდების დახრა განისაზღვრება $(V_2 - V_1)$ სხვაობის ნიშნით. სითხეების აორთქლებისას და მყარი სხეულების სუბლიმაციისას ნივთიერების მოცულობა ყოველთვის იზრდება, ამი-

ტომ კლაპეირონ-კლაუზიუსის განტოლების თანახმად $dp/dT > 0$, ამიტომ, ცხადია, რომ ასეთი პროცესების დროს, ტემპერატურის გაზრდა იწვევს წნევის გაზრდას, და პირიქით. მრავალი ნივთიერების დნობისას, მისი მოცულობა იზრდება, ე.ი. $dp/dT > 0$, ამიტომ, ცხადია, რომ წნევის გაზრდა იწვევს, დნობის ტემპერატურის გაზრდას. ზოგიერთი ნივთიერებებისათვის (H_2O , Ge , თუჯი და სხვ.) თხევადი ფაზის მოცულობა ნაკლებია მყარი ფაზის მოცულობაზე, ე.ი. $dp/dT < 0$, ამიტომ, ცხადია, რომ წნევის გაზრდა იწვევს დნობის ტემპერატურის შემცირებას (წყვეტილი ხაზი (ნახ. 3)). ნივთიერების უმრავლესობისათვის $(V_2 - V_1) > 0$, ამიტომ ფაზური წონასწორობის მრუდი დახრილია მარჯვნივ, (რადგან $dp/dT > 0$). არსებობს გამონაკლისი, მაგალითად, წყლის მოცულობა ნაკლებია ყინულის მოცულობაზე, $(V_2 - V_1) < 0$. ამიტომ, წყლის დნობის მრუდი დახრილია მარცხნივ ($dp/dT < 0$).

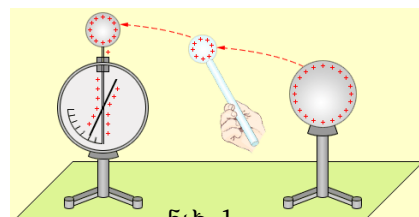
მრავალი ნივთიერებისათვის სამმაგ წერტილში წნევა ნაკლებია 1ატმ-ზე. ასეთი ნივთიერებები, ატმოსფერული წნევის პირობებში გათბობისას დნებიან. მაგრამ, არსებობენ ნივთიერებები, რომელთა სამმაგი წნევა $p_{სამ.}$ აღემატება 1ატმ. მაგალითად, ნახშირორჟანგისთვის (CO_2) წნევა $p_{სამ.} = 5.11$ ატმ. და $T_{სამ.} = 216.5K$. ამიტომ, ატმოსფერული წნევისას, მყარი ნახშირორჟანგი შეიძლება არსებობდეს მხოლოდ დაბალი ტემპერატურებისას, ხოლო, თხევად მდგომარეობაში $p = 1$ ატმ წნევისას საერთოდ არ არსებობს. ატმოსფერული წნევისას ნახშირორჟანგი მყარ მდგომარეობაში თავის ორთქლთა წონასწორობის მდგომარეობაში იმყოფება $173K$ ($-80^{\circ}C$) ტემპერატურისას. ეს არის ფართოდ გამოყენებული „მშრალი ყინული“ რომელიც არასდროს არ დნება, არამედ მხოლოდ ორთქლდება (განიცდის სუბლიმაციას).

ნაწილი III. ელექტრომაგნეტიზმი.

თავი 12. ელექტროსტატიკა და მისი მახასიათებლები

§72. ელექტრული მუხტი. ელექტრული მუხტის შენახვის კანონი

ელექტროსტატიკა შეისწავლისა უძრავ ელექტრულ მუხტებთან დაკავშირებულ მოვლენებს. ელექტრული მუხტი არის ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედების ინტენსივობის განმსაზღვრელი ფიზიკური სიდიდე. ელექტრულ მუხტს, ჩვეულებრივ q ან Q ასოებით აღნიშნავენ. მუხტი შეიძლება გადაეცეს ერთი სხეულიდან მეორეზე (მაგალითად, უშუალო კონტაქტისას) (ნახ.1).



ნახ. 1.

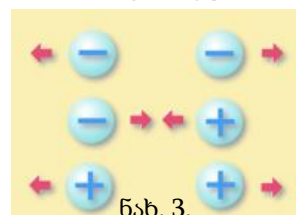
სხეულის მასისგან განსხვავებით ელექტრული მუხტი არ წარმოადგენს მოცემული სხეულის განუყოფელ თვისებას. ერთი და იგივე სხეულს, სხვადასხვა პირობებში, შეიძლება სხვადასხვა მუხტი გააჩნდეს. სხეულების ხახუნით დაელექტროებისას, ყოველთვის დაიმუხტება ორივე სხეული, ამასთან, სიდიდით ტოლი და ნიშნით საპირისპირო მუხტებით.

დამუხტვის პროცესში, სხეული დაკარგავს ან შეიძენს ელექტრულ მუხტს. ბუნებაში არსებობს ორი ნიშნის ელექტრული მუხტები, რომელთაც პირობითად დადებითი და უარყოფითი მუხტები ეწოდებათ. მუხტს, რომელსაც შეიძენს მინის ღერო აბრეშუმის ქსოვილზე, ან ქაღალდზე ხახუნის შედეგად, დადებითი ეწოდება. ხოლო, მუხტს, რომელსაც შეიძენს ებონიტის ღერო შალის ქსოვილზე, ან ბეწვის ქურქზე ხახუნისას, უარყოფითი ეწოდება (ნახ. 2). ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში (SI) ელექტრული მუხტის ერთეულია კულონი (კ).



ნახ. 2.

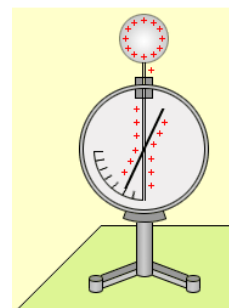
ერთნიშნისანი მუხტები ერთმანეთისაგან განიზიდებიან, ხოლო, სხვადასხვანიშნისანი მუხტები კი მიიზიდებიან (ნახ. 3). ელექტრული მუხტი დისკრეტულია - ნებისმიერი სხეულის მუხტი შეადგენს, რაღაც ელემენტარული ელექტრული მუხტის მთელი რიცხვის ჯერადს: $q = \pm ne$ ($n = 0, 1, 2, \dots$). ფიზიკურ სიდიდეებს, რომელთაც შეუძლიათ მხოლოდ დისკრეტული მნიშვნელობების მიღება დაქვანტულს (ქვანტურს) უწოდებენ. ელემენტარული ელექტრული მუხტი, ელექტრული მუხტის ქვანტს (უმცირესი პორციას) წარმოადგენს. ელემენტარული უარყოფითი მუხტი გააჩნია ელექტრონს ($q_e \equiv e = -1.6 \cdot 10^{-19}$ კ), ხოლო, ელემენტარული დადებითი მუხტი კი გააჩნია პროტონს ($q_p \equiv p = 1.6 \cdot 10^{-19}$ კ).



ნახ. 3.

ნეიტრალური ატომის ბირთვში პროტონების რიცხვი, ელექტრონულ გარსებზე ელექტრონების რიცხვის ტოლია და ატომურ რიცხვს უწოდებენ. მოცემული ნივთიერების ატომს შეუძლია დაკარგოს ერთი ან რამდენიმე ელექტრონი, ან მიიერთოს ზედმეტი ელექტრონი. ასეთ შემთხვევებში, ნეიტრალური ატომი დადებით, ან უარყოფითად დამუხტულ იონად იქცევა.

ლაბორატორიულ ცდებში ელექტრული მუხტის აღმოსაჩენად და გასაზომად გამოიყენება ელექტრომეტრი - ხელსაწყო, რომელიც შედგება ლითონის ღეროსა და ჰორიზონტული ღერძის გარშემო მბრუნავი ისრისაგან (ნახ. 4). ღერო ისრით, იზოლირებულია ლითონის კორპუსისაგან. დამუხტულ სხეულის, ელექტრომეტრის ღეროსთან შეხებისას, ერთი ნიშნის მქონე მუხტი ნაწილდება ღეროსა და ისარზე. ელექტრული განზიდვის ძალები იწვევენ ისრის გარკვეული კუთხით მობრუნებას, რომლის მიხედვითაც



ნახ. 4.

შეიძლება ვიმსჯელოთ ელექტრომეტრზე გადაცემული მუხტის შესახებ. ელექტრომეტრი საკმაოდ უხეში ხელსაწყოა, ის მუხტების ურთიერთქმედების ძალების გაზომვის საშუალებას არ იძლევა.

ინგლისელი ფიზიკოსის მ. ფარადეის (1791-1867) მიერ ფორმულირებული იქნა ელექტრული მუხტების შენახვის კანონი, რომელიც შემდეგში მდგომარეობს: ნებისმიერი იზოლირებული სისტემის ელექტრული მუხტების ალგებრული ჯამი რჩება მუდმივი, ამ სისტემაში მიმდინარე ნებისმიერი პროცესებისას,

$$q = \sum_{i=1}^n q_i = \text{const}$$

§74. კულონის კანონი

ფრანგი ფიზიკოსის შ. კულონის (1736-1806) მიერ 1785წ., შემოღებული იქნა წერტილოვანი მუხტის ცნება (ანალოგიურია ნივთიერი წერტილის ცნების) და ჩატარებული იქნა მათ შორის ურთიერთქმედების ძალის განსაზღვრის ექსპერიმენტები. ამისათვის მის მიერ გამოყენებული იქნა სპეციალურად დამზადებული გრეხილი სასწორი (ნახ. 1). მინის ცილინდრული ფორმის ჭურჭლის შიგნით მოთავსებული იყო მსუბუქი დიელექტრიკული მხარეული, რომელზედაც დამაგრებული იყო მასითა და ზომით იდენტური ორი ბურთულა. მხარეული ჩამოკიდებული იყო კვარცის ძაფზე, რომელიც ასრულებდა გამზომი დრეკადი ელემენტის ფუნქციას. დანადგარის შიგნით შეჰქონდათ მესამე ბურთულა, რომელზედაც შეიძლებოდა ელექტრული მუხტის მინიჭება. ერთნაირი ნიშნით დამუხტული ბურთულების ურთიერთქმედებისას, თხელი კვარცის ძაფი დაიგრიბებოდა, ამასთან, მისი დაგრების კუთხე განისაზღვრებოდა მოქმედი ძალის მომენტით - ელექტროსტატიკური ურთიერთქმედების ძალის მოდულის, მხარზე (მხარეულის სიგრძის ნახევარზე) ნამრავლით. რადგან დაგრების კუთხე წრფივად იყო დამოკიდებული მოქმედი ძალის მომენტზე, ამიტომ შესაძლებელი იყო მისი სიდიდის გამოთვლა. თავისი ექსპერიმენტების საფუძველზე კულონის მიერ დადგენილი უძრავი წერტილოვანი ელექტრული მუხტების ურთიერთქმედების კანონი, რომელიც შემდეგში მდგომარეობს: ვაკუუმში ორი უძრავი წერტილოვანი ელექტრული მუხტი ურთიერთქმედებს ძალით, რომელიც მათი q_1 და q_2 მუხტების ნამრავლის პროპორციულია და მათ შორის r მანძილის კვადრატის უკუპროპორციულია,



$$\vec{F}_o = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{r} \quad (1)$$

ან, სკალარული ფორმით,

$$F_o = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (2)$$

სადაც, $\vec{F}_o$ - q_1 და q_2 მუხტებს შორის ურთიერთქმედების ძალაა ვაკუუმში, q_1 და q_2 - მუხტების სიდიდეები, $\vec{r}$ - რადიუს-ვექტორი (q_1 მუხტიდან, q_2 მუხტისაკენ მიმართული ვექტორი, რომელიც მოდულით ტოლია მათ შორის r მანძილის), k - პროპორციულობის კოეფიციენტი და დამოკიდებულია ერთეულთა სისტემის არჩევაზე. ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში (SI) k პროპორციულობის კოეფიციენტი ტოლია,

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \quad (3)$$

სადაც, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ კ}^2/(\text{ნ} \cdot \text{მ}^2)$ ან, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ ფ/მ}$ სიდიდეს, ელექტრული მუდმივა ეწოდება. ϵ_0 სიდიდის მნიშვნელობას თუ გავითვალისწინებთ (3) ფორმულაში, მივიღებთ k პროპორციულობის კოეფიციენტის რიცხვითი მნიშვნელობას,

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 (\text{ნ} \cdot \text{მ}^2)/\text{კ}^2 = 9 \cdot 10^9 \text{ მ/ფ} \quad (4)$$

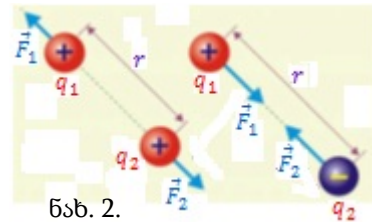
სადაც, ფარადი (ფ) - ელექტროტევადობის ერთეულია. როცა ურთიერთმოქმედი მუხტები მოთავსებულია ერთგვაროვან და იზოტროპულ გარემოში, კულონის კანონს შემდეგი სახე გააჩნია,

$$\vec{F} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \frac{\vec{r}}{\epsilon r} \quad (5)$$

ან, სკალარული ფორმით,

$$F = k \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2} \quad (6)$$

სადაც, ϵ - უგანზომილებო სიდიდეს, გარემოს დიელექტრიკული შეღწევადობა ეწოდება და გვიჩვენებს თუ რამდენჯერ ნაკლებია მოცემულ გარემოში მუხტებს შორის ურთიერთქმედების F ძალა, მათი ურთიერთქმედების F_0 ძალაზე ვაკუუმში - $\epsilon = F_0/F$. ვაკუუმისათვის $\epsilon = 1$. F ძალა მიმართულია ურთიერთმოქმედი მუხტების შემაერთებელი წრფის გასწვრივ და შეესაბამება მიზიდვას ($F < 0$) სხვადასხვანაირი მუხტების შემთხვევაში, ხოლო, განზიდვას ($F > 0$) ერთნაირნაირი მუხტების შემთხვევაში (ნახ. 2).



როგორც კი აღმოჩენილი, იქნა, რომ დამუხტული სხეულები შეიძლება მოქმედებდნენ, სხვა სხეულებზე უშუალო კონტაქტის გარეშე, მაშინვე წარმოიშვა კითხვა: თუ როგორია ძალებს შორის ურთიერთქმედების გადაცემის მექანიზმი? რა არის მექანიკური ძალების წარმოშობის მიზეზი? ამასთან დაკავშირებით ერთდროულად წარმოიშვა ორი ჰიპოთეზა. ერთერთი, შორსქმედების ჰიპოთეზის თანახმად ითვლებოდა, რომ სხეულებს გააჩნიათ სხვა სხეულებზე მანძილზე მოქმედების თვისება. ამასთან იგულისხმებოდა, რომ ეს მოქმედება გადაეცემოდა მყისიერად, მესამე შუალედური გარემოს გარეშე. ამ ჰიპოთეზის თანახმად, ითვლებოდა აგრეთვე, რომ დამუხტული სხეული გარემომცველ გარემოში არავითარ ცვლილებას არ იწვევს. მეორე, ჰიპოთეზა აღიარებდა ახლოქმედების იდეას, რომლის თანახმადაც, ელექტრული მუხტების გარემომცველ სივრცეში, არსებობდა რაღაც განსაკუთრებული სუბსტანცია, რომელიც მოქმედებდა მასში შეტანილ მუხტზე. ასეთმა სუბსტანციამ მიიღო ელექტრული ველის სახელწოდება.

§74. ელექტროსტატიკური ველი და მისი დამაბულობა

თუ ელექტრული მუხტის გარემომცველ სივრცეში შევითვალთუწებთ სხვა საცდელ მუხტს, მაშინ მასზე იმოქმედებს კულონური ძალა. ე.ი. ელექტრული მუხტის გარემომცველ სივრცეში არსებობს ძალთა ველი. ამ შემთხვევაში ამბობენ, რომ ეს არის ელექტრული ველი - ველი რომლის საშუალებითაც ურთიერთქმედებენ ელექტრული მუხტები. უძრავი ელექტრული მუხტებით შექმნილ ელექტრულ ველს ელექტროსტატიკური ველი ეწოდება (სიმარტივისათვის შემდგომში ვისარგებლებთ ტერმინით - ელექტრული ველი). თუ q მუხტის მიერ შექმნილ ელექტრულ ველში მოვათავსებთ რაიმე საცდელ q_0 მუხტს, მაშინ მასზე იმოქმედებს $\vec{F}$ კულონის ძალა, რომელიც განსხვავდება

ავეებულია ველის სხვადასხვა წერტილში, მაგრამ, F/q_0 ფარდობა არ არის დამოკიდებული საცდელ მუხტზე, წარმოადგენს ელექტრული ველის ძალურ მახასიათებელს q_0 მუხტის განლაგების წერტილში და ელექტრული ველის დამაბულობა ეწოდება,

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} \quad (1)$$

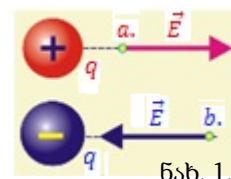
ელექტრული ველის დამაბულობა ვექტორული სიდიდეა. ერთეულთა საერთაშორისი სისტემაში ელექტრული ველის დამაბულობის ერთეულია ნ/კ. სივრცის ყოველ წერტილში $\vec{E}$ ვექტორის მიმართულება ემთხვევა დადებით საცდელ მუხტზე მოქმედი ძალის მიმართულებას. კულონის კანონის თანახმად, წერტილოვანი ელექტრული მუხტის ველის დამაბულობა (როცა $\varepsilon > 1$) ტოლი იქნება,

$$\vec{E} = k \frac{q}{\varepsilon r^2} \vec{r} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{\varepsilon r^2} \vec{r} \quad (2)$$

ან, სკალარული ფორმით,

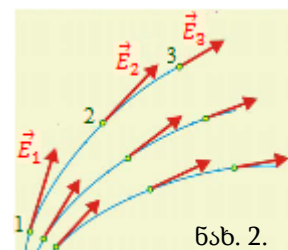
$$E = k \frac{q}{\varepsilon r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{\varepsilon r^2} \quad (3)$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ თუ ელექტრულ ველს ქმნის დადებითი მუხტი, მაშინ ელექტრული ველის დამაბულობის ვექტორი მიმართულია მუხტიდან გარეთ სივრცეში, მუხტის და სივრცის მოცემულ წერტილის შემართებული რადიუს-ვექტორის გასწვრივ (ნახ. 1a). ხოლო, უარყოფითი მუხტის შემთხვევაში კი, დამაბულობის ვექტორი მიმართულია აგრეთვე რადიუს-ვექტორის გასწვრივ, მაგრამ, სივრცის მოცემული წერტილიდან მუხტისაკენ (ნახ. 1b). უნდა აღინიშნოს, რომ აღნიშნული ცნებები პირობითია და მიღებულია საერთო შეთანხმებით.



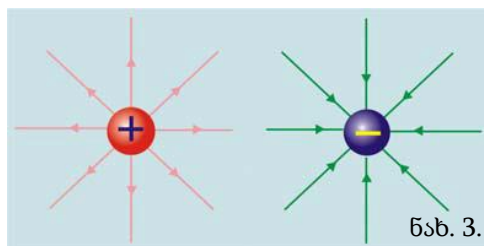
ნახ. 1.

ელექტრულ ველს გრაფიკულად გამოსახავენ დამაბულობის წირებით რომელთაც ისე ავლებენ, რომ სივრცის ყოველ წერტილში მათდამი გავლებული მხები ემთხვევა ველის მოცემულ წერტილში დამაბულობის ვექტორის მიმართულებას (ნახ. 2). ერთგვაროვანი ველისათვის (როცა დამაბულობის ვექტორი ნებისმიერ წერტილში მუდმივია სიდიდით და მიმართულებით) დამაბულობის წირები, დამაბულობის ვექტორის პარალელურია. თუ ველს ქმნის წერტილოვანი მუხტები, მაშინ დამაბულობის წირები - რადიალური წრფეებია, რომლებიც გამოდიან მუხტიდან თუ ის დადებითია, და შედიან მასში, თუ მუხტი უარყოფითია (ნახ. 3). დამაბულობის წირები არსად არ გადაიკვეთებიან, ისინი გამოდიან ან შედიან სხეულებში, რომელთაც გააჩნიათ ელექტრული მუხტი. დაუშვათ, რომ ელექტრულ ველს ქმნის $q_1, q_2, \dots, q_n$ უძრავი წერტილოვანი მუხტების სისტემა. ველის მხრივ, q_0 საცდელ მუხტზე მოქმედი ძალა ტოლი იქნება, ცალკეული მუხტების მხრივ მოქმედი ძალების ვექტორული ჯამის,



ნახ. 2.

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\vec{F} = q_0 \vec{E}$ და $\vec{F}_i = q_0 \vec{E}_i$, მაშინ გვექნება,



ნახ. 3.

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \quad (4)$$

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \quad (5)$$

სადაც, $\vec{E}$ - ჯამური ველის დაძაბულობაა, ხოლო, $\vec{E}_i$ კი q_i მუხტების მიერ შექმნილი ველების დაძაბულობებია. (5) ფორმულა გამოსახავს ელექტრული ველის სუპერპოზიციის პრინციპს, რომლის თანახმადაც, სისტემის მიერ შექმნილი ჯამური ველის დაძაბულობა ტოლია მოცემულ წერტილში ცალკეული მუხტების მიერ შექმნილი ველების დაძაბულობის გეომეტრიული ჯამის. სუპერპოზიციის პრინციპი საშუალებას გვაძლევს გამოვთვალოთ ნებისმიერი უძრავი მუხტების სისტემის ელექტრული ველი, რადგან, თუ მუხტები არ არის წერტილოვანი, მაშინ ისინი შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც წერტილოვანი მუხტების ერთობლიობა. სუპერპოზიციის პრინციპის გამოყენებით მიღებული, ორი სხვადასხვა ნიშნით დამუხტული ბურთულას ელექტრული ველის სურათი წარმოდგენილია ნახაზზე (ნახ. 4). დაუშვათ, რომ ელექტრულ ველს ქმნის სხვადასხვა ნიშნით დამუხტული ორი წერტილოვანი q_1 და q_2 მუხტი, რომელთა დაძაბულობებია შესაბამისად $\vec{E}_1$ და $\vec{E}_2$. ჯამური ველი შეიძლება ვიპოვოთ ვექტორების შეკრების წესით (ნახ. 5),

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

ხოლო, ჯამური ვექტორის მოდული კი ტოლი იქნება,

$$E = |\vec{E}| = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos(\vec{E}_1, \vec{E}_2)} \quad (6)$$

ატმოსფეროს ელექტროობის შესწავლისას, დადგენილი იქნა, რომ ჩვენი პლანეტის მახლობლობაში არსებობს, სტაციონარული ელექტრული ველი ($E \approx 130$ ვ/მ), რომელიც მიმართულია დედამიწის შიგნით. დედამიწა ჩავთვალოთ გამტარ სხეულად და შევფასოთ მისი მუხტი. თუ დედამიწას ჩავთვლით სფეროს ფორმის სხეულად, მაშინ მისი მუხტი ტოლი იქნება,

$$q = \sigma S \quad (7)$$

სადაც, σ - მუხტის ზედაპირული სიმკვრივეა, რომელიც დაკავშირებულია სფერული ზედაპირის ელექტრული ველის დაძაბულობასთან თანაფარდობით

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

საიდანაც,

$$\sigma = \epsilon_0 E$$

რასაც, თუ გავითვალისწინებთ (7) ფორმულაში, დედამიწის მუხტი ტოლი იქნება

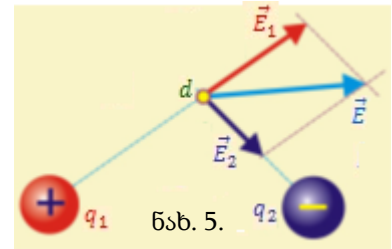
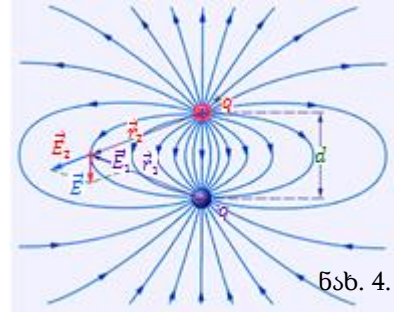
$$q = \sigma S = \epsilon_0 E S = \epsilon_0 E 4\pi R^2 = 4\pi \epsilon_0 R^2 E$$

სადაც, შესაბამისი რიცხვითი მნიშვნელობების ჩასმის შემდეგ მიიღება

$$q = 4\pi \epsilon_0 R^2 E = 4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 6,4 \cdot (10^5)^2 \cdot 130 \approx 587 \text{ კ.}$$

რაც გვიჩვენებს, რომ SI სისტემაში, ელექტრული მუხტის ერთეული საკმაოდ დიდი სიდიდეა, ამიტომ, პრაქტიკული ამოცანების გადაწყვეტისას სარგებლობენ წარმოებული ერთეულებით: მილიკულონი ($1\text{მკ} = 10^{-3}$ კ), მიკროკულონი ($1\text{მკრკ} = 10^{-6}$ კ) და ნანოკულონი ($1\text{ნკ} = 10^{-9}$ კ).

ელექტრული ველის დაძაბულობა წარმოადგენს მის ძირითად ძალურ მახასიათებელს. მაგრამ, წერტილოვანი ელექტრული მუხტის ელექტრული დაძაბულობის (3) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ დაძაბულობის E სიდიდე დამოკიდებულია გარემოს დიელექტრიკულ შეღწევადადობაზე, რომელშიც იმყოფება ველის წარმომშობი მუხტი. ამიტომ, რამოდენიმე დიელექტრიკის არსებობის შემთხვევაში, მათ გამყოფ საზღვრებზე დაძაბულობის წირები განიცდიან წყვეტ-



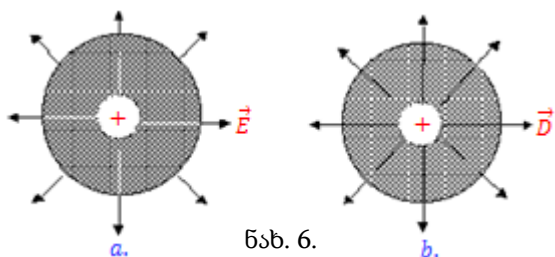
ას, ხოლო, ელექტრული ველის დამაბულობის E სიდიდე იცვლება ნახტომისებურად, რაც ამწელებს ველის გრაფიკულ წარმოდგენას. ამიტომ, შემოაქვთ ახალი, დამხმარე სიდიდე - ელექტრული ინდუქციის (წანაცვლების) ვექტორი $\vec{D}$, რომელიც აგრეთვე წარმოადგენს ველის ძალურ მახასიათებელს და ელექტრული ველის დამაბულობის ვექტორთან დაკავშირებულია

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E} \quad (8)$$

თანაფარდობით. (8) ფორმულა სამართლიანია აგრეთვე ვაკუუმისათვისაც ($\varepsilon = 1$). ცხადია, რომ უსასრულო დიელექტრიკულ გარემოში მყოფი წერტილოვანი მუხტის ელექტრული ინდუქციის სიდიდე ტოლი იქნება,

$$D = \frac{q}{4\pi r^2} \quad (9)$$

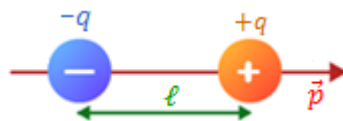
(9) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ ელექტრული (ველის) ინდუქციის ერთეულია კ/მ². ამრიგად, ორი დიელექტრიკის გამყოფ საზღვარზე, $\vec{D}$ ვექტორის წირები წყვეტას არ განიცდიან, ხოლო, $\vec{D}$ ვექტორის მოდული ($|\vec{D}| \equiv D$) კი ერთნაირია სხვადასხვა გარემოში (ნახ. 6). ნახაზზე (ნახ. 6, a) წარმოდგენილია $\vec{E}$ ვექტორის წირები, ხოლო, ნახაზზე (ნახ. 6, b) კი, ელექტრული ინდუქციის $\vec{D}$ ვექტორის წირები, სფეროს ფორმის, დიელექტრიკულ გარემოს ცენტრში მოთავსებული წერტილოვანი მუხტისთვის.



ნახ. 6.

§75. ელექტრული დიპოლი

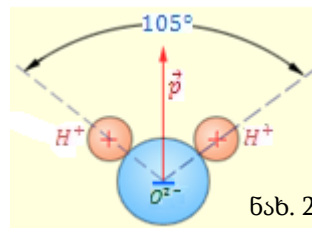
ელექტრული ველის დამაბულობის სუპერპოზიციის პრინციპი შეიძლება გამოვიყენოთ ელექტრული დიპოლის ელექტრული ველის გამოსათვლელად. ელექტრული დიპოლი წარმოადგენს ორი სიდიდით ტოლი და ნიშნით საპირისპირო წერტილოვანი მუხტების ($+q, -q$) სისტემას (ნახ. 1), რომელთა შორის მანძილი გაცილებით ნაკლებია ველის განსახილველ წერტილამდე მანძილთან შედარებით.



ნახ. 1.

$$\vec{p} = q\vec{\ell} \quad (1)$$

სიდიდეს, დიპოლის ელექტრულ მომენტი ეწოდება. $|\vec{\ell}| = \ell$ - დიპოლის მხარია. $\vec{\ell}$ ვექტორი მიმართულია უარყოფითი მუხტიდან დადებითისაკენ. დიპოლი გამოიყენება მრავალი მოლეკულის ელექტრულ მოდელებად. ელექტრული დიპოლური მომენტი გააჩნია, მაგალითად, წყლის ნეიტრალურ მოლეკულას (H_2O) (ნახ. 2), რადგან, წყალბადის ორი ატომის ცენტრები განლაგებული ჟანგბადის ატომის ცენტრთან არა ერთ წრფეზე, არამედ 105° კუთხით (ნახ. 2). წყლის მოლეკულის დიპოლური მომენტი ტოლია $p = 6.2 \cdot 10^{-30}$ კ·მ.



ნახ. 2.

სუპერპოზიციის პრინციპის თანახმად, დიპოლის ელექტრული ველის დამაბულობა ნებისმიერ წერტილში ტოლია

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_- \quad (2)$$

სადაც, $\vec{E}_+$ და $\vec{E}_-$ - დადებითი და უარყოფითი მუხტების მიერ შექმნილი ელექტრული ველების

დამაბულობებია. მაგალითად, გამოვთვალოთ ნახაზზე (ნახ. 3), ნაჩვენები დიპოლის ელექტრული ველის დამაბულობა. როგორც ნახაზიდან ჩანს, დიპოლის ელექტრული ველის დამაბულობა, დიპოლის მხარის გაგრძელებაზე A წერტილში, ტოლია,

$$\vec{E}_A = \vec{E}_+ + \vec{E}_-$$

ხოლო, მოდული კი ტოლი იქნება,

$$E_A = E_+ - E_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{q}{(r - \ell/2)^2} - \frac{q}{(r + \ell/2)^2} \right] = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{(r + \ell/2)^2 - (r - \ell/2)^2}{(r - \ell/2)^2 (r + \ell/2)^2}$$

დიპოლის განმარტების თანახმად $\ell/2 \ll r$, ამიტომ გვექნება,

$$E_A = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2q\ell}{r^3} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2p}{r^3} \quad (3)$$

დიპოლის მხარის შუა წერტილიდან აღმართულ მართობზე, B წერტილში (ნახ. 4) დიპოლის ელექტრული ველის დამაბულობა ასევე ტოლი იქნება,

$$\vec{E}_B = \vec{E}_+ + \vec{E}_-$$

სადაც, $\vec{E}_+$ და $\vec{E}_-$ - დადებითი და უარყოფითი მუხტების მიერ შექმნილი ელექტრული ველების დამაბულობებია, რომელთა მოდულები ტოლია,

$$E_+ = E_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2 + \ell^2/4} \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{(r')^2} \quad (4)$$

რადგან, $\ell \ll r$. ნახაზის (ნახ. 4) თანახმად, ABC სამკუთხედი, $A'B'C'$ სამკუთხედის მსგავსია, რადგან ტოლგვერდებია და სამი კუთხე ტოლია. ამიტომ შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{E_B}{E_+} = \frac{\ell}{\sqrt{r^2 + \ell^2/4}} \approx \frac{\ell}{r}$$

აქედან,

$$E_B = \frac{\ell}{r'} E_+$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ (4) გამოსახულებიდან E_+ -ს მნიშვნელობას, მივიღებთ

$$E_B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q\ell}{r^3} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p}{r^3} \quad (5)$$

როგორც ნახაზიდან ჩანს (ნახ. 4), E_B სიდიდეს გააჩნია დიპოლის მომენტის საპირისპირო მიმართულება.

$\vec{E}$ დამაბულობის ელექტრულ ველში, დიპოლზე მოქმედებს მოდულით ტოლი და საპირისპიროდ მიმართული $\vec{F}_1 = -q\vec{E}$ და $\vec{F}_2 = +q\vec{E}$ ძალები, რომლებიც ცდილობენ მოაბრუნონ დიპოლი, მის ცენტრზე, მართობულად გამავალი ღერძის მიმართ (ნახ. 5). ყოველი ძალა ქმნის მაბრუნებელ მომენტს, რომელიც ძალის მოდულის, შესაბამის მხარზე ნამრავლის ტოლია,

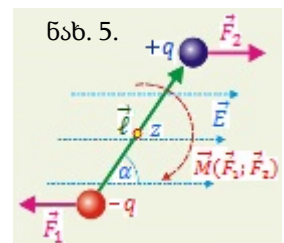
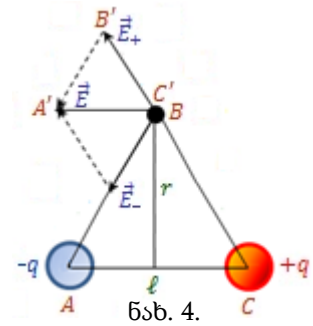
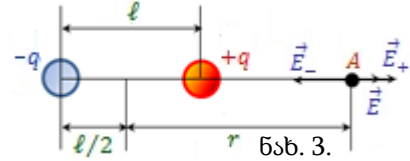
$$qE \cdot \frac{\ell}{2} \sin \alpha$$

ჯამური მაბრუნებელი მომენტი კი ტოლი იქნება,

$$M = 2qE \frac{\ell}{2} \sin \alpha = qE\ell \sin \alpha = pE \sin \alpha \quad (6)$$

ან, ვექტორული ფორმით შემდეგნაირად ჩაიწერება

$$\vec{M} = [\vec{p} \vec{E}] \quad (7)$$



მაბრუნებელი მომენტის მოქმედებით დიპოლი შემობრუნდება მანამ, სანამ დიპოლის ელექტრული მომენტის ვექტორი, მიმართულებით არ დაემთხვევა ველის დამაბულობის ვექტორს. (6) ფორმულიდან ჩანს, რომ როცა $\alpha = \pi/2$, ანუ, როცა $\vec{\ell} \perp \vec{E}$, მაშინ $\sin \alpha = 1$ და ამ შემთხვევაში მომენტი მაქსიმალურია. ხოლო, როცა $\alpha = 0$, ანუ, როცა დიპოლის ღერძი გარეშე ელექტრული ველის მიმართულების პარალელურადაა განლაგებული, მაშინ $M = 0$.

როცა გარეშე ველი არაერთგვაროვანია, ე.ი. $\vec{E} \neq \text{const}$, ანუ,

$$\vec{F} = p_x \frac{\partial \vec{E}}{\partial x} + p_y \frac{\partial \vec{E}}{\partial y} + p_z \frac{\partial \vec{E}}{\partial z} \quad (8)$$

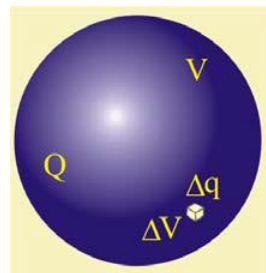
და,

$$\nabla = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}$$

ჰამილტონის ოპერატორის გამოყენებით (8) ასე ჩაიწერება: $\vec{F} = (\vec{p} \nabla) \vec{E}$.

§76. მუხტის ხაზოვანი, ზედაპირული და მოცულობითი სიმკვრივე

პრაქტიკაში ხშირად გვხვდება შემთხვევები როცა დამუხტული სხეული იმდენად დიდია, რომ წერტილოვანი მუხტის მოდელის გამოყენება შეუძლებელია. ასეთ შემთხვევაში ელექტრული ველის პარამეტრების განსასაზღვრავად საჭიროა ვიცოდეთ მუხტის განაწილება სხეულის შიგნით, მის მოცულობაში. ასეთ შემთხვევაში სარგებლობენ სხეულის სიმკვრივის განსაზღვრის ანალოგიურად. სხეულის მთელ მოცულობას დაყოფენ დიდი რაოდენობის მცირე ელემენტარულ ΔV მოცულობებად, რომელთა მუხტი ტოლია Δq (ნახ. 1). ასეთ შემთხვევაში სხეულის დამუხტულობა (მუხტი) შეიძლება დავახასიათოთ მუხტის მოცულობითი სიმკვრივით,



ნახ. 1.

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV} \quad (1)$$

მუხტის მოცულობითი სიმკვრივის ერთეულია კ/მ³. სხეულის dV მოცულობის ელემენტის მუხტი კი ტოლი იქნება,

$$dq = \rho dV \quad (2)$$

მრავალი ნივთიერებებისათვის, მაგალითად, გამტარებისათვის, დამახასიათებელია ელექტრული მუხტების არსებობა, ზედაპირის მხოლოდ საკმაოდ თხელ ზედაპირულ ფენაში. ასეთ შემთხვევაში სხეულის დამუხტულობა (მუხტი) შეიძლება დავახასიათოთ მუხტის ზედაპირული სიმკვრივით, რომელიც (1) ფორმულის ანალოგიურად განისაზღვრება როგორც,

$$\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{dS} \quad (3)$$

მუხტის ზედაპირული სიმკვრივის ერთეულია კ/მ². ზედაპირის dS ფართობის ელემენტის მუხტი კი ტოლი იქნება,

$$dq = \sigma dS \quad (4)$$

გამტარები, რომელთა სიგრძე გაცილებით მეტია მათ სხვა ზომებთან შედარებით, მოსახერხებელია დავახასიათოთ მუხტის ხაზოვანი სიმკვრივით, რომელიც განისაზღვრება როგორც,

$$\tau = \lim_{\Delta \ell \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta \ell} = \frac{dq}{d\ell} \quad (5)$$

მუხტის ხაზოვანი სიმკვრივის ერთეულია კ/მ. გამტარის $d\ell$ სიგრძის ელემენტის მუხტი კი ტოლი იქნება,

$$dq = \tau d\ell \quad (6)$$

§77. ელექტრული ველის დამაბულობის და ინდუქციის ვექტორების ნაკადი. გაუსის თეორემა

ელექტრული ველის დამაბულობის და ინდუქციის ვექტორების ნაკადი. დაუშვათ, რომ რაიმე S ფართობის ზედაპირს გადაკვეთს ელექტრული ველის ძალწირები, ამ ფართობის $\vec{n}$ ნორმალისადმი α კუთხით (ნახ. 1). როცა ელექტრული ველის დამაბულობის $\vec{E}$ ვექტორი არ იცვლება (S ფართობის საზღვრებში), მაშინ,

$$\Phi_E = (\vec{E} \cdot \vec{S}) = ES \cos \alpha = E_n S \quad (1)$$

სიდიდეს, დამაბულობის ვექტორის ნაკადი (ელექტრული ველის ნაკადი) ეწოდება, S ფართობის გასწვრივ, არაერთგვაროვანი ელექტრული ველის, ან, ნებისმიერი ფორმის ზედაპირის შემთხვევაში (ნახ. 2), ზედაპირის ფართობი უნდა დავყოთ ელემენტარულ dS ფართობებად, რომლებიც შეიძლება ჩავთვალოთ როგორც ბრტყელი, ხოლო, მათში ველი ერთგვაროვანი. მაშინ

$$d\Phi_E = (\vec{E} \cdot d\vec{S}) = E dS \cos \alpha = E_n dS \quad (2)$$

სიდიდეს, ელექტრული ველის დამაბულობის $\vec{E}$ ვექტორის ელემენტარული ნაკადი ეწოდება, რაიმე ელემენტარული dS ფართობის გასწვრივ (ნახ. 2). სადაც, $\vec{E}$ - ელექტრული ველის დამაბულობის ვექტორია dS ზედაპირის წერტილებში; α - დამაბულობის $\vec{E}$ ვექტორსა და განსახილველი dS ფართობის, $\vec{n}$ გარე ნორმალს შორის კუთხე; $E_n = E \cos \alpha$ - დამაბულობის $\vec{E}$ ვექტორის პროექციაა, ფართობის $\vec{n}$ გარე ნორმალის მიმართულებაზე; $d\vec{S} = dS \cdot \vec{n}$ - ვექტორი, რომლის მოდული ტოლია dS -ს, ხოლო მიმართულება ემთხვევა ფართობის $\vec{n}$ ნორმალის მიმართულებას.

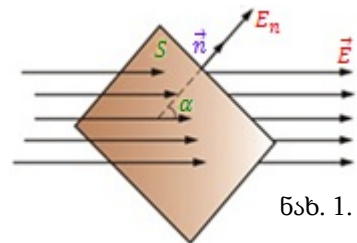
ელექტრული ნაკადი სკალარული სიდიდეა. ერთეულთა საერთაშორისო (SI) სისტემაში ელექტრული დამაბულობის ნაკადის ერთეულია ვოლტი · მეტრი (ვ · მ). რადგან ნაკადის გამოსახულებაში შედის $\cos \alpha$ წევრი, ამიტომ ნაკადი შეიძლება იყოს დადებითი, უარყოფითი ან ნულის ტოლი, იმისდა მიხედვით, თუ როგორია დამაბულობის ვექტორსა და გარე ნორმალს შორის კუთხის სიდიდე. ე.ი. $d\Phi_E$ სიდიდის ნიშანი დამოკიდებულია $\vec{n}$ გარე ნორმალის მიმართულების არჩევაზე.

ცხადია, რომ სასრული ზომის და ნებისმიერი ფორმის S ზედაპირის გასწვრივ დამაბულობის ვექტორის ნაკადი ტოლი იქნება,

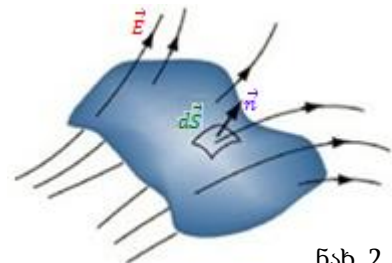
$$\Phi_E = \oint_S (\vec{E} \cdot d\vec{S}) = \oint_S E \cdot dS \cdot \cos \alpha = \oint_S E_n dS \quad (3)$$

(3) ინტეგრალი მთელ რიგ შემთხვევებში გამოითვლება ძალიან მარტივად. კერძოდ, როცა ველი ერთგვაროვანია ($\vec{E} = \text{const}$), ხოლო, S ზედაპირი ბრტყელი, მაშინ მიიღება (1) შემთხვევა.

რადგან ელექტრული ველის ძალწირების სიხშირე, ელექტრული ველის დამაბულობის E



ნახ. 1.



ნახ. 2.

რიცხვითი მნიშვნელობის ტოლია, ამიტომ, ძალწირების რაოდენობა, რომლებიც გადაკვეთავენ S ფართობს, რიცხობრივად ტოლი იქნება ამ ფართობის გასწვრივ Φ ნაკადის მნიშვნელობის,

$$E = \frac{\text{წირების რიცხვი}}{S} = \frac{\Phi}{S}$$

ელექტრული ინდუქციის ვექტორის ნაკადი განისაზღვრება, ელექტრული დამაბულობის ვექტორის ანალოგიურად,

$$d\Phi_D = (\vec{D} \cdot d\vec{S}) = D \cdot dS \cdot \cos\alpha = D_n dS \quad (4)$$

ნაკადის განხილვისას უნდა გავითვალისწინოთ, რომ ყოველ ზედაპირს შეესაბამება ურთიერთსაპირისპირო მიმართულების ორი ნორმალი. ჩაკეტილი ზედაპირისათვის დადებითად ითვლება გარე ნორმალი.

გაუსის თეორემა. გამოვთვალოთ ელექტრული ინდუქციის $\vec{D}$ ვექტორის ნაკადი, q წერტილოვანი დადებითი ელექტრული მუხტის გარემომცველი, ნებისმიერი ჩაკეტილი S ზედაპირის გასწვრივ (ნახ. 3). დაუშვათ, რომ სფეროს ცენტრი ემთხვევა მუხტის ცენტრს. S ზედაპირის შიგნით, q მუხტის გარშემო აზრობრივად ავაგოთ R_1 რადიუსის S_1 სფერო, რომლის ყოველ წერტილში $\vec{D}$ ვექტორის პროექცია გარე ნორმალის მიმართულებაზე ერთნაირი და ტოლია,

$$D_n = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R_1^2}, (\epsilon = 1)$$

მაშინ, ამ S_1 ზედაპირის გასწვრივ ელექტრული ინდუქციის ვექტორის ნაკადი ტოლი იქნება,

$$\Phi_{D1} = \oint_{S_1} D_n dS_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R_1^2} \oint_{4\pi R_1^2} dS_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R_1^2} \cdot 4\pi R_1^2 = q$$

ასევე, S ზედაპირის გარეთ მდებარე, R_2 რადიუსის, S_2 სფეროს ზედაპირის გასწვრივ ნაკადი ტოლი იქნება,

$$\Phi_{D2} = \oint_{S_2} D_n dS_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R_2^2} \oint_{4\pi R_2^2} dS_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R_2^2} \cdot 4\pi R_2^2 = q$$

ხოლო, S_3 ზედაპირის გასწვრივ გასული ნაკადი, რომელიც არ მოიცავს q მუხტს, ტოლი იქნება,

$$\Phi_{D3} = 0$$

წირების უწყვეტობიდან გამომდინარეობს, რომ ელექტრული ინდუქციის ვექტორის ნაკადი, ნებისმიერი ჩაკეტილი S ზედაპირის გასწვრივ ტოლი იქნება,

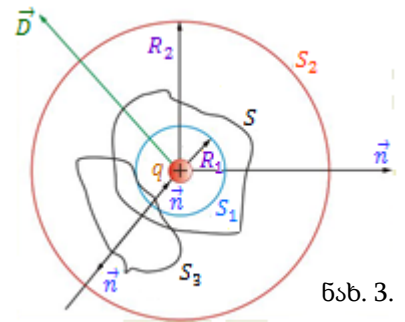
$$\Phi_D = q \quad (5)$$

რაც წარმოადგენს გაუსის თეორემას ერთი მუხტისათვის: ელექტრული ინდუქციის ვექტორის ნაკადი, ნებისმიერი ფორმის ჩაკეტილი ზედაპირის გასწვრივ, ამ ზედაპირის შიგნით მოთავსებული მუხტის ტოლია.

ხოლო, ელექტრული დამაბულობის ვექტორის ნაკადისათვის გვექნება,

$$\Phi_E = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0}$$

როცა ელექტრულ ველს ქმნის $q_1, q_2, \dots, q_n$ წერტილოვან მუხტთა სისტემა, რომელებიც გარშემოცულია S ჩაკეტილი ზედაპირით, მაშინ, სუპერპოზიციის პრინციპის თანახმად, ელექტრული ინდუქციის ვექტორის ნაკადი ამ ზედაპირის გასწვრივ ტოლია, თითოეული მუხტის მიერ შექმნილი ნაკადების ჯამის. ცხადია, რომ მუხტთა სისტემის ელექტრული ინდუქციის ვექტორ-



ის ნაკადი, ნებისმიერი ფორმის ჩაკეტილი ზედაპირის გასწვრივ ტოლი იქნება, ამ ზედაპირის მიერ გარშემოცული მუხტების ალგებრული ჯამის,

$$\oint (\vec{D}, d\vec{S}) = \sum_{i=1}^n q_i \quad (6)$$

არ არის აუცილებელი, რომ q_i მუხტები იყოს წერტილოვანი. აუცილებელია, რომ დამუხტული არე მთლიანად უნდა იყოს გარშემოცული ზედაპირით. ელექტრული დამაბულობის ვექტორის ნაკადისათვის გვექნება,

$$\oint (\vec{E}, d\vec{S}) = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i$$

როცა ჩაკეტილ S ზედაპირით შემოსაზღვრულ სივრცეში, ელექტრული მუხტი განაწილებულია უწყვეტად, რაღაც $\rho = dq/dV$ მოცულობითი სიმკვრივით, სადაც, dV - უსასრულოდ მცირე ფიზიკური მოცულობაა, მაშინ ამ dV მოცულობის ჯამური მუხტი ტოლი იქნება

$$q = \oint_V \rho dV \quad (7)$$

მაშინ, (6) და (7) ფორმულების თანახმად (გაუსის თეორემის თანახმად) შეიძლება დავწეროთ,

$$\Phi_D = \oint_S (\vec{D} \cdot d\vec{S}) = \oint_V \rho dV \quad (8)$$

რაც წარმოადგენს გაუსის თეორემის ყველაზე ზოგად ფორმულირებას: ელექტრული ინდუქციის ვექტორის ნაკადი, ნებისმიერი ჩაკეტილი ზედაპირის გასწვრივ ტოლია, ამ ზედაპირით გარშემოცული მოცულობის ჯამური მუხტის, და არ არის დამოკიდებული განსახილველი ზედაპირის გარეთ განლაგებული მუხტებზე. გაუსის თეორემა ელექტრული ველის დამაბულობის ვექტორის ნაკადისათვის ასე ჩაიწერება,

$$\Phi_E = \oint_S (\vec{E} \cdot d\vec{S}) = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \oint_V \rho dV \quad (9)$$

გაუსის თეორემიდან გამომდინარეობს ელექტრული ველის მნიშვნელოვანი თვისება: ძალწირები იწყებიან, ან მთავრდებიან მხოლოდ ელექტრულ მუხტებზე, ან მიდიან უსასრულობაში.

დაუშვათ, რომ ელექტრული მუხტი განაწილებულია ΔV სივრცეში, $\bar{\rho}$ მოცულობითი სიმკვრივით. მაშინ გაუსის თეორემის თანახმად შეიძლება დავწეროთ

$$\oint_S (\vec{D} \cdot d\vec{S}) = \bar{\rho} \Delta V$$

რომელიც ასე ჩავწეროთ

$$\frac{1}{\Delta V} \oint_S (\vec{D} \cdot d\vec{S}) = \bar{\rho}$$

სადაც, თუ გადავალთ ზღვარზე, როცა $\Delta V \rightarrow 0$, გვექნება,

$$\lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta V} \oint_S (\vec{D} \cdot d\vec{S}) = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \bar{\rho}$$

სადაც,

$$\lim_{\Delta V \rightarrow 0} \bar{\rho} = \rho$$

ხოლო,

$$\oint_S (\vec{D} \cdot d\vec{S})$$

ინტეგრალის ზღვარს, როცა როცა $\Delta V \rightarrow 0$, მათემატიკაში ვექტორის (მოცემულ შემთხვევაში ელექტრული ინდუქციის ვექტორის) დივერგენცია ეწოდება. დივერგენცია აღინიშნება div სიმბოლოთი,

$$\text{div} \vec{D} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta V} \oint_S (\vec{D} \cdot d\vec{S})$$

ცხადია, რომ $\vec{D}$ ვექტორის დივერგენცია დაკავშირებულია მუხტის სიმკვრივესთან იმავე წერტილში ტოლობით,

$$\text{div} \vec{D} = \rho$$

ხოლო, ელექტრული ველის დამაბულობის ვექტორისათვის გვექნება,

$$\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0}$$

ეს ტოლობები გამოსახავენ გაუსის თეორემას დიფერენციალური ფორმით.

§78. გაუსის თეორემის გამოყენება ზოგიერთი ელექტრული ველის გამოთვლისათვის

1. თანაბრად დამუხტული უსასრულო სიბრტყის ველი. განვიხილოთ მუდმივი $+\sigma$ ზედაპირული სიმკვრივით დამუხტული სიბრტყე (ფირფიტა). დაუშვათ, რომ ელექტრული ინდუქციის $\vec{D}$ ვექტორის წირები მართობულია განსახილველი სიბრტყის და მიმართულია მისგან ორივე მხარეს (ნახ. 1). ჩაკეტილ ზედაპირად ავირჩიოთ ცილინდრი, რომლის ფუძე დამუხტული სიბრტყის პარალელურია, ხოლო ღერძი მისდამი მართობია. რადგან ცილინდრის მსახველები ველის $\vec{D}$ ვექტორის წირების პარალელურია, ამიტომ, ელექტრული ინდუქციის ვექტორის ნაკადი გვერდითი ზედაპირის გასწვრივ ნულის ტოლია. ამიტომ, ცილინდრის ზედაპირის გასწვრივ სრული ნაკადი კი ტოლი იქნება მისი ფუძეების გასწვრივ ნაკადების ჯამის

$$\int_S (\vec{D} \cdot d\vec{S}) = 2 \cdot DS$$

სადაც, $\vec{D}$ - სიბრტყის ელექტრული ინდუქციის მნიშვნელობაა მისგან რაიმე x მანძილზე. გაუსის თეორემის თანახმად

$$\oint_S (\vec{D} \cdot d\vec{S}) = q$$

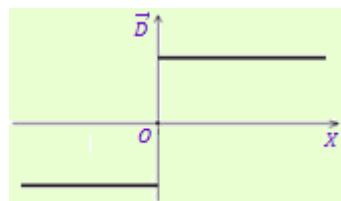
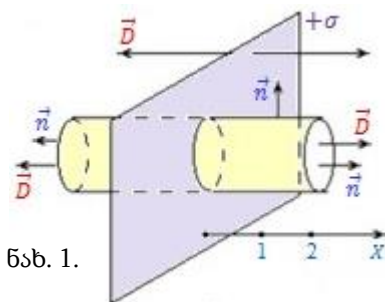
სადაც, $q = \sigma S$. ამიტომ, შეიძლება დავწეროთ,

$$2DS = \sigma S$$

აქედან ცხადია, რომ ელექტრული ველის ინდუქცია ტოლია

$$D = \frac{\sigma}{2} \quad (1)$$

ხოლო, ელექტრული ველის დამაბულობა კი ტოლი იქნება,

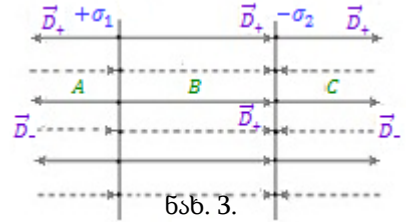


$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon\epsilon_0} \quad (2)$$

(1) და (2) ფორმულებიდან გამომდინარეობს, რომ ელექტრული ველის ინდუქცია და დამაბულობა არ არიან სიბრტყიდან x მანძილზე დამოკიდებული, ველი ერთგვაროვანია (ნახ. 2).

2. ორი უსასრულო, პარალელური, სხვადასხვანაირი დამუხტული სიბრტყის ველი. დაუშვათ, რომ სიბრტყეები იმყოფებიან ერთმანეთისაგან d მანძილზე და თანაბრად დამუხტულებია სხვადასხვა ნიშნის მუხტებით, $+\sigma_1$ და $-\sigma_2$ ზედაპირული სიმკვრივებით (ნახ. 3). ელექტრული ველის სუპერპოზიციის პრინციპის თანახმად, ჯამური ველის მნიშვნელობა A, B და C არეებში ტოლი იქნება

$$\vec{D} = \vec{D}_+ + \vec{D}_-$$



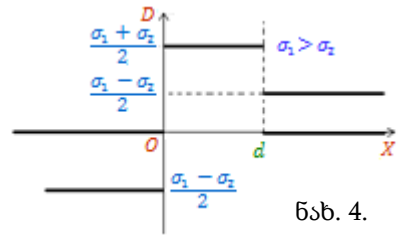
ნახ. 3.

ფირფიტებს შორის B არეში, $\vec{D}_+$ და $\vec{D}_-$ ვექტორებს გააჩნიათ ერთი მიმართულება, ამიტომ, გვექნება

$$D = \frac{\sigma_1}{2} + \frac{\sigma_2}{2} = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2) \quad (3)$$

ამასთან, სიბრტყეებს შორის ყველა წერტილში, ელექტრული ველი ერთნაირია სიდიდით და მიმართულებით, ე.ი. წარმოადგენს ერთგვაროვანს. A და C არეებში, სიბრტყეებიდან მარცხნივ და მარჯვნივ, $\vec{D}_+$ და $\vec{D}_-$ ვექტორები ურთიერთსაპირისაპიროდაა მიმართული (ნახ. 3). ამიტომ, A არეში ჯამური ელექტრული ინდუქცია ტოლი იქნება,

$$D = \frac{-\sigma_1 + \sigma_2}{2} \quad (4)$$



ნახ. 4.

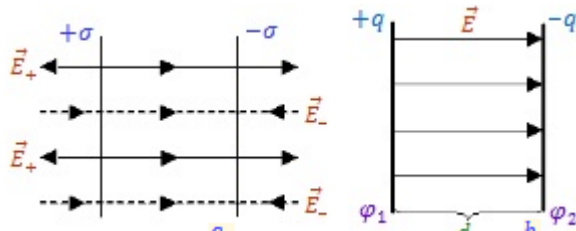
ხოლო, C არეში კი ტოლი იქნება,

$$D = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \quad (5)$$

ელექტრული ველის დამაბულობა შეიძლება განსაზღვრული იქნეს $D = \epsilon\epsilon_0 E$ თანაფარდობიდან. (3 ÷ 5) ფორმულებიდან გამომდინარეობს, რომ ელექტრული ინდუქცია და დამაბულობა არ არიან დამოკიდებული სიბრტყიდან x მანძილზე, ველი ერთგვაროვანია (ნახ. 4).

(3) ფორმულით შესაძლებელია განვსაზღვროთ ბრტყელი კონდენსატორის ელექტრული ველი, როგორც სიდიდით ტოლი და ნიშნით საპირისპირო ორი პარალელური სიბრტყის ველი (ნახ. 5a). ელექტრული ველის სუპერპოზიციის პრინციპის თანახმად, კონდენსატორის ველი არსებობს მხოლოდ მის ფირფიტებს შორის (ნახ. 5b), რომლის ელექტრული დამაბულობის სიდიდე (3) ფორმულის თანახმად ტოლი იქნება,

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0 S}$$

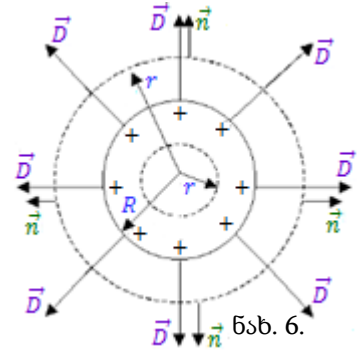


ნახ. 5.

სადაც, q - კონდენსატორის S ფართობის, ერთერთი ფირფიტის მუხტის მოდულია.

3. თანაბრად დამუხტული სფერული ზედაპირის ველი. დაუშვათ, რომ R რადიუსის სფერული ზედაპირი დამუხტულია თანაბრად σ ზედაპირული სიმკვრივის მუხტით ($q = 4\pi R^2 \sigma$). მათ მიერ შექმნილი ველი იქნება სფერული სიმეტრიული. $\vec{D}$ ვექტორის წირები მიმართულია რადიალურად, იწყება სფეროს ზედაპირის მუხტებზე და მიდის უსასრულობაში (ნახ. 6). ვიპოვოთ ელე-

ქტრული ინდუქციის $\vec{D}$ ვექტორის ნაკადი, დამუხტული ზედაპირის შიგა (A) და გარე (B) წერტილებში. ამისათვის აზრობრივად ავაგოთ $r < R$ რადიუსის ჩაკეტილი S' სფერული ზედაპირი, ისე, რომ A წერტილი აღმოჩნდეს S' ზედაპირზე. S' ზედაპირს გააჩნია საერთო ცენტრი დამუხტულ სფეროსთან. S' ზედაპირის შიგნით ელექტრული მუხტები არ არსებობენ, ამიტომ ამ ზედაპირის გასწვრივ $\vec{D}$ ვექტორის ნაკადი ნულის ტოლი იქნება. ცხადია, რომ ნულის ტოლი იქნება აგრეთვე დამუხტული ზედაპირის შიგნით $\vec{D}$ ვექტორი. ე.ი. თანაბრად დამუხტული სფეროს შიგნით ელექტრული ველი არ არსებობს. განვიხილოთ ახლა სფეროს გარეთ ($r > R$) მდებარე B წერტილი. აზრობრივად ავაგოთ S'' სფერული ზედაპირი ისე, რომ B წერტილი აღმოჩნდეს ამ S'' ზედაპირზე. $\vec{D}$ ვექტორის ნაკადი S'' ზედაპირის გასწვრივ ტოლი იქნება,



$$\oint_{S''} (\vec{D} \cdot d\vec{S}'') = D \oint_{S''} dS'' = D \cdot S'' = D \cdot 4\pi r^2$$

გაუსის თეორემის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

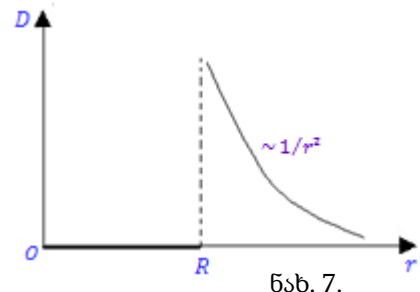
$$D \cdot 4\pi r^2 = q$$

საიდანაც,

$$D = \frac{q}{4\pi r^2} \quad (6)$$

ხოლო, ელექტრული ველის დამაბულობა კი ტოლი იქნება

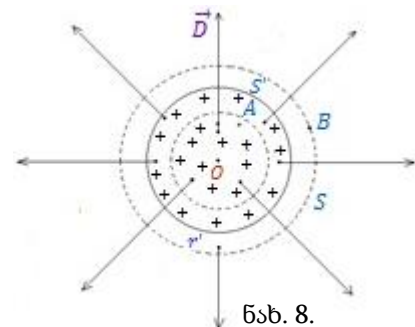
$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad (7)$$



ამრიგად, სფერული ზედაპირის გარეთ ელექტრული ველი კლებულობს r მანძილის მიხედვით ისეთივე კანონით, როგორც წერტილოვანი მუხტისათვის (ნახ. 7).

4. მოცულობითი დამუხტული სფეროს ველი. დავუშვათ, რომ ϵ_0 დიელექტრიკული შეღწევადობის სფერო დამუხტულია თანაბრად $\rho = dq/dV$ მოცულობითი სიმკვრივით. სფეროს მთლიანი მუხტი ტოლი იქნება $q = (4/3)\pi R^3 \rho$. ასეთი სფეროს ელექტრული ველი იქნება სფერულ-სიმეტრიული (ნახ. 8). $\vec{D}$ ვექტორის წირები მიმართულია რადიალურად, იწყებიან მთელს მოცულობაში თანაბრად განაწილებულ მუხტებზე და მიდიან უსასრულობაში.

გამოვთვალოთ ელექტრული ველი სფეროს შიგნით, ცენტრიდან $r' < R$ მანძილზე, A წერტილში. აზრობრივად ავაგოთ r' რადიუსის ჩაკეტილი სფერული ზედაპირი ისე, რომ A წერტილი აღმოჩნდეს S' ზედაპირზე. რადგან ველი რადიალურია და მუხტები სფეროს მოცულობის მიხედვით განაწილებულია თანაბრად ($\rho(r) = \text{const}$), $D_{r'}$ მნიშვნელობა S' ზედაპირის ყოველ წერტილში იქნება ერთნაირი და $\vec{D}$ ვექტორის ნაკადი ამ ზედაპირის გასწვრივ ტოლი იქნება,



$$\Phi_D = \oint_{S'} (\vec{D} \cdot d\vec{S}') = D \oint_{S'} dS' = D \cdot 4\pi r'^2 \quad (8)$$

გაუსის თეორემის თანახმად, ეს ნაკადი ტოლია S' ზედაპირის შიგნით მოთავსებული მუხტების ჯამის,

$$\Phi_D = \int_V \rho dV = \rho \int_V dV = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi r'^3 \quad (9)$$

(8) და (9) გამოსახულებების საფუძველზე შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$D \cdot 4\pi r'^2 = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi r'^3$$

საიდანაც მიიღება, რომ

$$D = \frac{\rho}{3} r'$$

ცხადია, რომ ელექტრული ველის დამახულობა ტოლი იქნება,

$$E = \frac{\rho}{3\epsilon\epsilon_0} r', \quad r' < R \quad (10)$$

გამოთვლებით მიიღება, რომ სფეროს გარე წერტილებისათვის ($r > R$, B წერტილი), D და E სიდიდეების მნიშვნელობები, თანაბრად დამუხტული სფერული ზედაპირის (6) და (7) ფორმულებით განსაზღვრული მნიშვნელობების ანალოგიურია,

$$D = \frac{q}{4\pi r''^2}, \quad r'' \geq R \quad (11)$$

და,

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r''^2}, \quad r'' \geq R \quad (12)$$

ამრიგად, სფეროს გარე წერტილებისათვის ელექტრული ველი კლებულობს სფეროს ცენტრიდან მანძილის კვადრატის უკუპროპორციულად, ე.ი. ისევე, როგორც წერტილოვანი მუხტისათვის.

5. თანაბრად დამუხტული ძაფის (ცილინდრის) ველი. დავუშვათ, რომ უსასრულო თხელი ძაფი დამუხტულია $\tau = dq/d\ell$ ხაზოვანი სიმკვრივით. ასეთი დამუხტული ძაფის ელექტრული ველი იქნება რადიალურ-სიმეტრიული, ე.ი. ველის დამახულობის წირები იქნებიან ძაფის ღერძის მართობი რადიალური წრფეები (ნახ. 9). ძაფიდან r მანძილზე ველის გამოსათვლელად კვლავ ვისარგებლოთ გაუსის თეორემით. ჩაკეტილ ზედაპირად ავირჩიოთ r რადიუსის და ℓ სიგრძის ცილინდრი.

$\vec{D}$ ვექტორის ნაკადი ცილინდრის ორივე ფუძის გასწვრივ ნულის ტოლია, რადგან, $\vec{D}$ ვექტორის წირები ცილინდრის ფუძეების პარალელურია და მათდამი ნორმალის მართობია. ცილინდრის გვერდითი ზედაპირის გასწვრივ ნაკადი ტოლია $2\pi r\ell \cdot D$. ამიტომ, გაუსის თეორემის გათვალისწინებით გვექნება,

$$2\pi r\ell \cdot D = \ell\tau$$

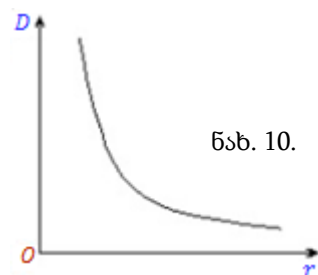
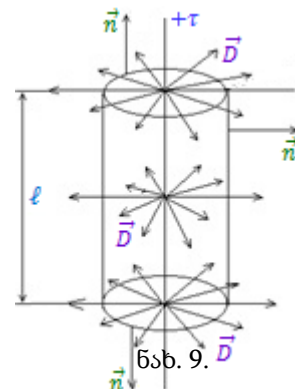
საიდანაც შეიძლება განვსაზღვროთ ძაფის ღერძიდან r მანძილზე ელექტრული ინდუქციის მნიშვნელობა (ნახ. 10),

$$D = \frac{\tau}{2\pi r} \quad (13)$$

ხოლო, ელექტრული ველის დამახულობა კი ტოლი იქნება,

$$E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon\epsilon_0 r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2\tau}{\epsilon r} = k \frac{2\tau}{\epsilon r} \quad (14)$$

(13) და (14) ფორმულები სამართლიანია აგრეთვე τ ხაზოვანი სიმკვრივით თანაბრად დამუხტული R რადიუსის უსასრულო ცილინდრის ველის შემთხვევაშიც, როცა $r \geq R$. თანაბრად დამუხტული ცილინდრის შიგნით ელექტრული ველი გაუსის თეორემის თანახმად არ არსებობს.



§79. ელექტროსტატიკური ველის მუშაობა

ელექტრული მუხტის ელექტრულ ველში გადაადგილებისას, მასზე მოქმედი კულონის ძალა ასრულებს მუშაობას. დაუშვათ, რომ $q_o > 0$ წერტილოვანი მუხტი გადაადგილდება, სხვა, $q > 0$ წერტილოვანი მუხტის ელექტრულ ველში, 1 წერტილიდან 2 წერტილში ნებისმიერი ტრაექტორიის გასწვრივ (ნახ. 1). q_o მუხტის, $d\vec{\ell}$ ელემენტარული გადაადგილებისას შესრულებული ელემენტარული dA მუშაობა განისაზღვრება ფორმულით,

$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{\ell}) = F d\ell \cos \alpha \quad (1)$$

სადაც, α - $\vec{F}$ და $d\vec{\ell}$ ვექტორებს შორის კუთხეა, $d\ell \cos \alpha = dr$ - $d\vec{\ell}$ ვექტორის პროექციაა $\vec{F}$ ძალის მიმართულებაზე. (1) ფორმულაში თუ გავითვალისწინებთ, რომ $d\ell \cos \alpha = dr$ და კულონის ძალის მნიშვნელობას, გვექნება

$$dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_o}{r^2} dr \quad (2)$$

მაშინ, q_o წერტილოვანი მუხტის 1 წერტილიდან, 2 წერტილში გადაადგილებისათვის საჭირო სრული მუშაობა განისაზღვრება ინტეგრალით,

$$A_{12} = \int_{r_1}^{r_2} dA = \frac{qq_o}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_o}{r_1} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_o}{r_2} = \frac{qq_o}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (3)$$

სადაც, r_1 და r_2 - q მუხტიდან, 1 და 2 წერტილებამდე მანძილებია. (3) გამოსახულებიდან გამომდინარეობს, რომ ელექტრულ ველში, წერტილოვანი ელექტრული მუხტის გადაადგილებისას, ელექტრულ ძალთა ველის მიერ შესრულებული მუშაობა, არ არის დამოკიდებული მუხტის გადაადგილების ტრაექტორიის ფორმაზე და განისაზღვრება მხოლოდ, q_o და q მუხტების საწყის და საბოლოო ურთერთგანლაგებით. აქედან გამომდინარეობს, რომ წერტილოვანი მუხტის ელექტრული ველი პოტენციურია, ხოლო, ელექტრული ძალები კონსერვატული.

თუ ვისარგებლებთ $\vec{F}$ და $\vec{E}$ სიდიდეებს შორის ცნობილი კავშირით ($\vec{F} = q_o \vec{E}$), მაშინ (1) ფორმულა შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით,

$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{\ell}) = (q_o \vec{E} \cdot d\vec{\ell}) = q_o (\vec{E} \cdot d\vec{\ell})$$

საიდანაც,

$$A = q_o \int_L (\vec{E} \cdot d\vec{\ell}) \quad (4)$$

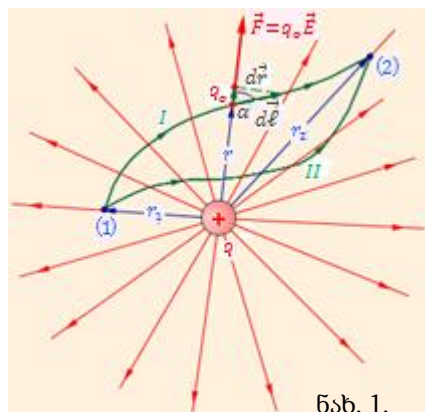
ელექტრული მუხტის, ჩაკეტილ ტრაექტორიაზე ($r_1 = r_2$) გადაადგილებისას, ელექტრული ველის მიერ შესრულებული მუშაობა ნულის ტოლია, ამიტომ (4) ასე ჩაიწერება,

$$A = q_o \int_L (\vec{E} \cdot d\vec{\ell}) = 0$$

მაგრამ, რადგან $q_o \neq 0$, ამიტომ გვექნება,

$$\int_L (\vec{E} \cdot d\vec{\ell}) = 0 \quad (5)$$

ასეთი სახის ინტეგრალს (ჩაკეტილ L ტრაექტორიაზე გამოთვლილ ინტეგრალს), ელექტრულ ველის დამახულობის ვექტორის ცირკულაცია ეწოდება. ე.ი. ელექტრული ველის დამახულობის



ნახ. 1.

ვექტორის ცირკულაცია ნებისმიერი ფორმის ჩაკეტილი ტრაექტორიის (კონტურის) გასწვრივ ნულის ტოლია. რაც სამართლიანია მხოლოდ პოტენციური ველისათვის. როცა (5) არ სრულდება, ველს ეწოდება არა პოტენციური, არამედ გრიგალური.

(5) განტოლება წარმოადგენს ელექტროსტატიკის ფუნდამენტურ განტოლებას. ამ განტოლებიდან გამომდინარეობს, რომ ელექტრული ველის დამაბულობის წირები არ შეიძლება იყოს ჩაკეტილი. (5) განტოლება შეიძლება ჩავწეროთ დიფერენციალური ფორმით,

$$\text{rot} \vec{E} = 0$$

ელექტრული დამაბულობის ვექტორის როტორი წარმოადგენს ცირკულაციის ზღვრულ მნიშვნელობას.

თუ გავითვალისწინებთ, რომ პოტენციური ენერგია განისაზღვრება სხეულების ურთიერთგანლაგებით, მათ შორის ურთიერთქმედების ძალების ბუნებით და ტოლია სხეულის ერთი მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლისათვის საჭირო მუშაობის, აღებული საპირისპირო ნიშნით, მაშინ, ელექტრული ველის მუშაობა შეიძლება წარმოვადგინოთ, როგორც პოტენციურ ენერგიას სხვაობა, რომელიც გააჩნია q_o წერტილოვან მუხტს, q წერტილოვანი მუხტის ველში, საწყის და საბოლოო წერტილებში,

$$A_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_o} \frac{qq_o}{\epsilon r_1} - \frac{1}{4\pi\epsilon_o} \frac{qq_o}{\epsilon r_2} = P_1 - P_2 \quad (6)$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ q მუხტის ველში, q_o მუხტის პოტენციური ენერგია ტოლია,

$$P = \frac{1}{4\pi\epsilon_o} \frac{qq_o}{\epsilon r} \quad (7)$$

ერთნიშნის მუხტებისათვის $qq_o > 0$, და მათი ურთიერთქმედების (განზიდვის) პოტენციური ენერგია დადებითია, ხოლო, სხვადასხვა ნიშნის მუხტებისათვის $qq_o < 0$, და მათი ურთიერთქმედების (მიზიდვის) პოტენციური ენერგია უარყოფითია.

თუ ველს ქმნის $q_1, q_2, \dots, q_n$ წერტილოვანი მუხტების სისტემა, მაშინ ამ ველში მოთავსებული q_o მუხტის პოტენციური ენერგია, ცალკეული მუხტის მიერ შექმნილი პოტენციურ ენერგიების ჯამის ტოლია,

$$P = \sum_{i=1}^n P_i = q_o \sum_{i=1}^n \frac{1}{4\pi\epsilon_o} \frac{q_i}{r_i} = \frac{q_o}{4\pi\epsilon_o} \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{r_i} \quad (8)$$

§80. ელექტროსტატიკური ველის პოტენციალი

q წერტილოვანი მუხტის ველში, q_o წერტილოვან მუხტს გააჩნია $P = qq_o/4\pi\epsilon_o r$ პოტენციური ენერგია. საიდანაც გამომდინარეობს, რომ პოტენციური ენერგიის, მუხტის სიდიდესთან ფარდობა (P/q_o), არ არის დამოკიდებული q_o მუხტის სიდიდეზე და შეიძლება გამოყენებული იქნეს როგორც, ელექტროსტატიკური ველის ენერგეტიკული მახასიათებელი, აღინიშნება „ φ “ ასოთი და ელექტროსტატიკური ველის პოტენციალი ეწოდება,

$$\varphi = \frac{P}{q_o} \quad (1)$$

შემდგომში სიმარტივისათვის ვისარგებლბთ ტერმინით - ელექტრული ველის პოტენციალი. ელექტრული ველის პოტენციალი სკალარული სიდიდეა. ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში პოტენციალის ერთეულია ვოლტი (ვ), $1\text{ვ} = 1\text{ჯ}/1\text{კ}$.

ცხადია, რომ q წერტილოვანი მუხტის მიერ შექმნილი ველის პოტენციალი ტოლი იქნება

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} \quad (2)$$

სადაც, $\varphi(r \rightarrow \infty) = 0$.

თუ ველს ქმნის $q_1, q_2, \dots, q_n$ წერტილოვანი მუხტთა სისტემა, მაშინ, ასეთი სისტემის პოტენციალი ტოლი იქნება,

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{r_i}$$

პოტენციალის ცნების შემოღების გათვალისწინებით, ელექტრულ ძალთა ველში, q_o წერტილოვანი მუხტის 1 წერტილიდან, 2 წერტილში გადაადგილებისას შესრულებული მუშაობა, განისაზღვრება ამ წერტილებში φ_1 და φ_2 პოტენციალთა სხვაობით,

$$A_{12} = P_1 - P_2 = q_o(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (3)$$

სადაც,

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 \quad (4)$$

პოტენციალთა სხვაობაა - პოტენციალთა მნიშვნელობათა სხვაობა, ტრაექტორიის საწყის და საბოლოო წერტილებში. პოტენციალთა სხვაობას აგრეთვე ძაბვა ეწოდება. პოტენციალთა სხვაობის (ძაბვის) ერთეულია აგრეთვე ვოლტი ($\text{ვ} = \text{ჯ}/\text{კ}$). უნდა აღინიშნოს, რომ უშუალო ფიზიკური აზრი გააჩნია არა თვით პოტენციალს, რომელიც პოტენციური ენერგიის ანალოგიურად, განისაზღვრება ნებისმიერი მუდმივი სიდიდით, არამედ პოტენციალთა სხვაობას.

(3) და (4) ფორმულების თანახმად პოტენციალთა სხვაობა (ძაბვა) ტოლი იქნება,

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{12}}{q_o} \quad (5)$$

ე.ი. ელექტრული ველის ორ წერტილს შორის პოტენციალთა სხვაობა (ძაბვა) ტოლია, საწყისი წერტილიდან, საბოლოო წერტილში, მუხტის გადაადგილებისას შესრულებული მუშაობის, ამ მუხტთან ფარდობის.

როცა q_o წერტილოვანი მუხტი, ველის ნებისმიერი წერტილიდან ($\varphi_1 = \varphi$), გადაადგილდება ველის გარეთ, უსასრულობაში, სადაც პირობითად პოტენციალი ითვლება ნულის ტოლი ($\varphi_2 = 0$), მაშინ (3) გამოსახულების საფუძველზე შეიძლება დავწეროთ,

$$A_{\infty} = q_o\varphi$$

საიდანაც,

$$\varphi = \frac{A_{\infty}}{q_o} \quad (6)$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ პოტენციალი არის ფიზიკური სიდიდე, რომელიც განისაზღვრება ერთეულოვანი დადებითი მუხტის, ველის მოცემული წერტილიდან, უსასრულობაში გადაადგილებისათვის შესრულებული მუშაობით.

პოტენციური ენერგიის ანალოგიურად, პოტენციალის მნიშვნელობა მოცემულ წერტილში დამოკიდებულია პოტენციალის ათვლის ნულოვანი დონის არჩევაზე.

ელექტრულ ველში q_o წერტილოვანი მუხტის, ნებისმიერი ტრაექტორიის გასწვრივ, $d\vec{\ell}$ ელემენტარულ მანძილზე გადაადგილებისას შესრულებული მუშაობა ტოლია,

$$dA = Fd\ell \cos\alpha \quad (7)$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $d\ell \cos\alpha = dr - d\vec{\ell}$ ვექტორის პროექცია $\vec{F}$ ძალის მიმართულებაზე, ხოლო, $F = q_oE$, მივიღებთ,

$$dA = q_oE dr \quad (8)$$

ამასთან, (3) ფორმულის თანახმად, ელექტრული ველის ძალების მიერ შესრულებული მუშაობა

ტოლია პოტენციური ენერგიის ცვლილების,

$$dA = -dP = -q_o d\varphi \quad (9)$$

სადაც, $d\varphi$ - პოტენციალთა სხვაობაა, $d\ell$ მანძილზე განლაგებულ წერტილებს შორის. (8) და (9) გამოსახულებების საფუძველზე შეიძლება დავწეროთ,

$$q_o E dr = -q_o d\varphi$$

საიდანაც გვექნება,

$$E = -\frac{d\varphi}{dr} \quad (10)$$

E და φ სიდიდეებს შორის კავშირი ზოგადი სახით შემდეგნაირად ჩაიწერება,

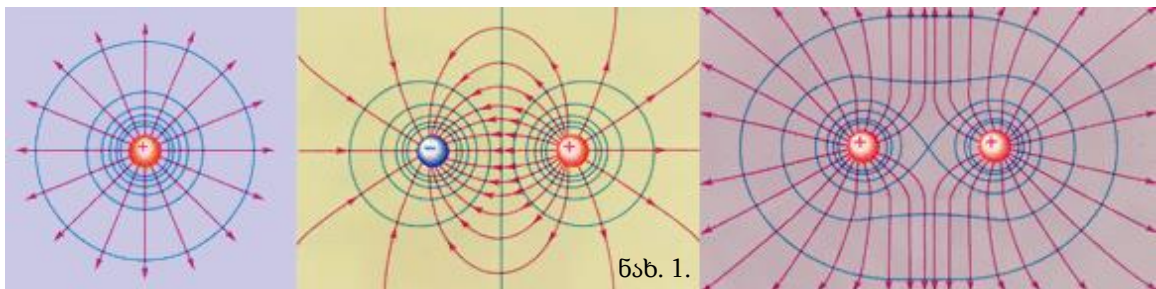
$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi = -\nabla\varphi \quad (11)$$

ე.ი. ელექტრული ველის დაძაბულობის ვექტორი ნებისმიერ წერტილში ტოლია პოტენციალის გრადიენტის, აღებული საპირისპირო ნიშნით. სადაც,

$$\text{grad}\varphi = \nabla\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\vec{k}$$

(11) გამოსახავს E და φ სიდიდეებს შორის კავშირს დიფერენციალურ ფორმით.

ელექტროსტატიკის ზოგიერთი ამოცანების გადაწყვეტისას პოტენციალის გამოყენება გვამ-
ლევს მთელ რიგ უპირატესობას დაძაბულობასთან შედარებით. ზედაპირს, რომლის ყოველ წერ-
ტილში ელექტრული ველის პოტენციალს გააჩნია ერთნაირი მნიშვნელობები, ექვიპოტენციუ-
რი ზედაპირი (ექვიპოტენციალი), ან ტოლი ზედაპირის პოტენციალები ეწოდება. ელექტრული
ველის ძალწირები ყოველთვის მართობია ექვიპოტენციალური ზედაპირების (ნახ. 1).



ნახ. 1.

დაუშვათ, რომ q_o წერტილოვანი მუხტი გადაადგილდება ექვიპოტენციალის ($\varphi = \text{const}$)
გასწვრი, $d\ell$ ელემენტარულ მანძილზე, მაშინ, ამ დროს შესრულებული მუშაობა ტოლია,

$$dA = F d\ell \cos\alpha = q_o E d\ell \cos\alpha = 0 \quad (11)$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ $E d\ell \cos\alpha = 0$. მაგრამ, რადგან $E \neq 0$, და $d\ell \neq 0$, ამიტომ $\cos\alpha = 0$,
ანუ $\alpha = 0$, რაც გვიჩვენებს, რომ ველის დაძაბულობის ვექტორი, ყოველ წერტილში მიმართულ-
ია ექვიპოტენციალური ზედაპირებისადმი მართობულად.

§81. ზოგიერთი ელექტროსტატიკური ველების პოტენციალების გამოთვლა

განვიხილოთ, ზოგიერთი მარტივი ელექტროსტატიკური ველების წყაროების, პოტენციალ-
ების გამოთვლის მეთოდები. ამისათვის, ვისარგებლოთ ელექტრული ველის დაძაბულობასა და
პოტენციალს შორის კავშირით,

$$E = -\frac{d\varphi}{dr}$$

საიდანაც,

$$d\varphi = -E dr \quad (1)$$

1. თანაბრად დამუხტული, უსასრულო სიბრტყის პოტენციალი. თანაბრად დამუხტული, უსასრულო სიბრტყის მიერ შექმნილი ელექტრული ველის დამაბულობა განისაზღვრება ფორმულით,

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon\varepsilon_0}$$

სადაც, $\sigma = q/S$ - მუხტის ზედაპირული სიმკვრივეა. რასაც თუ გავითვალისწინებთ (1) ფორმულაში გვექნება

$$d\varphi = -\frac{\sigma}{2\varepsilon\varepsilon_0} dr$$

რომლის ინტეგრირებით,

$$\int_1^2 d\varphi = -\frac{\sigma}{2\varepsilon\varepsilon_0} \int_1^2 dr$$

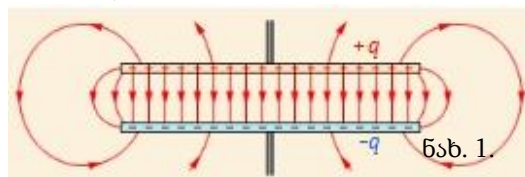
მიიღება, რომ თანაბრად დამუხტული, უსასრულო სიბრტყის ელექტრული ველის ნებისმიერ 1 და 2 წერტილებს შორის პოტენციალთა სხვაობა ტოლია,

$$\varphi_2 - \varphi_1 = -\frac{\sigma}{2\varepsilon\varepsilon_0} (r_2 - r_1) \quad (2)$$

2. ორი უსასრულო, პარალელური, სხვადასხვა ნიშნით თანაბრად დამუხტული სიბრტყის მიერ შექმნილი, ელექტრული ველის წერტილებს შორის პოტენციალთა სხვაობა. ორ უსასრულო, პარალელური, თანაბრად დამუხტულ სიბრტყეებს (ნახ.

1) შორის, ელექტრული ველის დამაბულობა განისაზღვრება ფორმულით,

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0}$$

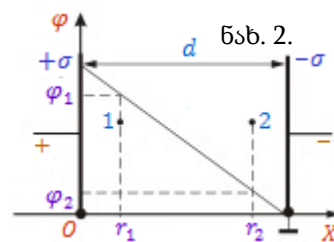


სადაც, $\sigma = q/S$ - მუხტის ზედაპირული სიმკვრივეა. რასაც თუ გავითვალისწინებთ (1) ფორმულაში გვექნება,

$$d\varphi = -\frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0} dr$$

რომლის ინტეგრირებით,

$$\int_1^2 d\varphi = -\frac{\sigma}{\varepsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} dr$$



მიიღება, რომ ორ უსასრულო, თანაბრად დამუხტული სიბრტყის მიერ შექმნილ ელექტრული ველის წერტილებს შორის პოტენციალთა სხვაობა ტოლია,

$$\varphi_2 - \varphi_1 = -\frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0} (r_2 - r_1) \quad (5)$$

როცა, $r_1 = 0$ და $r_2 = d$, მაშინ გვექნება,

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{\sigma d}{\varepsilon\varepsilon_0}$$

ე.ი.

$$\varphi = \begin{cases} 0 - \text{სიბრტყეებს გარეთ} \\ \frac{\sigma d}{\varepsilon\varepsilon_0} - \text{სიბრტყეებს შორის} \end{cases}$$

ელექტრული ველის φ პოტენციალის, სიბრტყეებს შორის მანძილზე გრაფიკული დამოკიდებულება, ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 2).

3. თანაბრად დამუხტული, უსასრულო სიგრძის, ცილინდრული ზედაპირით შექმნილი ელექტ-

რული ველის წერტილებს შორის, პოტენციალთა სხვაობა. უსასრულო სიგრძის, თანაბრად დამუხტული, ცილინდრული ზედაპირის (ნახ. 3) მიერ შექმნილი ელექტრული ველი დაძაბულობა ტოლია,

$$E = \begin{cases} 0, & \text{ცილინდრის შიგნით} \\ \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0 R}, & \text{ან, } \frac{q}{2\pi\epsilon_0 R\ell}, & \text{ცილინდრის ზედაპირზე} \\ \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0 r}, & \text{ან, } \frac{q}{2\pi\epsilon_0 r\ell}, & \text{ცილინდრის გარეთ} \end{cases}$$

სადაც, $\tau = q/\ell$ - მუხტის ხაზოვანი სიმკვრივეა. რასაც თუ გავითვალისწინებთ (1) ფორმულაში გვექნება,

$$d\varphi = -\frac{\tau}{2\pi\epsilon_0 r} dr$$

რომლის ინტეგრირებით,

$$\int_1^2 d\varphi = -\frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r}$$

მიიღება, რომ უსასრულო სიგრძის, თანაბრად დამუხტული, ცილინდრული ზედაპირის მიერ შექმნილი ელექტრული ველის, დამუხტული ცილინდრის ღერძიდან r_1 და r_2 მანძილებით დაშორებულ ნებისმიერ ორ 1 და 2 წერტილს შორის პოტენციალთა სხვაობა ტოლია,

$$\varphi_2 - \varphi_1 = -\frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r_2}{r_1} = -\frac{q}{2\pi\epsilon_0 \ell} \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (3)$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ

$$\varphi = \begin{cases} \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{1}{R} = \text{const}, & \text{ცილინდრის შიგნით და ზედაპირზე} \\ \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r}{R}, & \text{ცილინდრის გარეთ} \end{cases}$$

ელექტრული ველის E დაძაბულობის და φ პოტენციალის, r მანძილზე გრაფიკული დამოკიდებულება მოცემულია ნახაზზე (ნახ. 3).

4. პოტენციალთა სხვაობა ცილინდრული კონდენსატორის შემონაფენებს შორის. როგორც ცნობილია, ცილინდრული კონდენსატორის შემონაფენებს შორის ელექტრული ველის დაძაბულობა ტოლია,

$$E = \begin{cases} 0, & \text{ნაკლები რადიუსის ცილინდრის შიგნით და მეტი რადიუსის ცილინდრის გარეთ} \\ \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0 r}, & \text{ცილინდრებს შორის } (R_1 < r < R_2) \end{cases}$$

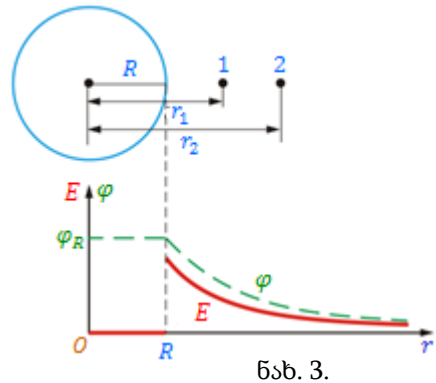
სადაც, $\tau = q/\ell$ - მუხტის ხაზოვანი სიმკვრივეა. რასაც თუ რასაც თუ გავითვალისწინებთ (1) ფორმულაში, გვექნება

$$d\varphi = -\frac{\tau}{2\pi\epsilon_0 r} dr$$

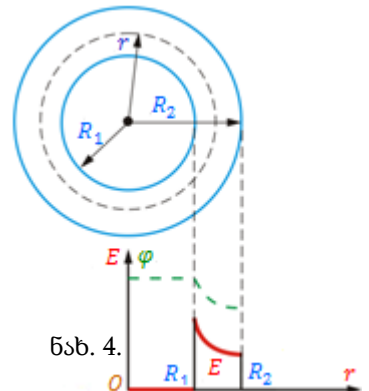
რომლის ინტეგრირებით,

$$\int_1^2 d\varphi = -\frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r}$$

მიიღება, რომ ცილინდრული კონდენსატორის შემონაფენებს შორის პოტენციალთა სხვაობა ტოლია,



ნახ. 3.



ნახ. 4.

$$\varphi_2 - \varphi_1 = -\frac{\tau}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

აქედან მიიღება, რომ

$$\varphi = \begin{cases} \frac{\tau}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \ln \frac{R_2}{R_1} = \text{const}, & \text{ნაკლები ცილინდრის შიგნით } (r < R_1) \\ \frac{\tau}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \ln \frac{r}{R_1}, & \text{ცილინდრებს შორის } (R_1 < r < R_2) \\ 0, & \text{ცილინდრებს გარეთ} \end{cases}$$

ამრიგად, მცირე რადიუსის ცილინდრის შიგნით $\varphi = \text{const}$, შემონაფენებს შორის პოტენციალი კლებულობს ლოგარითმული კანონით, ხოლო, მეორე შემონაფენი კი, ეკრანირებს ელექტრულ ველს (ცილინდრებს გარეთ), და φ და E ნულის ტოლია. ელექტრული ველის E დამახულობის და φ პოტენციალის, r მანძილზე გრაფიკული დამოკიდებულება გამოსახულია ნახაზზე (ნახ. 4).

5. თანაბრად დამუხტული სფეროს ზედაპირის მიერ შექმნილი, ველის წერტილებს შორის პოტენციალთა სხვაობა. დამუხტული სფეროს ელექტრული ველის დამახულობა განისაზღვრება ფორმულით,

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2}$$

რასაც, თუ გავითვალისწინებთ, (1) ფორმულაში, გვექნება

$$d\varphi = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr$$

რომლის ინტეგრირებით,

$$\int_1^2 d\varphi = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2}$$

მიიღება, რომ დამუხტული სფეროს მიერ შექმნილი ველის ნებისმიერ ორ 1 და 2 წერტილებს შორის პოტენციალთა სხვაობა ტოლია,

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right) \quad (3)$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ

$$\varphi = \begin{cases} \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 R} = \text{const}, & \text{სფეროს შიგნით და ზედაპირზე } (r \leq R) \\ \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}, & \text{სფეროს გარეთ } (r > R) \end{cases}$$

ელექტრული ველის E დამახულობის და φ პოტენციალის, r მანძილზე გრაფიკული დამოკიდებულება გამოსახულია ნახაზზე (ნახ. 5).

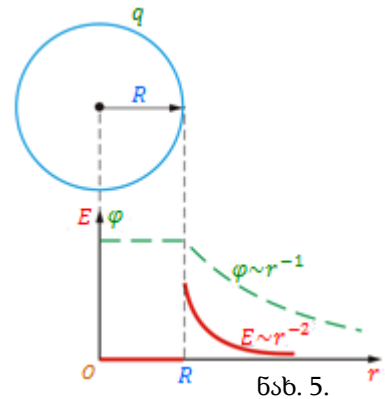
6. მოცულობით თანაბრად დამუხტული სფეროს (დიელექტრიკული) მიერ შექმნილი ელექტრული ველის წერტილებს შორის პოტენციალთა სხვაობა. განვიხილოთ მუდმივი ρ ($\rho = 3q/4\pi R^3$) მოცულობითი სიმკვრივით თანაბრად დამუხტული (დიელექტრული) R რადიუსის სფერო.

სფეროს შიგნით, ცენტრიდან $r < R$ მანძილზე, ელექტრული ველის დამახულობა (ნახ. 6) ტოლია,

$$E = \frac{\rho r}{3\epsilon\epsilon_0}$$

რასაც თუ გავითვალისწინებთ, (1) ფორმულაში, გვექნება

$$d\varphi = -\frac{\rho r}{3\epsilon\epsilon_0} dr$$



ნახ. 5.

რომლის ინტეგრირებით,

$$\int_1^2 d\varphi = -\frac{\rho}{3\varepsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} r dr$$

მიიღება, რომ დამუხტული (დიელექტრიკული) სფეროს შიგნით, ველის ნებისმიერ 1 და 2 წერტილებს შორის პოტენციალთა სხვაობა ტოლი იქნება,

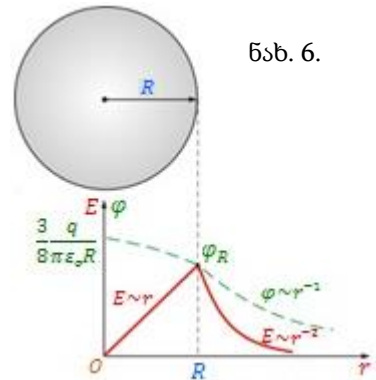
$$\varphi_2 - \varphi_1 = -\rho(r_2^2 - r_1^2)/6\varepsilon_0$$

ან,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q(r_2^2 - r_1^2)}{4\pi\varepsilon_0 \cdot 2R^3}$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ

$$\varphi = \begin{cases} \frac{3q}{8\pi\varepsilon_0 R}, & \text{სფეროს ცენტრში } (r = 0) \\ \frac{q}{8\pi\varepsilon_0 R} \left(3 - \frac{r^2}{R^2} \right), & \text{სფეროს შიგნითი } (r \leq R) \\ \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r}, & \text{სფეროს ზედაპირზე და გარეთ } (r \geq R) \end{cases}$$



ნახ. 6.

მიღებული შედეგებიდან გამომდინარეობს, რომ გაუსის თეორემის გამოყენებით, შეიძლება შედარებით მარტივად გამოვთვალოთ, სხვადასხვა დამუხტული ზედაპირების E და φ . ველის დაძაბულობა ვაკუუმში იცვლება ნახტომისებურად დამუხტული ზედაპირზე გადასვლისას. ველის პოტენციალი ყოველთვის კოორდინატების უწყვეტი ფუნქციაა ყოველთვის.

§82. ელექტროტევადობა. კონდენსატორები

განვიხილოთ განმხოლოებული გამტარი - გამტარი რომელიც მოთავსებულია სხვა გამტარების, სხეულებისა და მუხტებისაგან შორს, ე.ი. მისი ზომები გაცილებით ნაკლებია სხვა სხეულებამდე მანძილებთან შედარებით. სინამდვილეში გამტარი არასდროს არ არის აბსოლუტურად განმხოლოებული. მაგრამ, მრავალ შემთხვევაში გამტარი შეიძლება მაინც ჩავთვალოთ განმხოლოებულად. ცდებით დადგენილია, რომ ერთნაირად დამუხტულ სხვადასხვა გამტარს, გააჩნიათ განსხვავებული პოტენციალი. ე.ი. განმხოლოებული გამტარის პოტენციალი მასზე მუხტის პროპორციულია. ამიტომ, განმხოლოებული გამტარისათვის შეიძლება დავწეროთ,

$$q = C\varphi \quad (1)$$

საიდანაც, C პროპორციულობის კოეფიციენტი ტოლია,

$$C = \frac{q}{\varphi} \quad (2)$$

რომელსაც, განმხოლოებული გამტარის ელექტროტევადობა (ან, უბრალოდ ტევადობა) ეწოდება. გამტარის ტევადობა დამოკიდებულია მის ზომებსა და ფორმაზე. ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში ელექტროტევადობის ერთეულია ფარადი (ფ).

ცნობილია, რომ ε დიელექტრიკული შეღწევადობის ერთგვაროვან გარემოში მოთავსებული, R რადიუსის და q მუხტის მქონე განმხოლოებული სფეროს პოტენციალი ტოლია,

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{R} \quad (3)$$

რომლის (2) ფორმულაში გათვალისწინებით მიიღება, რომ დამუხტული სფეროს ელექტროტევადობა ტოლია

$$C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 R \quad (4)$$

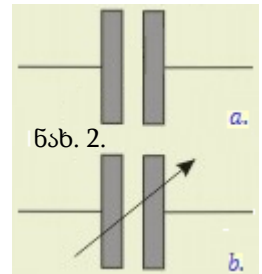
აქედან გამომდინარეობს, რომ 1 ფელექტროტევადობა გააჩნია, ვაკუუმში ($\epsilon = 1$) მოთავსებულ $R = C/4\pi\epsilon_0 \approx 9 \cdot 10^6$ კმ რადიუსის განზომილებულ გამტარს. რაც 1400-ჯერ მეტია დედამიწის რადიუსზე (დედამიწის ელექტროტევადობა $C \approx 0.7$ მფ). ცხადია, რომ ფარადი ძალიან დიდი სიდიდეა, ამიტომ, პრაქტიკაში გამოიყენება ჯერადი ერთეულები - მილიფარადი (1 მფ = 10^{-3} ფ), მიკროფარადი (1 მკრფ = 10^{-6} ფ), ნანოფარადი (1 ნფ = 10^{-9} ფ), პიკოფარადი (1 პფ = 10^{-12} ფ).

ელექტროტევადობის პრაქტიკული მნიშვნელობა მდგომარეობს იმაში, რომ თუ განვსაზღვრავთ მას ექსპერიმენტულად, ან თეორიულად, მაშინ, მუხტის ცნობილი მნიშვნელობის მიხედვით, შეიძლება გამოვთვალოთ მისი პოტენციალი და პირიქით. იმისათვის, რომ კონდენსატორს მივანიჭოთ მუხტი, ის უნდა დავმუხტოთ, მაგალითად მიუერთოთ მუდმივი დენის წყაროს.

კონდენსატორები. როგორც ვნახეთ, იმისათვის, რომ გამტარს გააჩნდეს დიდი ტევადობა, მას უნდა ჰქონდეს დიდი ზომები. მაგრამ, პრაქტიკაში აუცილებელია მოწყობილობები, რომელთაც გარემომცველი სხეულების მიმართ მცირე ზომებისა და შედარებით მცირე პოტენციალთა სხვაობისას, შეუძლიათ სიდიდით დიდი მუხტის დაგროვება. ასეთ მოწყობილობებს კონდენსატორები ეწოდებათ (ნახ. 1). კონდენსატორი შედგება დიელექტრიკით გაყოფილი ორი გამტარისაგან, რომელთაც კონდენსატორის შემონაფენები ეწოდებათ. ის შეიძლება იყოს: ორი ბრტყელი ფირფიტა, ორი კოაქსიალური ცილინდრი, ორი კონცენტრირებული სფერო. კონდენსატორის ერთერთი ნებისმიერი შემონაფენის მუხტის მოდულს, კონდენსატორის მუხტი ეწოდება. კონდენსატორს შეუძლია მცირე ($\sim 10^3$ ჯ) ენერგიის დაგროვება, მაგრამ მას გააჩნია მნიშვნელოვანი უპირატესობა: მის მიერ დაგროვილი ენერგიის თითქმის მყისიერად გაცემა, განმუხტვისას. ამიტომ ისინი ფართოდ გამოიყენებიან პრაქტიკაში. ნახაზზე (ნახ. 2, *a* - კონდენსატორი, *b* - ცვლადი კონდენსატორი) ნაჩვენებია, სქემაზე კონდენსატორის პირობითი აღნიშვნა. ელექტრულ სქემაზე კონდენსატორები აღინიშნებიან ორი შემონაფენის სახით. რადგან ელექტრული ველი კონცენტრირებულია კონდენსატორის შიგნით, დაძაბულობის წირები იწყებიან ერთ შემონაფენზე და მთავრდება მეორეზე, ამიტომ სხვადასხვა შემონაფენებზე წარმოშობილი თავისუფალი მუხტები იქნებიან სიდიდით ტოლი და ნიშნით საპირისპირო (ნახ. 3).



ნახ. 1.

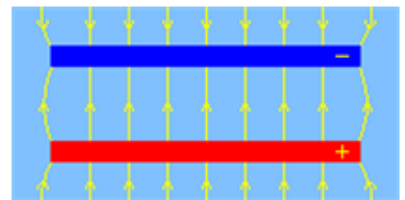


ნახ. 2.

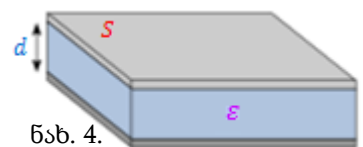
კონდენსატორის ტევადობის ქვეშ იგულისხმება ფიზიკური სიდიდე, რომელიც ტოლია კონდენსატორზე დაგროვილი q მუხტის, კონდენსატორის შემონაფენებს შორის $\phi_1 - \phi_2$ პოტენციალთა სხვაობაზე ფარდობის,

$$C = \frac{q}{\phi_1 - \phi_2} \quad (5)$$

დაუშვათ, რომ კონდენსატორის ფირფიტებს შორის d მანძილი მცირეა მათ ხაზოვან ზომებთან შედარებით, ფირფიტებს შორის ველი ერთგვაროვანი, ხოლო, თითოეული ფირფიტის ფართობია S და მათ შორის არსებობს დიელექტრიკი (ნახ. 4). (5) ფორმულაში თუ გავითვალისწინებთ, ორი უსასრულო, პარალელურ, სხვადასხვანაირად დამუ-



ნახ. 3.



ნახ. 4.

ხტულ სიბრტყეებს შორის პოტენციალთა სხვაობის მნიშვნელობას,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} d$$

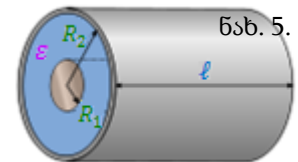
სადაც, σ - მუხტის ზედაპირული სიმკვრივეა, d - სიბრტყეებს შორის მანძილი, მაშინ მივიღებთ ბრტყელი კონდენსატორის ტევადობის ფორმულას,

$$C = \frac{q}{\frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon q}{\sigma d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{\sigma d} \quad (6)$$

სადაც, გათვალისწინებულია, რომ $q = \sigma S$, ხოლო, ϵ - გარემოს დიელექტრიკული შეღწევადობაა. ანალოგიურად შეიძლება განვსაზღვროთ:

1. ცილინდრული კონდენსატორის ტევადობა (ნახ. 5),

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon\ell}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \quad (7)$$



ნახ. 5.

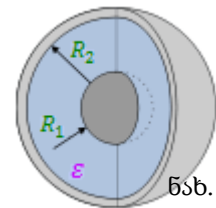
სადაც, ℓ - კონდენსატორის სიგრძეა, R_1 და R_2 - შიგა და გარე შემონაფენების რადიუსებია.

2. სფერული კონდენსატორის ტევადობა (ნახ. 6),

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1} \quad (8)$$

სადაც, R_1 და R_2 - შიგა და გარე შემონაფენების რადიუსებია. თუ $d = R_2 - R_1 \ll R_1$, მაშინ $R_1 \approx R_2 \approx R$, და გვექნება,

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon R^2}{d} \quad (9)$$



ნახ. 6.

ტევადობასთან ერთად კონდენსატორები ხასიათდებიან შემონაფენებს შორის ზღვრული პოტენციალთა სხვაობით U_{max} , რომელიც არ იწვევს დიელექტრიკის ელექტრულ გარღვევას.

ტევადობის გაზრდისა და ვარირებისათვის გამოიყენება კონდენსატორების პარალელური და მიმდევრობითი შეერთებები.

1. კონდენსატორების მიმდევრობითი შეერთებისას (ნახ. 7), ყველა შემონაფენის მუხტი სიდიდით ტოლია, ხოლო პოტენციალთა სხვაობა კი ტოლია,

$$\Delta\varphi = \sum_{i=1}^n \Delta\varphi_i$$

სადაც, ნებისმიერი განსახილველი კონდენსატორისათვის,

$$\Delta\varphi_i = \frac{q}{C_i}$$

ამიტომ, გვექნება,

$$\Delta\varphi = \sum_{i=1}^n \frac{q}{C_i} \quad (10)$$

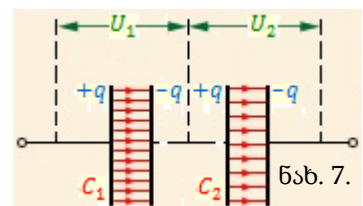
მეორეს მხრივ,

$$\Delta\varphi = \frac{q}{C} \quad (11)$$

ამიტომ, (10) და (11) ფორმულების საფუძველზე შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{q}{C} = \sum_{i=1}^n \frac{q}{C_i}$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ



ნახ. 7.

$$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}$$

ან,

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_1} + \dots + \frac{1}{C_n} \quad (12)$$

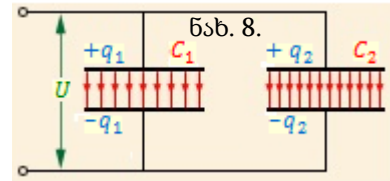
ე.ი. კონდენსატორების მიმდევრობითი შეერთებისას, სისტემის სრული ტევადობის შებრუნებული სიდიდე, ცალკეული ტევადობების შებრუნებული სიდიდეების ჯამის ტოლია.

2. კონდენსატორების პარალელური შეერთებისას (ნახ. 8), შემონაფენებზე პოტენციალთა სხვაობა ერთნაირია და ტოლია $\varphi_1 - \varphi_2$. თუ ცალკეული კონდენსატორის ტევადობებია $C_1, C_2, \dots, C_n$, მაშინ, (5) ფორმულის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$q_1 = C_1(\varphi_1 - \varphi_2), \quad q_2 = C_2(\varphi_1 - \varphi_2), \quad \dots, \quad q_n = C_n(\varphi_1 - \varphi_2),$$

ხოლო, კონდენსატორთა სისტემის მუხტი ტოლია,

$$q = \sum_{i=1}^n q_i = (C_1 + C_2 + \dots + C_n)(\varphi_1 - \varphi_2)$$

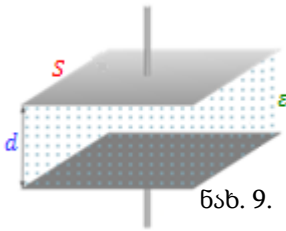


სისტემის სრული ტევადობა ტოლი იქნება,

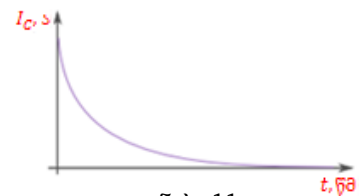
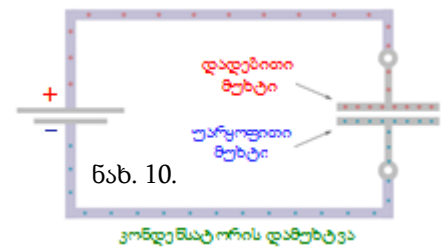
$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = C_1 + C_2 + C_n = \sum_{i=1}^n C_n \quad (10)$$

ე.ი. კონდენსატორების პარალელური შეერთებისას, სისტემის სრული ტევადობა, ცალკეული კონდენსატორების ტევადობების ჯამის ტოლია.

მარტივი (ბრტყელი) კონდენსატორი შედგება, ერთმანეთისაგან პერპენდიკულარულად, ან სპეციალური დიელექტრიკული მასალით (მაგალითად, ქაღალდი, მინა, ქარსი) ელექტრულად იზოლირებული ორი პარალელური გამტარი ფირფიტისაგან (შემონაფენისაგან) (ნახ. 9). განვიხილოთ ბრტყელი კონდენსატორის მუშაობის პრინციპი. თუ მას ჩავრთავთ კვების წყაროსთან, მაშინ მის ერთერთ ფირფიტაზე (შემონაფენზე) დაიწყებენ დაგროვებას უარყოფითად დამუხტული ნაწილაკები, ელექტრონების სახით, ხოლო, მეორეზე კი დადებითად დამუხტული ნაწილაკები, იონების სახით (ნახ. 10).

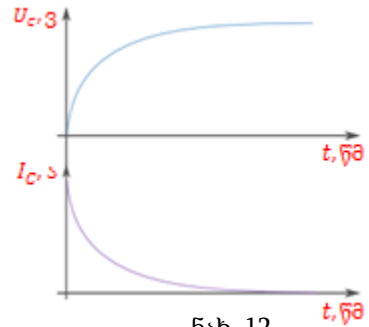


რადგან შემონაფენებს შორის მოთავსებულია დიელექტრიკი, დამუხტულ ნაწილაკებს არ შეუძლიათ „გადავიდნენ“ კონდენსატორის საპირისპირო მხარეს. მიუხედავად ამისა, ელექტრონები გადაადგილდებიან კვების წყაროდან - კონდენსატორის ფირფიტებამდე. ამიტომ, წრედში გაივლის ელექტრული დენი. დასაწყისში, კონდენსატორის წრედში ჩართვისას, მის შემონაფენებზე ყველაზე მეტი თავისუფალი ადგილია. ცხადია, რომ საწყის დენს, ამ მომენტში „ხვდება“ ყველაზე ნაკლები წინაღობა და გააჩნია მაქსიმალური მნიშვნელობა. კონდენსატორის შემონაფენების დამუხტული ნაწილაკებით თანდათანობით შევსებისას, დენი თანდათანობით მცირდება მანამ, სანამ არ შეივსება თავისუფალი „ადგილები“ შემონაფენებზე და დენი საერთოდ არ შეწყდება. „ცარიელი“ კონდენსატორის (მაქსიმალური მნიშვნელობის დენის) და „სავსე“ კონდენსატორის (მინიმალური მნიშვნელობის დენის) შესაბამის მდგომარეობებს შორის დროს, კონდენსატორის დამუხტვის გარდამავალი პერიოდი ეწოდება (ნახ. 11).



კონდენსატორის მუხტი. ძაბვა. დამუხტვის გარდამავალი პერიოდის დასაწყისში, კონდენსატორის შემონაფენებს შორის ძაბვა ნულის ტოლია. როგორც კი შემონაფენებზე გაჩნდება დამუხტული ნაწილაკები, სხვადასხვა ნიშნიან მუხტებს შორის წარმოიშობა ძაბვა. რისი მიზეზია ფირფიტებს შორის დიელექტრიკი, რომელიც „ხელს უშლის“ სხვადასხვა ნიშნიან მუხტებს, გადავიდნენ კონდენსატორის საპირისპირო მხარეს.

დამუხტვის საწყის ეტაპზე ძაბვა სწრაფად იზრდება, რადგან დიდი დენი სწრაფად ზრდის შემონაფენებზე დამუხტული ნაწილაკების რაოდენობას. რაც მეტად დაიმუხტება კონდენსატორი, მით ნაკლებია დენი და მით უფრო ნელა იზრდება ძაბვა. გარდამავალი პერიოდის ბოლოს, კონდენსატორზე ძაბვის ზრდა მთლიანად შეწყდება და კვების წყაროს ძაბვის ტოლი გახდება. დამუხტვის დროს დენის და ძაბვის დამოკიდებულება ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 12). როგორც გრაფიკიდან ჩანს, კონდენსატორის დენის ძალა პირდაპირაა დამოკიდებული ძაბვის ცვლილებაზე. გარდამავალი პერიოდის დროს კონდენსატორის დენის ძალა განისაზღვრება ფორმულით,



ნახ. 12.

$$I_c = C \frac{\Delta U_c}{\Delta t}$$

სადაც, I_c - კონდენსატორის დენია, C - კონდენსატორის ტევადობა, $\Delta U_c / \Delta t$ - კონდენსატორზე ძაბვის ცვლილება, ამ დროის განმავლობაში.

კონდენსატორის განმუხტვა. მას შემდეგ, რაც კონდენსატორი დაიმუხტება, გამოვრთოთ კვების წყარო და ჩავრთოთ R წინაღობის დატვირთვა. რადგან კონდენსატორი უკვე დამუხტულია, ის თვითონ წარმოადგენს დენის წყაროს. რადგან, სხვადასხვა ნიშნიან მუხტებს შორის მოქმედებს მიზიდულობის ძალა, ამიტომ ერთ ფირფიტაზე დაგროვილი უარყოფითად დამუხტული ელექტრონები დაიწყებენ მოძრაობას მეორე ფირფიტისაკენ, დადებითად დამუხტული იონების მხარეს (ნახ. 13). R წინაღობის დატვირთვის ჩართვის მომენტში, ძაბვა კონდენსატორზე იგივეა, რაც დამუხტვის გარდამავალი პერიოდის ბოლოს. საწყისი დენი, ომის კანონის თანახმად ტოლი იქნება,

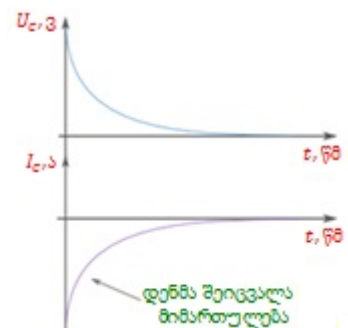


ნახ. 13

$$I_c = \frac{U_c}{R}$$

როგორც კი წრედში გაივლის დენი, კონდენსატორი დაიწყებს განმუხტვას. მუხტის შემცირებასთან ერთად, ძაბვაც დაიწყებს შემცირებას. ცხადია, რომ შემცირდება დენიც. დენის და ძაბვის მნიშვნელობების შემცირებისას, მცირდება აგრეთვე მათი შემცირების სიჩქარე. კონდენსატორის განმუხტვის ძაბვა და დენი ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 14).

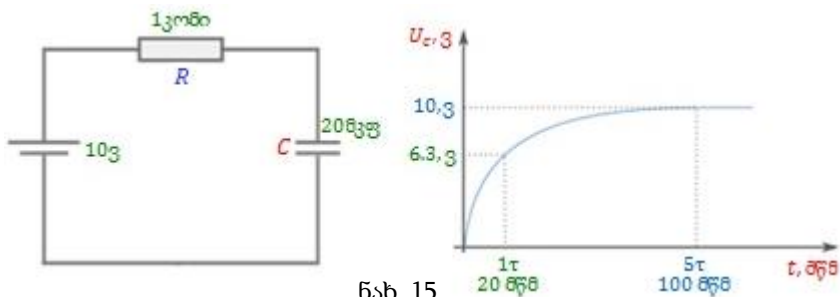
კონდენსატორის დამუხტვის და განმუხტვის სიჩქარე დამოკიდებულია ორ პარამეტრზე - კონდენსატორის C ტევადობასა და წრედის R წინაღობაზე. რაც მეტია კონდენსატორის ტევადობა, მით მეტი რაოდენობის მუხტი უნდა გავიდეს წრედში და მით უფრო მეტი დრო დასჭირდება დამუხტვა/განმუხტვის პროცესს. რაც მეტია R წინაღობა, მით ნაკლებია დენი. შესაბამისად



ნახ. 14.

მეტი დროა საჭირო დამუხტვისათვის.

RC სიდიდე (წინაღობა გამრავლებული ტევადობაზე) წარმოადგენს τ მუდმივას. ერთი τ -ს განმავლობაში კონდენსატორი დაიმუხტება, ან განიმუხტება 63%-ით. ხუთი τ -ს განმავლობაში კონდენსატორი დაიმუხტება, ან, განიმუხტება მთლიანად. დამუხტვის პროცესი ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 15). თვალსაჩინოებისათვის ჩავსვით მნიშვნელობები: 20მკრფ ტევადობის კონდენსატორი, 1კომი წინაღობა და 10ვ კვების წყარო. გვექნება, $\tau = R \cdot C = 1 \cdot 10^3 \cdot 20 \cdot 10^{-6} = 20 \cdot 10^{-3}$ წმ.



ნახ. 15.

§83. ელექტროსტატიკური ველის ენერგია

განვიხილოთ q მუხტის, C ტევადობის და φ პოტენციალის მქონე განმხოლოებული გამტარი. მოცემული გამტარის მუხტი გავზარდოთ dq სიდიდით. ამისათვის საჭიროა გადავიტანოთ dq მუხტი უსასრულობიდან, განმხოლოებულ გამტარზე, რისთვისაც საჭიროა შესრულდეს მუშაობა,

$$dA = \varphi dq = C\varphi d\varphi \quad (1)$$

იმისათვის, რომ სხეული დაიმუხტოს ნულის ტოლი პოტენციალიდან, რაღაც φ პოტენციალამდე, საჭიროა შესრულდეს მუშაობა,

$$A = \int_0^\varphi C\varphi d\varphi = \frac{C\varphi^2}{2} \quad (2)$$

დამუხტული გამტარის ენერგია ტოლია იმ მუშაობის, რომელიც საჭიროა შესრულდეს, რომ დავმუხტოთ ეს გამტარი,

$$W = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{q\varphi}{2} = \frac{q^2}{2C} \quad (3)$$

როგორც ყოველ დამუხტული გამტარს, კონდენსატორსაც გააჩნია ენერგია, რომელიც (3) ფორმულის თანახმად ტოლია,

$$W = \frac{C\Delta\varphi^2}{2} = \frac{q\Delta\varphi}{2} = \frac{q^2}{2C} \quad (4)$$

სადაც, q - კონდენსატორის მუხტია, C - მისი ტევადობა, $\Delta\varphi$ - კონდენსატორის შემონაფენებს შორის პოტენციალთა სხვაობა. (4) ფორმულაში თუ გავითვალისწინებთ, რომ ბრტყელი კონდენსატორის ტევადობა ტოლია $C = \epsilon_0 \epsilon S/d$, ხოლო, შემონაფენებს შორის პოტენციალთა სხვაობა $\Delta\varphi = Ed$, გვექნება,

$$W = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} Sd = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} V \quad (5)$$

სადაც, $V = Sd$ - კონდენსატორის მოცულობაა. (5) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ კონდენსატორის ენერგია გამოისახება ელექტრული ველის მახასიათებელი სიდიდის - ელექტრული ველის დაბულობით E . (5) გამოსახულებიდან შეიძლება დავწეროთ,

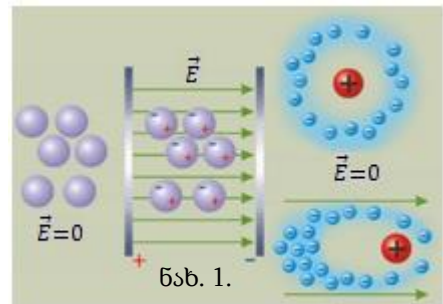
$$w = \frac{W}{V} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} = \frac{ED}{2} \quad (6)$$

რომელსაც, ელექტროსტატიკური ველის ენერგიის მოცულობითი სიმკვრივე (ერთეული მოცულობის ენერგია) ეწოდება. სადაც, D ელექტრული ინდუქცია.

§13. დიელექტრიკები. დიელექტრიკების პოლარიზაცია

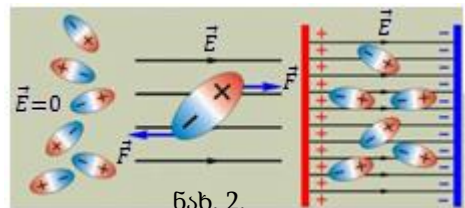
დიელექტრიკები არის ნივთიერებები, რომელებიც ცუდად, ან, საერთოდ არ ატარებენ ელექტრულ დენს, რადგან, მათ გააჩნიათ ძალიან მცირე თავისუფალი დამუხტული ნაწილაკები - ელექტრონები და იონები (ეს ნაწილაკები ჩნდებიან დიელექტრიკებში მაღალ ტემპერატურამდე გახურებისას). დიელექტრიკებს, გამტარებთან შედარებით გააჩნიათ დიდი კუთრი წინაღობა. იდეალური დიელექტრიკები ბუნებაში არ არსებობენ, რადგან ყველა ნივთიერება რაღაც ხარისხით ატარებს ელექტრულ დენს. არსებობენ მყარი (პარაფინი, პოლიეთილენი, ქარსი, კერამიკა და სხვ.), თხევადი (ზეთები, თხევადი ორგანული ნივთიერებები) და აირისებრი (აირები, ჰაერი) დიელექტრიკები. დიელექტრიკი შედგება ატომებისა და მოლეკულებისაგან, რომელებიც ელექტრულად ნეიტრალურია. მოლეკულის ყველა ბირთვის დადებითი მუხტი, ელექტრონების ჯამური მუხტის ტოლია. მოლეკულების ბირთვების დადებით მუხტს, თუ შევცვლით, დადებითი მუხტების „სიმძიმის“ ცენტრში მყოფი ჯამური $+q$ მუხტით, ხოლო, ყველა ელექტრონის მუხტს კი, უარყოფითი მუხტების „სიმძიმის“ ცენტრში მყოფი ჯამური $-q$ მუხტით, მაშინ, მოლეკულა შეიძლება განვიხილოთ როგორც $p = ql$ ელექტრული მომენტის (დიპოლური მომენტის) მქონე ელექტრული დიპოლი. სადაც, q - მოლეკულაში, ატომების ბირთვების ჯამური დადებითი მუხტია.

დიელექტრიკების პირველ ჯგუფს ($N_2, H_2, O_2, CO_2, CH_4, \dots$) მიეკუთვნებიან ნივთიერებები, რომელთა მოლეკულებს გააჩნიათ სიმეტრიული აგებულება, ე.ი. დადებითი და უარყოფითი მუხტების სიმძიმის „ცენტრები“, გარეშე ელექტრული ველის არ არსებობისას ემთხვევიან და ცხადია, რომ მოლეკულების p დიპოლური მომენტები ნულის ტოლია. ასეთი დიელექტრიკის მოლეკულებს არაპოლარული ეწოდებათ. გარეშე ელექტრული ველის მოქმედებით არაპოლარული მოლეკულების მუხტები წაინაცვლებენ ურთიერთსაპირისპირო მიმართულებებით (დადებითი მუხტები ველის გასწვრივ, ხოლო, უარყოფითი კი ველის საპირისპიროდ) და მოლეკულები შეიძენენ დიპოლურ მომენტს (ნახ. 1).



ნახ. 1.

დიელექტრიკების მეორე ჯგუფს ($H_2O, NH_3, SO_2, CO, \dots$) მიეკუთვნებიან ნივთიერებები, რომელთა მოლეკულებს გააჩნიათ ასიმეტრიული აგებულება, ე.ი. დადებითი და უარყოფითი მუხტების სიმძიმის „ცენტრები“ არ ემთხვევიან. ასეთ მოლეკულებს გარეშე ელექტრული ველის არ არსებობის შემთხვევაშიც კი გააჩნიათ დიპოლური მომენტები. ასეთი დიელექტრიკების მოლეკულებს პოლარული ეწოდებათ. მაგრამ, გარეშე ელექტრული ველის არ არსებობისას, პოლარული მოლეკულების დიპოლური მომენტები, სითბური მოძრაობის შედეგად ორიენტირებული არიან სივრცეში ქაოსურად და მათი ჯამური



ნახ. 2.

დიპოლ-ური მომენტი ნულის ტოლია. თუ ასეთ დიელექტრიკს მოვათავსებთ გარეშე ელექტრულ ველში, მაშინ დიპო-ლები განლაგდებიან ველის გასწვრივ და წარმოიშობა ნულისაგან განსხვავებული ჯამური ელექტრული მო-მენტი (ნახ. 2).

დიელექტრიკების მესამე ჯგუფს ($NaCl, KCl, KBr, \dots$) მიეკუთვნებიან ნივთიერებები, რომელთა მოლეკულებს გააჩნიათ იონური აგებულება. იონური კრისტალები წარმოადგენენ სხვადასხვა ნიშნის იონების მქონე სივრცით მესერს. ასეთ კრისტალებში არ შეიძლება გამოვყოთ ცალკეული მოლეკულები, მაგრამ, ისინი შეიძლება განვიხილოთ როგორც ორი იონური ქვემესერის სისტემა. იონურ კრისტალზე, ელექტრული ველის მოდებისას, ადგილი აქვს კრისტალური მესერის რაღაც დეფორმაციას, ანუ, ქვემესერების ურთიერთ ფარდობით წანაცვლებას, რაც იწვევს დიპოლური მომენტების წარმოშობას.

დიელექტრიკის, გარეშე ელექტრულ ველში მოთავსებისას, ის განიცდის პოლარიზაციას (შეიძენს ნულისაგან განსხვავებულ დიპოლურ მომენტს). დიელექტრიკის პოლარიზაციის რაოდენობრივი აღწერისათვის სარგებლობენ ვექტორული სიდიდით - პოლარიზებულობით (ან, პოლარიზაციის ვექტორით), რომელიც განისაზღვრება როგორც დიელექტრიკის ერთეული მოცულობის დიპოლური მომენტი,

$$\vec{P} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^N \vec{p}_i \quad (1)$$

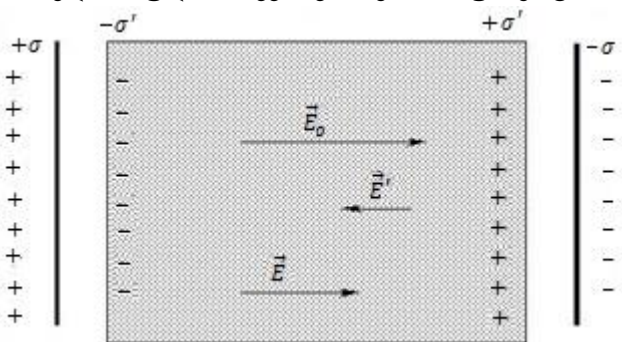
სადაც, N - ΔV მოცულობაში მოლეკულების რიცხვია, $\vec{p}_i$ - ერთი მოლეკულის დიპოლური მომენტი.

ცდები გვიჩვენებენ, რომ დიელექტრიკების უმრავლესობისათვის (სეგნეტოელექტრიკების გამოკლებით), პოლარიზებულობა წრფივადაა დამოკიდებული ელექტრული ველის დამაბულობაზე. როცა დიელექტრიკი იზოტროპულია და E არ არის ძალიან დიდი, მაშინ

$$\vec{P} = \kappa \epsilon_0 \vec{E} \quad (2)$$

სადაც, κ - უგანზომილებო სიდიდე, ნივთიერების დიელექტრიკული ამთვისებლობაა, რომელიც ახასიათებს დიელექტრიკის თვისებებს.

დიელექტრიკის ელექტრული ველის რაოდენობრივი კანონზომიერების დასადგენად, ორი უსასრულო, პარალელური, სხვადასხვა ნიშნით დამუხტული სიბრტყეებით შექმნილ გარეშე ელექტრულ ველში, მოვათავსოთ ერთგვაროვანი დიელექტრიკის ფირფიტა ისე, როგორც ეს ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 3). ველის მოქმედებით დიელექტრიკი განიცდის პოლარიზაციას - ხდება მუხტების წანაცვლება: დადებითი მუხტები წანაცვლებენ ველის გასწვრივ, ხოლო, უარყოფითი მუხტები კი ველის საპირისპიროდ. რის შედეგადაც, დიელექტრიკის მარჯვენა წახნაზე (რომელიც მიმართულია უარყოფითი სიბრტყისაკენ) იქნება $+\sigma'$ ზედაპირული სიმკვრივის „ჭარბი“ დადებითი მუხტი, ხოლო, მარცხენაზე კი, $-\sigma'$ ზედაპირული სიმკვრივის „ჭარბი“ უარყოფითი მუხტი. დიელექტრიკის პოლარიზაციის შედეგად წარმოშობილ, ამ არაკომპენსირებული მუხტებს, ბმული მუხტები ეწოდებათ. ბმული მუხტები ქმნიან $\vec{E}'$ ელექტრულ ველს, რომელიც დიელექტრიკის შიგნით მიმართულია გარე ველის დამაბულობის $\vec{E}_0$ ვექტორის საწინააღმდეგოდ. ამ პროცესს დიელექტრიკის პოლარიზაციას უწოდებენ. ამის შედეგად, დიელექტრიკის



ნახ. 3.

შიგნით სრული ელექტრული ველი - $\vec{E} = \vec{E}_o + \vec{E}'$, სიდიდით გარე $\vec{E}_o$ ველზე ნაკლები გამოდის. ამრიგად, ბმული მუხტების გაჩენა იწვევს დამატებითი $\vec{E}'$ ელექტრული ველის გაჩენას (ბმული მუხტების მიერ შექმნილი ველი), რომელიც მიმართულია გარე ველის $\vec{E}_o$ (თავისუფალი მუ-ხტების მიერ შექმნილი ველი) საპირისპიროდ და ამცირებს მას. დიელექტრიკის გარეთ $\vec{E} = \vec{E}_o$, ხოლო, დიელექტრიკის შიგნით კი ჯამური ველი ტოლია,

$$\vec{E} = \vec{E}_o + \vec{E}' \quad (3)$$

ან, სკალარულად,

$$E = E_o - E' \quad (4)$$

სადაც, $E' = \sigma' / \epsilon_o$ - ორი უსასრულო, დამუხტული სიბრტყის მიერ შექმნილი ელექტრული ველია, ამიტომ გვექნება,

$$E = E_o - \frac{\sigma'}{\epsilon_o} \quad (5)$$

მარტივი გამოთვლებით მიიღება, რომ ბმული მუხტების σ' ზედაპირული სიმკვრივე, P პოლარიზებულობის ტოლია,

$$\sigma' = P \quad (6)$$

ამიტომ, (5) გამოსახულებაში თუ გავითვალისწინებთ (6) და (2) გამოსახულებებს, მივიღებთ

$$E = E_o - \kappa E \quad (7)$$

რომელიც ასე ჩავწეროთ,

$$E = \frac{E_o}{1 + \kappa} = \frac{E_o}{\epsilon} \quad (8)$$

სადაც,

$$\epsilon = 1 + \kappa \quad (9)$$

უგანზომილებო სიდიდეს, გარემოს დიელექტრიკული შეღწევადობა ეწოდება, და ტოლია ვაკუუმში გარე $\vec{E}_o$ ელექტრული ველის დამბულობის, ერთგვაროვან დიელექტრიკში სრული ველის $\vec{E}$ დამბულობასთან ფარდობის,

$$\epsilon = \frac{\vec{E}_o}{\vec{E}}, \text{ ან სკალარულად, } \epsilon = \frac{E_o}{E}$$

(8) და (9) გამოსახულებების შედარება გვიჩვენებს, თუ რამდენჯერ მცირდება ველი დიელექტრიკის მიერ. ელექტრული წანაცვლების ვექტორის,

$$\vec{D} = \epsilon_o \epsilon \vec{E}$$

ფორმულაში, თუ გავითვალისწინებთ (7) და (2) ფორმულებს, მაშინ ელექტრული წანაცვლების ვექტორისათვის მიიღება შემდეგი გამოსახულება,

$$\vec{D} = \epsilon_o \vec{E} + \vec{P} \quad (8)$$

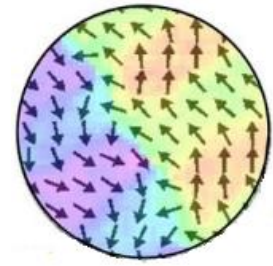
დიდი ძაბვების შემთხვევაში ადგილი აქვს დიელექტრიკების გარღვევას. რამაც შეიძლება მოიწვიოს დიელექტრიკის დაშლა. რაც განსაზღვრავს დიელექტრიკების თვისებებს და ცხადია, რომ მათი რადიომოწყობილობებში მუშაობის საიმედოობას.

§85. სეგნეტოელექტრიკები

სეგნეტოელექტრიკები წარმოადგენენ დიელექტრიკებს, რომელთაც ტემპერატურის განსაზღვრულ ინტერვალში გააჩნიათ სპონტანური (თავისთავადი) პოლარიზებულობა (პოლარიზებუ-

ლობა გარეშე ელექტრული ველის არ არსებობისას). სეგნეტოელექტრიკებს მიეკუთვნებიან სეგნეტის მარილი $NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$ (აქედან წარმოდგება სახელწოდება სეგნეტოელექტრიკი) და ბარიუმის ტიტანიტი.

გარეშე ელექტრული ველის არ არსებობისას, სეგნეტოელექტრიკი წარმოადგენს დომენების მოზაიკას - სხვადასხვა მიმართულების პოლარიზებულობების მქონე არეების ერთობლიობას (ნახ. 1). რადგან მოსახდრე დომენებში ეს მიმართულებები განსხვავებულია, ამიტომ, მთლიანად დიელექტრიკის დიპოლური მომენტი ნულის ტოლია. სეგნეტოელექტრიკის გარეშე ელექტრულ ველში შეტანისას, ადგილი აქვს დომენების დიპოლური მომენტების ველის გასწვრივ ორიენტირებას, ხოლო, ამ დროს წარმოშობილი დომენების ჯამური ელექტრული ველი ინარჩუნებს მათ რაღაც ორიენტაციას, გარეშე ელექტრული ველის მოქმედების შეწყვეტის შემდეგაც. ამიტომ, სეგნეტოელექტრიკებს გააჩნიათ დიელექტრიკული შეღწევადობის ანომალურად დიდი მნიშვნელობა.

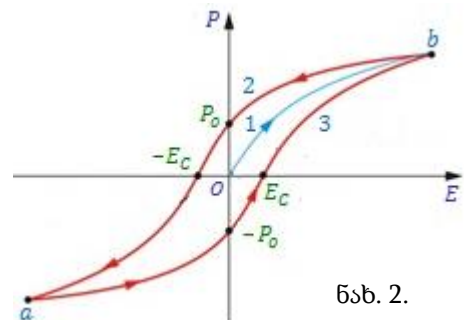


ნახ. 1.

სეგნეტოელექტრული თვისებები ძლიერაა დამოკიდებული ტემპერატურაზე. ყოველ დიელექტრიკს გააჩნია განსაზღვრული ტემპერატურა, რომლის ზევითაც, მისი სეგნეტოელექტრული თვისებები ქრება და ის ხდება ჩვეულებრივი დიელექტრიკი. ამ ტემპერატურას კიურის ტემპერატურა ეწოდება, ფრანგი ფიზიკოსის პ. კიურის (1859–1906) საპატივცემულოდ. სეგნეტოელექტრიკებს გააჩნიათ მხოლოდ ერთი კიურის წერტილი. გამონაკლისი წარმოადგენს მხოლოდ სეგნეტის მარილი ($-18 \div +40$)°C და მისდამი იზომორფული ნაერთები. სეგნეტოელექტრიკებში, კიურის წერტილის მახლობლობაში ადგილი აქვს აგრეთვე ნივთიერების სითბოტევადობის ზრდას. სეგნეტოელექტრიკის გარდაქმნა ჩვეულებრივ დიელექტრიკად, რომელიც ხდება კიურის წერტილში, მიმდინარეობს II გვარის ფაზური გადასვლით.

სეგნეტოელექტრიკების დიელექტრიკული შეღწევადობა ϵ (და ცხადია, რომ დიელექტრიკული ამთვისებლობა κ), დამოკიდებულია ნივთიერებაში ელექტრული ველის $\vec{E}$ დამაბულობაზე, ხოლო, სხვა დიელექტრიკებისათვის, ეს სიდიდეები წარმოადგენენ ნივთიერების მახასიათებლებს.

სეგნეტოელექტრიკების პოლარიზებულობის ელექტრულ ველზე დამოკიდებულების $\vec{P} = \epsilon_0 \vec{E}$ ფორმულა არ სრულდება. მათთვის პოლარიზებულობის ($\vec{P}$) და დამაბულობის ($\vec{E}$) ვექტორებს შორის კავშირი არაწრფივია და დამოკიდებულია დროის წინა მომენტში $\vec{E}$ სიდიდის მნიშვნელობაზე. სეგნეტოელექტრიკებში ადგილი აქვს დიელექტრიკული ჰისტერეზისის („დაგვიანების“) მოვლენას. როგორც ნახაზიდან (ნახ. 2) ჩანს, გარეშე ელექტრული ველის E დამაბულობის გაზრდისას, P პოლარიზებულობა იზრდება და აღწევს ნაჯერობას (1 მრუდი). E დამაბულობის შემცირებისას, P პოლარიზებულობის შემცირება ხდება 2 მრუდით და როცა $E = 0$, სეგნეტოელექტრიკი ინარჩუნებს ნარჩენ პოლარიზებულობას (P_0) - სეგნეტოელექტრიკი რჩება პოლარიზებული გარეშე ელექტრული ველის არ არსებობის შემთხვევაშიც. იმისათვის რომ არ გვქონდეს ნარჩენი პოლარიზებულობა, უნდა მოვდოთ საპირისპირო მიმართულების ელექტრული ველი ($-E_c$). E_c სიდიდეს კოერციტული (ლათ. Coercitio - შეკავება) ძალა ეწოდება. თუ შემდგომ ვცვლით E სიდიდეს,



ნახ. 2.

მაშინ P სიდიდე იცვლება ჰისტერეზისის მარყუჟის 3 მრუდის მიხედვით.

სეგნეტოელექტრიკების ინტენსიურ შესწავლის საფუძველი გახდა, ბარიუმის ტიტანიტის ანომალური დიელექტრიკული თვისებების შესწავლა. ბარიუმის ტიტანიტს გააჩნია ფართო სამეცნიერო-ტექნიკური გამოყენება, თავისი ქიმიური მდგრადობის და მაღალი მექანიკური სიმტკიცის გამო, და აგრეთვე იმის გამო, რომ ინარჩუნებს სეგნეტოელექტრულ თვისებებს ტემპერატურის ფართო ინტერვალში, (მაგალითად, ულტრაბერების გენერატორად და მიმღებად). ამჟამად, ცნობილია ასზე მეტი სეგნეტოელექტრიკი, რომ არ ჩავთვალოთ მათი მყარი ხსნარები. სეგნეტოელექტრიკები ფართოდ გამოიყენებიან როგორც მასალები, რომელთაც გააჩნიათ დიდი ε მნიშვნელობა (მაგალითად, კონდენსატორებში).

უნდა აღინიშნოს აგრეთვე პიეზოელექტრიკების - კრისტალური ნივთიერებების შესახებ, რომელთა განსაზღვრული მიმართულებებით შეკუმშვისას, ან, გაჭიმვისას წარმოიშობა პოლარიზებულიობა, იმ შემთხვევაშიც კი, როცა გარეშე ელექტრული ველი არ არსებობს (პირდაპირი პიეზოეფექტი).

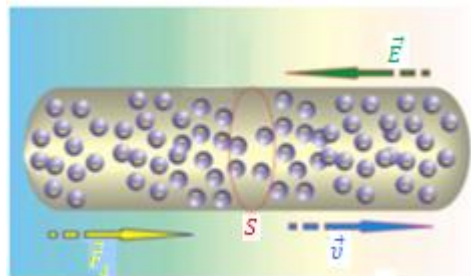
ადგილი აქვს შებრუნებულ პიეზოეფექტს - მექანიკური დეფორმაციის წარმოშობას, ელექტრული ველის მოქმედებით. ზოგიერთი პიეზოელექტრიკის დადებითი იონების მესერი, თერმოდინამიკური წონასწორობის მდგომარეობაში წანაცვლებულია უარყოფითი იონების მესერის მიმართ, რის შედეგადაც ისინი აღმოჩნდებიან პოლარიზებული, ელექტრული ველის არ არსებობის შემთხვევაშიც კი. ასეთ კრისტალებს პიროელექტრიკები ეწოდებათ.

არსებობენ აგრეთვე დიელექტრიკები (ელექტრეტები), რომლებიც დიდხანს ინარჩუნებენ პოლარიზებულ მდგომარეობას, გარეშე ელექტრული ველის მოხსნის შემდეგ (მუდმივი მაგნიტების ელექტრული ანალოგია). ამ ჯგუფის ნივთიერებები ფართოდ გამოიყენებიან ტექნიკაში და საყოფაცხოვრებო მოწყობილობებში.

თავი 13. მუდმივი ელექტრული დენი

§86. ელექტრული დენი. დენის ძალა

ელექტრული დენის გამტარობის მიხედვით ნივთიერებები იყოფიან: გამტარებად, დიელექტრიკებად და ნახევარგამტარებად. დაუშვათ, რომ მოცემული გვაქვს ლითონის გამტარი, რომელიც შეიცავს თავისუფალი ელექტრონებს. ასეთ გამტარს თუ მოვათავსებთ $\vec{E}$ დამაბულობის ელექტრულ ველში (ნახ. 1), მაშინ, ყოველ თავისუფალ ელექტრონზე, ველის მხრივ იმოქმედებს კულონის ძალა, რის შედეგადაც ელექტრონები დაიწყებენ მოძრაობას ველის საპირისპირო მიმართულებით. გამტარში დამუხტული ნაწილაკების ნებისმიერ მოწესრიგებულ, მიმართულ მოძრაობას ელექტრული დენი ეწოდება. ელექტრული დენის რაოდენობრივი მახასიათებელია დენის ძალა, რომელიც განისაზღვრება, გამტარის განიკვეთში, ერთეულ დროში გასული ელექტრული მუხტის რაოდენობით,



ნახ. 1.

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (1)$$

დენს, რომლის ძალა და მიმართულება, დროის მიხედვით არ იცვლება, მუდმივი დენი ეწოდება, დენის ძალა სკალარული სიდიდეა. ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში (SI) დენის ძალის ერ-

$$I = \frac{q}{t} \quad (2)$$

თეულია ამპერი (ა), $1\text{ა} = 1\text{კ/წმ}$. ამპერი წარმოადგენს შვიდი ძირითადი ერთეულიდან, ერთ-ერთ ძირითად ერთეულს.

გამტარის განიკვეთის, ერთეულოვან ფართობში გასულ დენის ძალას, დენის სიმკვრივე ეწოდება,

$$j = \frac{I}{S} \quad (3)$$

დენის სიმკვრივე ვექტორული სიდიდეა, რომლის მიმართულება ემთხვევა დადებითი მუხტების მოწესრიგებული მოძრაობის მიმართულებას. დენის სიმკვრივის ერთეულია ა/მ².

თუ გამტარში დენის გადამტანი მუხტების კონცენტრაციაა n , და ყოველ მათგანს გააჩნია e ელემენტარული მუხტი, მაშინ dt დროში, გამტარის S განიკვეთში გასული მუხტი ტოლი იქნება,

$$dq = nevSdt$$

სადაც, v - გამტარში მუხტების მოწესრიგებული მოძრაობის სიჩქარეა. რასაც, თუ გავითვალისწინებთ (1) ფორმულაში, მაშინ დენის ძალა ტოლი იქნება,

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{nevSdt}{dt} = nevS$$

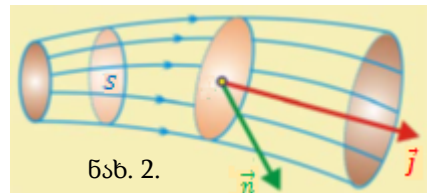
ხოლო, დენის სიმკვრივე კი ტოლი იქნება,

$$j = \frac{I}{S} = \frac{nevS}{S} = nev \quad (4)$$

ან, ვექტორული ფორმით, გვექნება

$$\vec{j} = ne\vec{v} \quad (5)$$

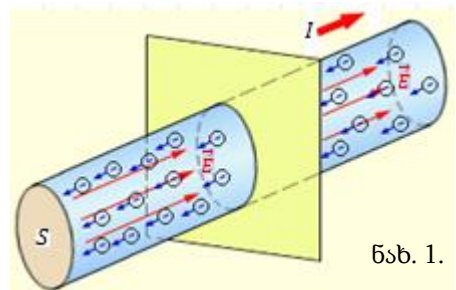
წირებს რომელთა გასწვრივაც გადაადგილდებიან მუხტის გადამტანები, ელექტრული დენის წირები ეწოდებათ (ნახ. 2). ელექტრული დენის წირების ერთობლიობა ქმნის დენის მილს, რომელიც საშუალებას გვაძლევს თვისობრივად და რაოდენობრივად დავახასიათოთ მუხტის გადამტანების მიმართული მოძრაობა. ელექტრულ ველში მოძრავი მუხტის გადამტანები არ გადაკვეთავენ ელექტრული დენის მილს.



ნახ. 2.

§87. დენის წყარო. ელექტრული წრედი

თუ რაიმე გამტარს, რომელიც შეიცავს თავისუფალ ელექტრულ მუხტებს, მოვათავსებთ გარეშე $\vec{E}$ ელექტრულ ველში, მაშინ, თავისუფალი მუხტები დაიწყებენ მასში გადაადგილებას: დადებითი - ელექტრული ველის მიმართულებით, ხოლო, უარყოფითი კი საპირისპირო მიმართულებით (ნახ. 1). ასეთ შემთხვევაში ამბობენ, რომ გამტარში წარმოიშობა ელექტრული დენი, რომელსაც გამტარებლობის დენი ეწოდება. დენის მიმართულებად, პირობითად მიღებულია დადებითი მუხტების მოძრაობის მიმართულება. ე.ი. ელექტრული დენის წარმოშობისა და არსებობისათვის აუცილებელია, ერთის მხრივ დენის გადამტანი



ნახ. 1.

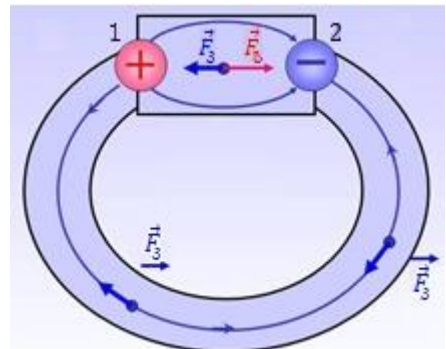
თავისუფალი დამუხტული ნაწილაკების არსებობა, რომლებიც მოძრაობენ ჩაკეტილ ტრაექტორიაზე, და მეორეს მხრივ კი, ელექტრული ველის არსებობა, რომლის ენერგია რაიმე სახით შეივსება და დაიხარჯება მათ მოწესრიგებულ მოძრაობაზე. თუ გამტარის სიგრძეა ℓ , ელექტრული ველის დაძაბულობა E , და გავითვალისწინებთ კავშირს ელექტრული ველის დაძაბულობასა და პოტენციალს შორის, გვექნება

$$E = -\frac{d\varphi}{d\ell} = -\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\ell} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\ell} = \frac{U}{\ell} \quad (1)$$

ე.ი. შეიძლება ვთქვათ, რომ გამტარში დენის არსებობისათვის საჭიროა მის ბოლოებზე პოტენციალთა სხვაობის არსებობა. ამასთან, გამტარში დენის წარმოშობისას, ის გაივლის მეტი φ_1 პოტენციალიდან, ნაკლები φ_2 პოტენციალისაკენ. ე.ი. ელექტრული დენის წარმოშობის პირობაა

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 \neq 0 \quad (2)$$

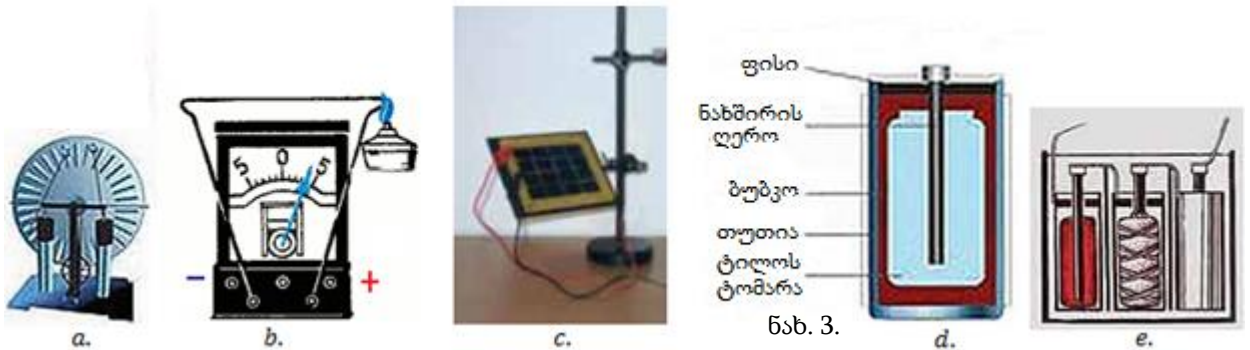
დაუშვათ, რომ დროის საწყის მომენტში $\varphi_1 > \varphi_2$. მაშინ, 1 წერტილიდან, 2 წერტილში, q დადებითი მუხტის გადატანა გამოიწვევს მათ შორის პოტენციალთა სხვაობის შემცირებას. მუდმივი პოტენციალთა სხვაობის შენარჩუნებისათვის აუცილებელია, რომ გადავიტანოთ ზუსტად ასეთივე მუხტი 2 წერტილიდან, 1 წერტილში. თუ $1 \rightarrow 2$ მიმართულებით მუხტები მოძრაობენ ელექტრული ველის ძალთა მოქმედებით, მაშინ $2 \rightarrow 1$ მიმართულებით მუხტების გადაადგილება ხდება ელექტრული ველის ძალთა საპირისპირო მიმართულებით, ე.ი. არაელექტრული ბუნების, ან სხვაგვარად, გარეშე ძალთა მოქმედებით. რაც შესაძლებელია მოწყობილობებში, რომელთაც დენის წყაროები ეწოდებათ (ნახ. 2). დენის წყაროები შეიძლება იყოს განსხვავებული თავიანთი კონსტრუქციით, მაგრამ ნებისმიერ მათგანში სრულდება მუშაობა დადებითი და უარყოფითი დამუხტული ნაწილაკების განსაცალკევებლად. მუხტების განცალკევება ხდება გარეშე ძალების მოქმედებით. გარეშე ძალები მოქმედებენ მხოლოდ დენის წყაროს შიგნით და შეიძლება განპირობებული იყოს ქიმიური პროცესებით (აკუმულატორები, გალვანური ელემენტები), სინათლის მოქმედებით (ფოტოელემენტები), ცვლადი მაგნიტური ველით (გენერატორი) და სხვ. შესაბამისად, არსებობენ სხვადასხვა სახის დენის წყაროები (ნახ. 3):



ნახ. 2.

1. დენის მექანიკური წყარო - მექანიკური ენერგია გარდაიქმნება ელექტრულ ენერგიად. მათ მიეკუთვნებიან: ელექტროფორული მანქანა (ნახ. 3, *a*) (მანქანის დისკები მოჰყავთ ურთიერთსაპირისპირო მიმართულებით ბრუნვით მოძრაობაში. საკონტაქტო მუსების, დისკებთან ხახუნის შედეგად, მანქანის კონდუქტორებზე დაგროვდება საპირისპირო ნიშნის მუხტები), ავტომანქანების დინამო, გენერატორები.
2. დენის სითბური წყარო - შინაგანი ენერგია გარდაიქმნება სითბურ ენერგიად (ნახ. 3, *b*). მაგალითად, თერმოელემენტი - ორი სხვადასხვა ლითონის გამტარი, რომელთა ერთი ბოლოები დარჩილილია. თუ გამტარების დარჩილვის ადგილს გავათბობთ, მაშინ, ამ გამტარების მეორე ბოლოებზე წარმოიშობა ძაბვა. გამოიყენება თერმოგადამწოდებსა და გეოთერმულ ელექტროსადგურებში.
3. დენის სინათლის წყარო - სინათლის ენერგია გარდაიქმნება ელექტრულ ენერგიად (ნახ. 3, *c*). მაგალითად, ფოტოელემენტი - ზოგიერთი ნახევარგამტარის განათებისას, სინათლის ენერგია გარდაიქმნება ელექტრულად ენერგიად. გამოიყენება მზის ბატარეებში, სინათლის გადამწოდებში, კალკულატორებში, ვიდეოკამერებში.

4. დენის ქიმიური წყარო - ქიმიური რეაქციის შედეგად, შინაგანი ენერგია გარდაიქმნება ელექტრულ ენერგიად. მაგალითად, გალვანური ელემენტი (ნახ. 3, *d*) - თუთიის ჭურჭელში ჩასმულია, ტილოს პარკში მოთავსებული ნახშირის ღერო. ჭურჭელი ავსებულია მარგანეცის ჟანგის და ნახშირის ნარევით. ელემენტში გამოიყენება ფქვილის და ნიშადურის ხსნარის ბუბკა. ნიშადურის თუთიასთან ურთიერთქმედების შედეგად, თუთია შეიძენს უარყოფით მუხტს, ხოლო, ნახშირის ღერო კი, დადებით მუხტს. დამუხტულ ღეროსა და თუთიის ჭურჭელს შორის წარმოიშობა ელექტრული ველი. ასეთ დენის წყაროში, ნახშირი წარმოადგენს დადებით ელექტროდს, ხოლო, თუთიის ჭურჭელი კი, უარყოფით ელექტროდს. რამოდენიმე გალვანური ელემენტისაგან შეიძლება შევადგინოთ ბატარეა (ნახ. 3, *e*). დენის წყაროები, რომელთაც საფუძვლად უდევთ გალვანური ელემენტები, გამოიყენებიან საყოფაცხოვრებო ელექტროხელსაწყოებში, უწყვეტი კვების წყაროებში.



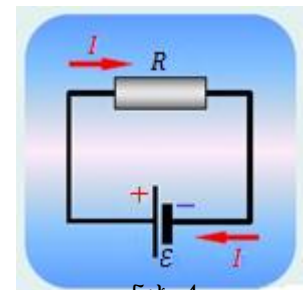
დენის წყაროში, დამუხტული ნაწილაკების განცალკევების მუშაობის პროცესში, მექანიკური, სინათლის, შინაგანი და სხვა სახის ენერგია გარდაიქმნება ელექტრულ ენერგიად. განცალკევებული ნაწილაკები გროვდებიან დენის წყაროს პოლუსებზე (ადგილი, სადაც კლემების, ან მომჭერების საშუალებით, ხდება მომხმარებლებთან შეერთება). დენის წყაროს ერთი პოლუსი დაიმუხტება დადებითად, ხოლო, მეორე კი უარყოფითად. დენის წყაროს პოლუსებს შორის წარმოიშობა ელექტრული ველი. თუ დენის წყაროს პოლუსებს შევაერთებთ გამტარით, მაშინ ასეთ ელექტრულ წრედში გაივლის ელექტრული დენი. დენის წყაროს შიგნით, დამუხტული ნაწილაკები, გარე ძალების მოქმედებით მოძრაობენ კულონური ძალების საპირისპირო მიმართულებით, ხოლო, მთელს დანარჩენ წრედში კი, ისინი მოძრაობენ ელექტრული ველის მოქმედებით.

ნებისმიერი დენის წყაროს მახასიათებელი სიდიდეა ელექტრო მამოძრავებელი ძალა (ე.მ.ძ), რომელიც ტოლია, გარეშე ძალთა მიერ, ჩაკეტილი წრედის გასწვრივ, ერთეულოვანი დადებითი მუხტის გადაადგილებისას შესრულებული მუშაობის,

$$\mathcal{E} = \frac{A_0}{q}$$

ემმ სკალარული სიდიდეა. ის წარმოადგენს დენის წყაროს ენერგეტიკულ მახასიათებელს. ერთეულთა SI სისტემაში ემმ-ის ერთეულია ვოლტი (ვ).

ნებისმიერი დენის წყარო წარმოადგენს რაღაც წინაღობას დენისათვის. მას დენის წყაროს შიგა წინაღობა ეწოდება და აღინიშნება r ასოთი. გენერატორში r - გრაგნილის წინაღობაა, გალვანურ ელემენტში - ელექტროლიტის ხსნარის და ელექტროდების წინაღობაა. მაგალითად, ელექტროსტატიკური მანქანებს გააჩნიათ ძალიან დიდი ე.მ.ძ (ათეულ მეთასობით ვოლტი), მაგრამ, მათი შიგა წინაღობა დიდია (ასეულ მეგაომამდე). ამიტომ ისინი არ გამოიყენებიან ძლიერი დენების მისაღ-

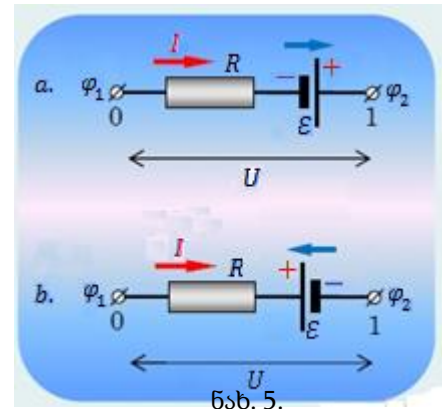


ნახ. 4.

ბად. გალვანური ელემენტების ე.მ.ძ ~ 1 ვ-ია, მაგრამ შიგა წინაღობა მცირეა (~ 1 ომი და ნაკლები), ამიტომ, მათი საშუალებით მიიღება ამპერის რიგის დენები.

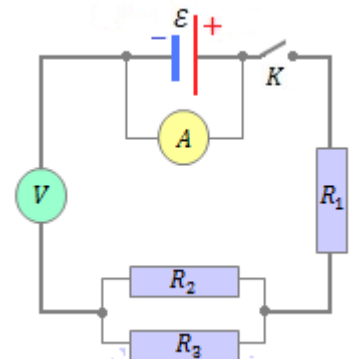
დენის წყაროს ემძ-ის სიდიდე („+“ ან „-“) დამოკიდებულია დენის მიმართულებაზე. სქემაზე (ნახ. 4), წყაროს გარეთ (გარე წრედში) დენი მიმართულია წყაროს „პოლუსიდან“, „მინუსისაკენ“, წყაროს შიგნით კი „მინუსიდან“, „პოლუსისაკენ“.

დაუშვათ, რომ წრედის უბანზე სადაც გადის დენი, არსებობს გარეშე ძალთა წყარო და რეზისტორი (ნახ. 5). სიმართვისათვის ჩავთვალოთ, რომ $\varphi_1 > \varphi_2$, ე.ი. დენი მიმართულია 1 წერტილიდან, 2 წერტილისაკენ. დენის წყაროს ჩართვისას, როგორც ეს ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 5, a), დენის წყაროს გარეშე ძალები ასრულებენ დადებით მუშაობას, ამიტომ, ამ შემთხვევაში დენის წყაროს ემძ-ის სიდიდე დადებითია, $+|\mathcal{E}|$. წყაროს საპირისპიროდ ჩართვისას (ნახ. 5, b), მის შიგნით მუხტები მოძრაობენ გარეშე ძალთა საპირისპიროდ, და ასრულებენ უარყოფით მუშაობას და ცხადია, რომ ამ შემთხვევაში დენის წყაროს ემძ-ის სიდიდე უარყოფითია, $-|\mathcal{E}|$.

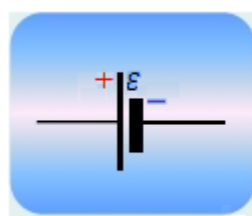


ნახ. 5.

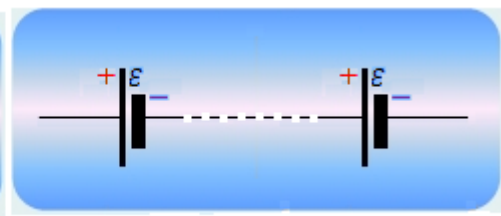
ელექტრული წრედი შედგება დენის წყაროს, ელექტრონერგიის მომხმარებლების, შემაერთებული გამტარების და ჩამრთველისაგან, რომელიც გამოიყენება წრედის და სხვა ელემენტების ჩართვა-გამორთვისათვის. ნახაზები, რომლებზედაც გამოსახულია ელექტრულ წრედში იმ ელემენტების ერთობლიობები (გამტარები, ელექტრო და რადიოელემენტები, მოწყობილობები და სხვ.), რომელთა გასწვრივაც გადაადგილდებიან ელექტრული მუხტები, ელექტრული სქემები ეწოდებათ (ნახ.6). სქემებზე ხელსაწყოები აღინიშნებიან პირობითი ნიშნებით. დენის წყაროების (ან, ბატარეების, რომლებიც შედგებიან რამოდენიმე წყაროსაგან) ელექტრულ სქემებზე აღსანიშნავად გამოიყენება სპეციალური აღნიშვნები (ნახ. 7) (ნახ. 7, a - დენის წყარო, b - ბატარეა, რომელიც შედგება რამოდენიმე წყაროსაგან). შესაძლებელია ელექტრული წრედების შემდეგი კლასიფიკაცია:



ნახ. 6.



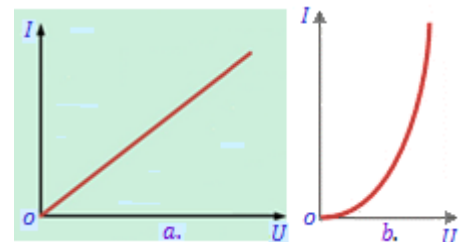
a.



ნახ. 7.

b.

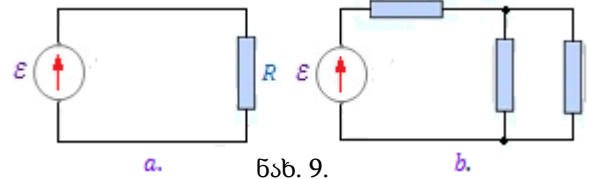
1. ელექტრული დენის გვარობის მიხედვით: მუდმივი დენის, ცვლადი დენის, სინუსოიდური, არასინუსოიდური.
2. ფაზათა რიცხვის მიხედვით: ერთფაზიანი, სამფაზიანი.
3. ელემენტების ბუნების მიხედვით: წრფივი (ყველა ელემენტი წრფივია), არაწრფივი (შეიცავს ერთ არაწრფივ



ნახ. 8.

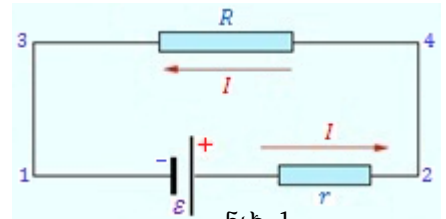
ელემენტს მაინც). წრფივი ეწოდება წრედებს, რომელთა ყველა კომპონენტი (ელემენტი) წრფივია, და რომელთა პარამეტრები არ არიან დამოკიდებული წრედში ძაბვებსა და დენებზე. წრფივ კომპონენტებს მიეკუთვნებიან დენის და ძაბვის წყაროები, რეზისტორები, ელექტრული კონდენსატორები და ინდუქციურობის კოჭები, ფერომაგნიტური გულარების გარეშე, და სხვა ნებისმიერი კომპონენტები, რომლებიც აღიწერებიან წრფივი დიფერენციალური განტოლებებით. როცა წრედი შეიცავს ჩამოთვლილი კომპონენტებიდან განსხვავებულს, მაშინ მას არაწრფივი ეწოდება. წრფივი ელემენტები (ნახ. 8, *a*), არაწრფივი ელემენტებისაგან (ნახ. 8, *b*) განსხვავდებიან ვოლტამპერული მახასიათებლებით.

4. მომხმარებლების შეერთების მიხედვით: არაგანშტოებული (ნახ. 9, *a*) (მის ყველა ელემენტში გადის ერთნაირი დენი) და განშტოებული (ნახ. 9, *b*) (მასში არსებობს სამი შტო და ორი კვანძი. ყოველ შტოში გადის თავისი დენი) წრედებად. წრეწირის შიგნით ისარი გვიჩვენებს $\mathcal{E}$ ემძ დენის წყაროს შიგნით პოტენციალის ზრდის მიმართულებას. შტო შეიძლება განვსაზღვროთ როგორც მიმდევრობით შეერთებული ელემენტებით წარმოქმნილი წრედის უბანი (რომლებშიც გადის ერთნაირი დენი) და მოთავსებულია ორ კვანძს შორის. თავის მხრივ კვანძი არის წრედის წერტილი, რომელშიც იკრიბება არა ნაკლებ სამი შტო. კვანძს, რომელშიც იკრიბება ორი შტო, რომელთაგან, ერთი წარმოადგენს მეორეს გაგრძელებას, აცილებადი ან გადაგვარებული კვანძი ეწოდება. კონტური არის ელექტრული წრედის ჩაკეტილი უბანი, სადაც წრედის ყოველი ელემენტი გვხვდება არაუმეტეს ერთჯერ. თუ ელექტრულ სქემაზე, ორი ხაზის გადაკვეთის ადგილას, დასმულია წერტილი (ნახ. 9, *b*), მაშინ ამ ადგილას არის ორი ხაზის ელექტრული შეერთება, წინააღმდეგ შემთხვევაში ის არის.



§88. ომის კანონი

მუდმივი დენის წრედი შეიძლება დავყოთ ცალკეულ უბნებად. ის უბნები, რომლებზედაც არ მოქმედებენ გარე ძალები (ე.ი. უბნები, რომლებიც არ შეიცავენ დენის წყაროს), ერთგვაროვანი ეწოდებათ (ნახ. 1, 3 – 4 უბანი), ხოლო უბნები, რომლებიც შეიცავენ დენის წყაროს, არაერთგვაროვანი ეწოდებათ (ნახ. 1, 1 – 2 უბანი). განვიხილოთ R წინააღობის რეზისტორის და $\mathcal{E}$ ემძ-ის დენის წყაროს შემცველი არაერთგვაროვანი უბანი (ნახ. 1). დენის წყაროს შიგა წინააღობა ჩავთვალოთ ნულის ტოლი. დაუშვათ, რომ 1 და 2 წერტილების პოტენციალებია φ_1 და φ_2 . რაიმე t დროის განმავლობაში, ამ უბანზე გასული მუხტი ტოლია $q = It$. ცხადია, რომ ელექტრული ველის მიერ შესრულებული მუშაობა ტოლი იქნება,



$$A_{\text{ელ.}} = (\varphi_1 - \varphi_2)q = (\varphi_1 - \varphi_2)It \quad (1)$$

გარდა ამისა დადებით მუშაობას ასრულებს დენის წყარო (რადგან q მუხტი გადის აგრეთვე მასში), ამიტომ შეიძლება დავწეროთ,

$$A_{\text{გ}} = \mathcal{E}q = \mathcal{E}It \quad (2)$$

რადგან დენი მუდმივია, ამ უბანზე, ელექტრული ველის და დენის წყაროს გარეშე ძალების მიერ, q მუხტის გადაადგილებაზე შესრულებული მუშაობა, მთლიანად გარდაიქმნება სითბოდ,

$$A_{\text{ელ.}} + A_{\text{გ}} = Q$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ $A_{\text{კლ}}$ და $A_{\text{გ}}$ მნიშვნელობებს (1) და (2) ფორმულებიდან, და Q სიდიდის მნიშვნელობას ჯოულ-ლენცის კანონიდან ($Q = I^2 R t$), გვექნება,

$$(\varphi_1 - \varphi_2) I t + \mathcal{E} I t = I^2 R t$$

ანუ,

$$(\varphi_1 - \varphi_2) + \mathcal{E} = I R$$

საიდანაც,

$$I = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2) + \mathcal{E}}{R} \quad (3)$$

რომელიც წარმოადგენს ომის კანონს წრედის არაერთგვაროვანი უბნისათვის.

თუ წრედის მოცემულ უბანზე დენის წყარო არ არსებობს ($\mathcal{E} = 0$) (ნახ. 2), მაშინ, (3) ფორმულიდან მიიღება,

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} = \frac{U}{R} \quad (4)$$



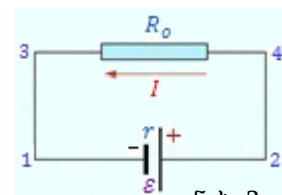
ნახ. 2.

რომელიც წარმოადგენს ომის კანონს წრედის ერთგვაროვანი უბნისათვის. მას აგრეთვე ეწოდება ომის კანონი ინტეგრალური ფორმით.

$U = \varphi_1 - \varphi_2$ სიდიდეს, წრედის 1-2 უბნის ძაბვა ეწოდება. ე.ი. ერთგვაროვანი უბნისათვის, ძაბვა, პოტენციალთა სხვაობის ტოლია (ან, გარე ძალების არ არსებობისას, წრედის ბოლოებზე ძაბვა, პოტენციალთა სხვაობის ტოლია). ერთეულთა SI სისტემაში, ელექტრული ძაბვის ერთეულია ვოლტი (ვ).

როცა წრედი ჩაკეტილია ($\varphi_1 = \varphi_2$, ე.ი. 1 და 2 წერტილები ემთხვევა) (ნახ. 3), მაშინ (3) ფორმულიდან მიიღება,

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R} \quad (5)$$

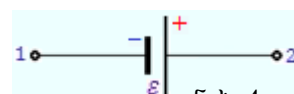


ნახ. 3.

რომელიც წარმოადგენს ომის კანონს ჩაკეტილი წრედისათვის. სადაც, $R = R_o + r$ - წრედის სრული წინაღობაა, ხოლო, r - წყაროს ემმ-ის შიგა წინაღობაა, R_o - კი გარე ნაწილის წინაღობა (ნახ. 3). ამიტომ (5) ასე ჩაიწერება,

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R_o + r} \quad (6)$$

როცა წრედი განრთულია (ე.ი. $I = 0$) (ნახ. 4), მაშინ (3) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ $\mathcal{E} = \varphi_1 - \varphi_2$, ე.ი. განრთული წრედის, დენის წყაროს პოლუსებზე პოტენციალთა სხვაობა, მისი ემმ-ს ტოლია.



ნახ. 4.

როცა 1 და 2 წერტილები შეერთებულია გამტარით, რომლის წინაღობა მცირეა დენის წყაროს შიგა წინაღობასთან შედარებით ($R \ll r$) (ნახ. 5), მაშინ წრედში გაივლის მოკლე ჩართვის დენი,

$$I' = \frac{\mathcal{E}}{r} \quad (7)$$

მოკლე ჩართვის დენი არის მაქსიმალური დენის ძალა, რომელიც შეიძლება მივიღოთ $\mathcal{E}$ ემმ-ის და r შიგა წინაღობის მოცემული დენის წყაროდან. მოკლე ჩართვის რეჟიმში, დენის წყაროს შიგნით, ელექტრული ველი არ არსებობს. მცირე შიგა წინაღობის დენის წყაროს, მოკლე ჩართვის დენი, შეიძლება იყოს ძალიან დიდი და გამოიწვიოს ელექტრული წრედის, ან დენის წყაროს დაზიანება. მოკლე ჩართვის დიდი დენების თავიდან აცილების მიზნით, წრედებში გამოიყენება დამცველები და დაცვის სპეციალურ ავტ-



ნახ. 5.

ომატები. ზოგიერთ შემთხვევაში, წყაროსთან მიმდევრობით რთავენ რაღაც გარე დატვირთვას. მაშინ, წინაღობა ტოლია, წყაროს შიგა წინაღობის და გარე წინაღობის ჯამის და მოკლე ჩართვის დენი არ აღმოჩნდება მეტისმეტად დიდი.

გარე წრედში გამოყოფილ სასარგებლო სიმძლავრის (N), წყაროს სიმძლავრესთან ($N_{\text{ყ}}$) ფარდობას, წყაროს მარგი ქმედების კოეფიციენტი (მ.ქ.კ) ეწოდება,

$$\eta = \frac{N}{N_{\text{ყ}}} \quad (8)$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ

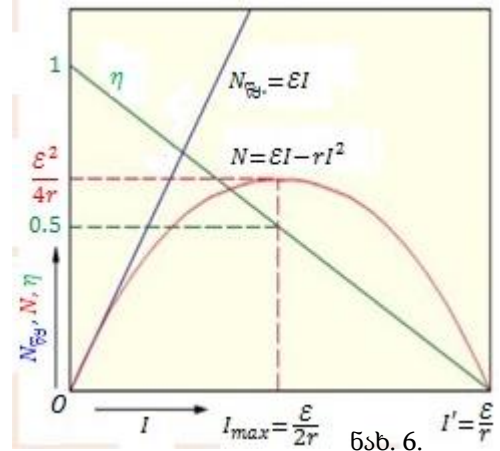
$$N_{\text{ყ}} = EI \text{ და } N = EI - rI^2$$

გვექნება,

$$\eta = \frac{N}{N_{\text{ყ}}} = 1 - \frac{r}{E} I = \frac{R}{R + r} \quad (9)$$

წყაროს სიმძლავრის ($N_{\text{ყ}}$), გარე წრედში გამოყოფილი სასარგებლო სიმძლავრის (N), და მარგი ქმედების კოეფიციენტის (η), წრედში დენის ძალაზე (I) დამოკიდებულება, E ემძის და r შიგა წინაღობის დენის წყაროსათვის, გრაფიკულად წარმოდგენილია ნახაზზე (ნახ. 6). დენი წრედში შეიძლება იცვლებოდეს $I = 0$ -დან (როცა $R = \infty$), $I' = E/r$ -მდე (როცა $R = 0$).

გამტარში დენის ძალის (I), გამტარის ძაბვაზე (U) დამოკიდებულების ($I = f(U)$) გრაფიკი, რომელსაც ვოლტამპერული მახასიათებელი ეწოდება, წარმოადგენს კოორდინატა სათავეში გამავალ წრფეს. ხშირად ვოლტ-ამპერულ მახასიათებელს, გრაფიკულად გამოსახვენ დეკარტეს კოორდინატებში. სადაც, აბსცისთა ღერძზე გადაზომივენ ძაბვას, ხოლო, ორდინატთა ღერძზე კი დენს. არსებობენ მრავალი მასალები და მოწყობილობები, რომლებიც არ აღიწერებიან ომის კანონით, მაგალითად, ნახევარგამტარული დიოდი, აირგანმუხტავი ნათურა, და სხვ.



ნახ. 6.

§89. ელექტრული წინაღობა

ელექტრული წინაღობა განისაზღვრება გამტარის ფიზიკური თვისებებით და მისი გეომეტრული მახასიათებლებით,

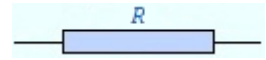
$$R = \rho \frac{\ell}{S} \quad (1)$$

სადაც, ρ - გამტარის კუთრი ელექტრული წინაღობაა, ℓ - გამტარის სიგრძე, S - გამტარის განიკვეთის ფართობი. ერთეულთა საერთაშორისო (SI) სისტემაში, ელექტრული წინაღობის ერთეულია ომი, 1ომი = 1ვ/ა. 1ომი არის ისეთი გამტარის წინაღობაა, რომე-ლშიც, 1ვ ძაბვისას, გადის 1ა დენი. პრაქტიკაში გამოიყენება კილომი (1კომი = 10^3 ომი), მეგაომი (1მეგაომი = 10^6 ომი). კუთრი ელექტრული წინაღობის ერთეულია ომი · მეტრი (ომი · მ).



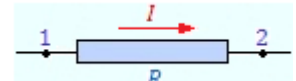
ნახ. 1.

R ელექტრული წინაღობის გამტარს, რეზისტორი ეწოდება. რეზისტორი (ნახ. 1) შეიძლება იყოს მუდმივი (გააჩნია უცვლელი წინაღობა), და ცვლადი (რომლის წინაღობა, მუშაობის რეჟიმში შეიძლება ვცვალოთ განსაზღვრულ ინტერვალში). წინაღობის მნიშვნელობა მითითებულია რეზისტორის ზედაპირზე. რეზისტორების მარკირებისათვის გამოიყენება ასოითი-ციფრული კოდი, ან, ფერითი კოდი, რომელიც, რამოდენიმე ფერადი ზოლისაგან შედგება. ელექტრულ სქემებზე რეზისტორი შემდეგნაირად აღინიშნება (ნახ. 2).



ნახ. 2.

ელექტრული დენი წრედში მიმართულია დენის წყაროს „+“ მომჭერიდან, „-“ მომჭერისაკენ. ამ მიმართულებით, სტაციონარული ელექტრული ველის პოტენციალი კლებულობს. დაუშვათ, რომ დადებითი ელექტრული მუხტი, გადაადგილდება წრედის 1 წერტილიდან, 2 წერტილში, R რეზისტორის გავლით (ნახ. 3). ამ დროს სტაციონარული ველი ასრულებს დადებით მუშაობას,

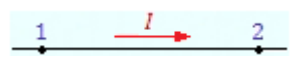


ნახ. 3.

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2)$$

რადგან, $q > 0$ და $A > 0$, ამიტომ $\varphi_1 - \varphi_2 > 0$, ე.ი. $\varphi_1 > \varphi_2$.

ელექტრულ წრედში, შემაერთებული გამტარების წინაღობები გაცილებით მცირეა: ელექტრულ სქემებზე, ის ითვლება ნულის ტოლი ($R = 0$). ომის კანონის თანახმად: $U = \varphi_1 - \varphi_2 = IR$, ამიტომ, რადგან $R = 0$, გვექნება რომ $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$, ანუ, $\varphi_1 = \varphi_2$ (ნახ. 4).



ნახ. 4.

ამრიგად, ელექტრული წრედების განხილვისას, ჩვენ ვსარგებლობთ იდეალიზაციით, რომელიც ძლიერ ამარტივებს მათ შესწავლას. კერძოდ, ჩვენ ვთვლით, რომ სტაციონარული ველის პოტენციალი იცვლება მხოლოდ წრედის ცალკეულ ელემენტებზე გადასვლებისას, ხოლო, ყოველი შემაერთებული გამტარის გასწვრივ რჩება უცვლელი. რეალურ წრედებში, პოტენციალი მონოტონურად კლებულობს წყაროს დადებითი კლემიდან, უარყოფითი კლემისაკენ მოძრაობისას.

გამტარის წინაღობა და კუთრი წინაღობა, დამოკიდებულია ტემპერატურაზე და ტემპერატურის მიხედვით შემდეგნაირად იცვლება,

$$R = R_0(1 + \alpha t), \quad \rho = \rho_0(1 + \alpha t) \quad (2)$$

სადაც, R , R_0 და ρ , ρ_0 - გამტარის წინაღობები და კუთრი წინაღობები, შესაბამისად t და 0°C - ტემპერატურებისას. α - წინაღობის ტემპერატურული კოეფიციენტი. სუფთა ლითონებისათვის $\alpha = 1/273$ გრად $^{-1}$. რომლის გათვალისწინებით (2) ტემპერატურული დამოკიდებულებები შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით,

$$R = R_0 \alpha T, \quad \rho = \rho_0 \alpha T \quad (3)$$

სადაც, T - აბსოლუტური ტემპერატურაა.

წინაღობის შებრუნებულ სიდიდეს,

$$G = \frac{1}{R} \quad (4)$$

გამტარის ელექტროგამტარობა ეწოდება. ერთეულთა SI სისტემაში, ელექტროგამტარობის ერთეულია სიმენსი (სმ). 1სმ არის, 1ომი წინაღობის, წრედის უბნის გამტარობა.

ელექტრული დენის სიმკვრივის ფორმულაში,

$$j = \frac{I}{S}$$

თუ გავითვალისწინებთ ომის კანონიდან წრედის უბნისათვის, რომ $I = U/R$, გვექნება

$$j = \frac{U}{RS}$$

ხოლო, უკანასკნელში თუ გავითვალისწინებთ ელექტრული წინაღობის მნიშვნელობას (1) ფორმულიდან, მიიღება

$$j = \frac{U}{\rho \frac{\ell}{S}} = \frac{1}{\rho} \frac{U}{\ell} = \gamma \frac{U}{\ell} \quad (5)$$

სადაც, კუთრი წინაღობის შებრუნებულ სიდიდეს,

$$\gamma = \frac{1}{\rho} \quad (6)$$

კუთრი ელექტროგამტარობა ეწოდება. მისი ერთეულია სიმენსი/მეტრი (სმ/მ).

(5) გამოსახულებაში თუ გავითვალისწინებთ, რომ გამტარში ელექტრული ველის დაძაბულობა $E = U/\ell$, მაშინ ის ასე ჩაიწერება

$$j = \gamma E \quad (7)$$

ან, ვექტორული ფორმით,

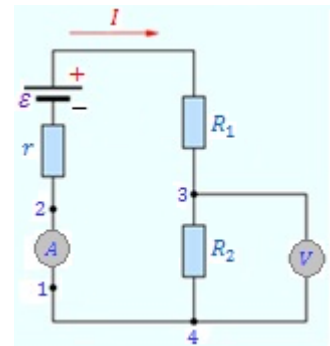
$$\vec{j} = \gamma \vec{E} \quad (8)$$

რომელიც წარმოადგენს ომის კანონს დიფერენციალური ფორმით.

მუდმივი დენის ელექტრულ წრედებში დენის ძალის და ძაბვის გასაზომად გამოიყენება სპეციალური ხელსაწყოები - ვოლტმეტრები და ამპერმეტრები.

ვოლტმეტრი განკუთვნილია მის მომჭერებზე მოდებული პოტენციალთა სხვაობის გასაზომად. ის ირთვება პარალელურად წრედის იმ უბანზე, სადაც ხდება პოტენციალთა სხვაობის გაზომვა. ნებისმიერ ვოლტმეტრს გააჩნია რაღაც R_V შიგა წინაღობა, რადგან გასაზომ წრედში ჩართვისას არ გამოიწვიოს დენის მნიშვნელოვანი ცვლილება. ვოლტმეტრის შიგა წინაღობა უნდა იყოს გაცილებით მეტი, წრედის იმ უბნის წინაღობასთან შედარებით, სადაც ის ჩართულია. ნახაზზე (ნახ. 5) გამოსახული წრედისათვის, ეს პირობა ასე ჩაიწერება,

$$R_V \gg R_1$$



ნახ. 5.

ეს პირობა ნიშნავს, რომ ვოლტმეტრში გამავალი დენი $I_V = \Delta\varphi_{34}/R_V$, გაცილებით ნაკლებია, წრედის უბანზე გამავალ $I = \Delta\varphi_{34}/R_1$ დენზე. რადგან, ვოლტმეტრის შიგნით არ მოქმედებენ გარე ძალები, ამიტომ, მის მომჭერებზე პოტენციალთა სხვაობა, განმარტების თანახმად ემთხვევა ძაბვას. ამიტომ, ვოლტმეტრით იზომება ძაბვა.

ამპერმეტრი განკუთვნილია წრედში დენის ძალის გასაზომად. ამპერმეტრი ირთვება წრედში მიმდევრობით, რადგან მასში გავიდეს მთლიანი გასაზომი დენი. ამპერმეტრსაც გააჩნია აგრეთვე რაღაც შიგა წინაღობა (R_A), მაგრამ, ვოლტმეტრისაგან განსხვავებით, ამპერმეტრის შიგა წინაღობა უნდა იყოს საკმაოდ მცირე, მთლიანი წრედის სრულ წინაღობასთან შედარებით.

ნახაზზე (ნახ. 5) გამოსახული წრედისათვის ამპერმეტრის წინაღობა უნდა აკმაყოფილებდეს პირობას $R_A \ll (r + R_1 + R_2)$, რადგან, ამპერმეტრის ჩართვისას წრედში დენი არ შეიცვალოს.

არსებობენ ორი სახის ვოლტმეტრები და ამპერმეტრები: ისრიანები (ანალოგურები) და ციფრულები. ციფრული ელექტროგამზომი ხელსაწყოები წარმოადგენენ რთულ ელექტრონულ მოწყობილობებს. ციფრული ხელსაწყოები უზრუნველყოფენ გაზომვის უფრო მაღალ სიზუსტეს.

§90. გამტარების წინააღობათა შეერთებები

დაუშვათ, რომ მოცემული გვაქვს სხვადასხვა წინააღობის გამტარები. ასეთ შემთხვევაში, ელექტრულ სქემებში, სრული წინააღობის გამოსათვლელად, გამოიყენება გამტარების მიმდევრობითი და პარალელური შეერთებები, და აგრეთვე მათი კომბინაციები, რომელსაც გამტარების შერეული შეერთება ეწოდება.

მიმდევრობით ელექტრულ წრედში, წრედის ყველა ელემენტი შეერთებულია ერთმანეთის თანმიმდევრობით: პირველის ბოლო მეორეს დასაწყისთან, მეორეს ბოლო, პირველის დასაწყისთან და ა.შ. განვიხილოთ, მუდმივი ძაბვის წყაროსთან, მიმდევრობით შეერთებული ორი R_1 და R_2 რეზისტორი (ნახ. 1). წრედში დენი მიმართულია საათის ისრის მოძრაობის მიმართულებით. ნებისმიერი გამტარის, ნებისმიერი განიკვეთის ფართობში, ერთეულ დროში გაივლის ერთი და იგივე მუხტი. მაგრამ, რადგან მუხტები არსად არ გროვდება, წრედიდან გარეთ არ გადიან და წრედში გარედან არ შემოდის, ყველა რეზისტორში გადის ერთნაირი დენი,

$$I_1 = I_2 = I \quad (1)$$

ომის კანონის თანახმად, R_1 და R_2 რეზისტორებზე, U_1 და U_2 ძაბვები ტოლი იქნება,

$$U_1 = IR_1, \quad U_2 = IR_2,$$

სრული ძაბვა კი ტოლი იქნება, ცალკეულ რეზისტორებზე ძაბვების ჯამის,

$$U = U_1 + U_2 = IR_1 + IR_2 = I(R_1 + R_2) \quad (2)$$

მეორეს მხრივ, ომის კანონის თანახმად,

$$U = IR \quad (3)$$

(2) და (3) ფორმულების საფუძველზე შეიძლება დავწეროთ,

$$IR = I(R_1 + R_2)$$

აქედან,

$$R = R_1 + R_2 \quad (4)$$

დაუშვათ, რომ მიმდევრობით შეერთებულია, ერთნაირი ნივთიერების და ერთნაირი S განიკვეთის ფართობის, მაგრამ სხვადასხვა ℓ_1 და ℓ_2 სიგრძის ორი გამტარი (რეზისტორი). გამტარების წინააღობები ტოლი იქნება,

$$R_1 = \rho \frac{\ell_1}{S} \text{ და } R_2 = \rho \frac{\ell_2}{S}$$

ეს ორი გამტარი ქმნიან $\ell_1 + \ell_2$ სიგრძის ერთიან გამტარს, რომლის წინააღობა ტოლი იქნება,

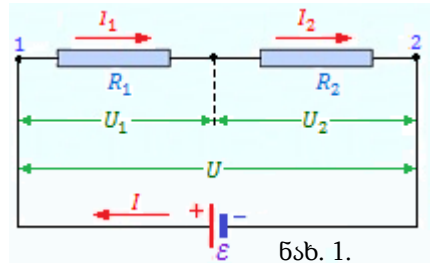
$$R = \rho \frac{\ell_1 + \ell_2}{S} = \rho \frac{\ell_1}{S} + \rho \frac{\ell_2}{S} = R_1 + R_2$$

რაც (4) ფორმულით გამოსახული შედეგის ანალოგიურია. ორი გამტარის მიმდევრობითი შეერთების მიღებული შედეგები, უცვლელად სამართლიანია აგრეთვე მრავალი რიცხვი გამტარების შემთხვევაში,

$$R = R_1 + R_2 + \dots + R_n = \sum_{i=1}^n R_n \quad (5)$$

ე.ი. გამტარების წინააღობათა მიმდევრობითი შეერთების დროს, წრედის სრული წინააღობა ცალკეულ წინააღობათა ჯამის ტოლია.

პარალელურ ელექტრულ წრედში, ყველა ელემენტი შეერთებულია ისეთნაირად, რომ მათი



დასაწყისები შეერთებულია ერთ საერთო წერტილში, ხოლო, ბოლოები კი სხვა, მეორე წერტილში. განვიხილოთ ორი, პარალელურად შეერთებული რეზისტორი (ნახ. 2). პარალელური შეერთების დროს, ცალკეულ რეზისტორზე ძაბვები ერთნაირია და შეერთების 1 და 2 წერტილებს შორის, პოტენციალთა სხვაობის ტოლია,

$$U_1 = U_2 = \varphi_1 - \varphi_2 = U \quad (6)$$

დაუშვით, რომ 1 წერტილში, t დროში აღწევს q მუხტი. ამავე t დროის განმავლობაში, 1 წერტილიდან R_1 რეზისტორზე აღწევს q_1 მუხტი, ხოლო, R_2 რეზისტორზე კი q_2 მუხტი. ცხადია, რომ $q = q_1 + q_2$. რადგან, წინააღმდეგ შემთხვევაში 1 წერტილში დაგროვდებოდა მუხტი და შეიცვლებოდა მოცემული წერტილის პოტენციალი, რაც შეუძლებელია. ამიტომ, შეიძლება დავწეროთ,

$$I = \frac{q}{t} = \frac{q_1 + q_2}{t} = \frac{q_1}{t} + \frac{q_2}{t} = I_1 + I_2$$

ან, ომის კანონის თანახმად გვექნება,

$$I = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} \quad (7)$$

მეორეს მხრივ ომის კანონის თანახმად,

$$I = \frac{U}{R} \quad (8)$$

(7) და (8) ფორმულების თანახმად, შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{U}{R} = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} = U \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

აქედან,

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (9)$$

დაუშვათ, რომ პარალელურად შეერთებულია, ერთი და იმავე ნივთიერების, ერთნაირი ℓ სიგრძის, მაგრამ განსხვავებული S_1 და S_2 განიკვეთის ფართობის ორი გამტარი. ეს შეერთება, შეიძლება განვიხილოთ როგორც, იმავე ℓ სიგრძის, მაგრამ $S = S_1 + S_2$ განიკვეთის ფართობის გამტარი. მაშინ გვექნება,

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{\rho \frac{\ell}{S}} = \frac{S}{\rho \ell} = \frac{S_1 + S_2}{\rho \ell} = \frac{S_1}{\rho \ell} + \frac{S_2}{\rho \ell} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$$

რაც (9) ფორმულით გამოსახული შედეგის ანალოგიურია. ორი გამტარის პარალელური შეერთების მიღებული შედეგები, უცვლელად სამართლიანია აგრეთვე, მრავალი რიცხვი გამტარების შემთხვევაში,

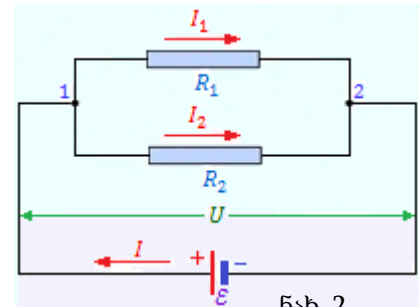
$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \dots + \frac{1}{R_n} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_n} \quad (10)$$

ე.ი. გამტარების წინააღმართა პარალელური შეერთების დროს, წრედის სრული წინააღმართი შეზღუდული სიდიდით, ცალკეული წინააღმართების შეზღუდული სიდიდეების ჯამის ტოლია.

როცა ყველა გამტარის წინააღმართი ერთნაირია და R_1 -ს ტოლია, მაშინ

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_1} + \dots + \frac{1}{R_1} = \frac{n}{R_1} \quad (11)$$

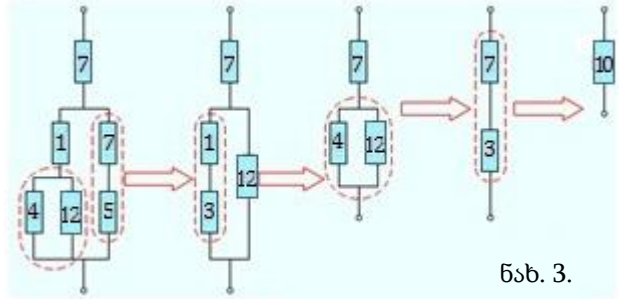
ორი გამტარის პარალელური შეერთების დროს,



ნახ. 2.

$$R = \frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2} \quad (12)$$

გამტარების მიმდევრობითი და პარალელური შეერთებების ფორმულები, საშუალებას გვაძლევს გამოვთვალოთ მრავალი რეზისტორის შემცველი რთული წრედის წინაღობა. ასეთი რთული წრედის მაგალითი და გამოთვლის თანმიმდევრობა ნაჩვენებია ნახ. 3.



ნახ. 3.

განვიხილოთ გამტარების შერეული შეერთების მაგალითი (ნახ. 4). დაუშვათ, რომ $U = 14\text{ვ}$, $R_1 = 2\text{ომი}$, $R_2 = 3\text{ომი}$,

$R_3 = 3\text{ომი}$, $R_4 = 5\text{ომი}$, $R_5 = 2\text{ომი}$. ვიპოვოთ დენის ძალა წრედში და თითოეულ რეზისტორში.

წრედი შედგება მიმდევრობით შეერთებული ორი 1,2 და 2,3 უბნისაგან. 1,2 უბნის წინაღობა

$$R_{1,2} = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2} = \frac{2 \cdot 3}{2 + 3} = 1.2\text{ომი} \quad (10)$$

2,3 უბანი წარმოადგენს პარალელურ შეერთებას: ორი მიმდევრობით ჩართული R_3 და R_4 რეზისტორი, პარალელურად ჩართულია R_5 რეზისტორთან. ამიტომ გვექნება,

$$R_{2,3} = \frac{(R_3 + R_4)R_5}{(R_3 + R_4) + R_5} = \frac{(3 + 5) \cdot 2}{(3 + 5) + 2} = 1.6\text{ომი} \quad (13)$$

წრედის წინაღობა,

$$R = R_{1,2} + R_{2,3} = 2.8\text{ომი}$$

წრედში დენის ძალა,

$$I = \frac{U}{R} = \frac{14}{2.8} = 5\text{ა}$$

ყოველ რეზისტორზე დენის ძალის საპოვნელად, გამოვთვალოთ ძაბვები ორივე უბანზე,

$$U_{1,2} = IR_{1,2} = 5 \cdot 1.2 = 6\text{ვ}$$

$$U_{2,3} = IR_{2,3} = 5 \cdot 1.6 = 8\text{ვ}$$

უნდა აღინიშნოს, რომ ამ ძაბვების ჯამი ტოლია 14ვ, ე.ი. წრედში $U = 14\text{ვ}$ ძაბვის ტოლია, როგორც უნდა იყოს მიმდევრობითი შეერთებისას.

R_1 და R_2 რეზისტორებში დენის ძალები ტოლი იქნება,

$$I_1 = \frac{U_{1,2}}{R_1} = \frac{6}{2} = 3\text{ა}$$

$$I_2 = \frac{U_{2,3}}{R_2} = \frac{6}{3} = 2\text{ა}$$

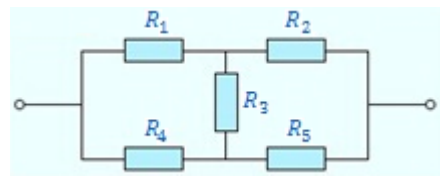
ჯამი ტოლია 5ა, როგორც ეს უნდა იყოს პარალელური შეერთებისას.

R_3 და R_4 რეზისტორებში, დენის ძალები ერთნაირია, რადგან, ისინი შეერთებულია მიმდევრობით,

$$I_3 = I_4 = \frac{U_{2,3}}{R_3 + R_4} = \frac{8}{3 + 5} = 1\text{ა}$$

ცხადია, რომ R_5 რეზისტორში გადის $I_5 = I - I_3 = 5 - 1 = 4\text{ა}$ დენი.

უნდა აღინიშნოს, რომ ყველა რთული წრედის გამოთვლა გამტარების მიმდევრობითი და



ნახ. 5.

პარალელური შეერთებების ფორმულების საშუალებით არ შეიძლება. ასეთი ელექტრული წრედის სქემის მაგალითი ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 5). მსგავსი წრედები გამოითვლება კირხჰოფის წესებით.

§91. მუდმივი დენის მუშაობა და სიმძლავრე. ჯოულ-ლენცის კანონი

დაუშვათ, რომ მოცემული გვაქვს ერთგვაროვანი ლითონის გამტარი, რომელზედაც მოდებულია U ძაბვა და გადის I დენი. dt დროის განმავლობაში გამტარის განიკვეთში გაივლის $dq = Idt$ მუხტი. ელექტრული ველის ძალთა მიერ, მუხტის გადაადგილებისას შესრულებული მუშაობა ტოლია,

$$dA = Udq = IUdt$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ ომის კანონს წრედის არაერთგვაროვანი უბნისათვის ($I = U/R$), გვექნება,

$$dA = I^2 R dt = \frac{U^2}{R} dt$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ ელექტრული დენის სიმძლავრე ტოლია,

$$N = \frac{dA}{dt} = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R} \quad (1)$$

რაც სამართლიანია, როგორც მუდმივი, ისე ცვლადი დენისათვის. ამასთან, ცვლადი დენის შემთხვევაში, ამ ფორმულით განისაზღვრება, სიმძლავრის მყისი მნიშვნელობა.

როცა დენის ძალა გამოსახულია ამპერებში, ძაბვა - ვოლტებში, წინაღობა - ომებში, მაშინ ელექტრული დენის მუშაობა გამოისახება ჯოულებში, ხოლო, სიმძლავრე კი ვატებში (ვტ). პრაქტიკაში გამოიყენება აგრეთვე, დენის მუშაობის სისტემის გარეშე ერთეულები: ვატი · საათი (ვტ · სთ) და კილოვატი · საათი (კვტ · სთ). 1ვტ · სთ ტოლია, 1სთ-ს განმავლობაში, 1ვტ სიმძლავრის დენის მუშაობის: 1ვტ · სთ = 3600ვტ · წმ = $3.6 \cdot 10^3$ ჯ. 1კვტ · სთ = 10^3 ვტ · სთ = $3.6 \cdot 10^6$ ჯ.

(1) გამოსახულებაში თუ გავითვალისწინებთ, რომ გამტარის ბოლოებზე ძაბვა (პოტენციალთა სხვაობა) შეიძლება გამოვსახოთ ელექტრული ველის დამაბულობით - $U = E\ell$, ხოლო, წინაღობა - კუთრი წინაღობით: $R = \rho(\ell/S) = \ell/\gamma S$, მაშინ ის ასე ჩაიწერება,

$$N = \frac{U^2}{R} = \frac{E^2 \ell^2}{\ell/\gamma S} = \gamma \ell S E^2 = \gamma E^2 V$$

საიდანაც შეიძლება განვსაზღვროთ, გამტარის ერთეულ მოცულობაში გამოყოფილი სითბური სიმძლავრე, ანუ, სითბური სიმძლავრის სიმკვრივე,

$$\omega = \frac{N}{V} = \gamma E^2 \quad (2)$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ, რომ $j = \gamma E$, გვექნება,

$$\omega = jE$$

ან, ვექტორული ფორმით,

$$\omega = \vec{j} \cdot \vec{E} \quad (3)$$

(2) და (3) ფორმულები წარმოადგენენ, ჯოულ-ლენცის განზოგადოებულ კანონს დიფერენციალური ფორმით.

გამტარში მოძრავი მუხტების გადამტანები განიცდიან დაჯახებას ლითონის იონებთან, გადასცემენ მას ენერგიას, რის შედეგად გამტარის ტემპერატურა იზრდება. რაც შემჩნეული იყო ექსპერიმენტულად, რომ ნებისმიერ გამტარს, რომელშიც გადის ელექტრული დენი, გააჩნია გარ-

ემომცველ გარემოზე მაღალი ტემპერატურა. სხვა სიტყვებით, მუხტის გადამტანები, ღებულობენ რა ელექტრული ველისაგან ენერგიას, მის ნაწილს ხარჯავენ გამტარის გათბობაზე. ამრიგად, გამტარში დენის გავლისას შესრულებული მუშაობა იხარჯება მის გათბობაზე. ამიტომ, ენერგიის შენახვის კანონის თანახმად, შეიძლება დავწეროთ,

$$dA = dQ$$

აქედან,

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} IU dt \quad (4)$$

როცა დენის ძალა და პოტენციალთა სხვაობა დროის მიხედვით არ იცვლება (4) ინტეგრალიდან მიიღება,

$$Q = IUt = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t \quad (5)$$

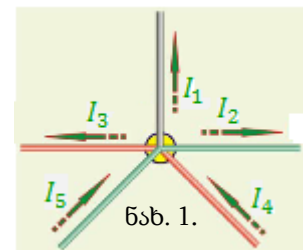
რაც წარმოადგენს ჯოულ-ლენცის კანონს, რომელიც დადგენილი იქნა 1841წ. ჯ. ჯოულის და მისგან დამოუკიდებლად 1842წ. ე.ხ. ლენცის მიერ. დენის სითბური მოქმედება ფართოდ გამოიყენება ტექნიკაში.

§92. კირხჰოფის წესები

ექსპერიმენტული მინაცემების და ომის კანონის საფუძველზე, გერმანელი ფიზიკოსის გ.რ. კირხჰოფის (1824-1887) მიერ მიღებული იქნა წესები, რომელთა საშუალებითაც შესაძლებელია რთული ელექტრული წრედების ანალიზი.

განშტოებული წრედის ნებისმიერ წერტილს, რომელშიც იკრიბება არანაკლებ სამი დენიანი გამტარი, კვანძი ეწოდება (ნახ. 1). კვანძში შემავალი დენები პირობითად ითვლება დადებითად, ხოლო, გამომავალი კი უარყოფითად.

განშტოებულ წრედებში ყოველთვის შეიძლება გამოვყოთ რაღაც რაოდენობის ჩაკეტილი მიმართულებები, რომლებიც შედგებიან ერთგვაროვანი და არაერთგვაროვანი უბნებისაგან და რომელთაც კონტურები ეწოდებათ. გამოყოფილი კონტურის სხვადასხვა უბნებზე შეიძლება გადიოდეს განსხვავებული დენები.



ნახ. 1.

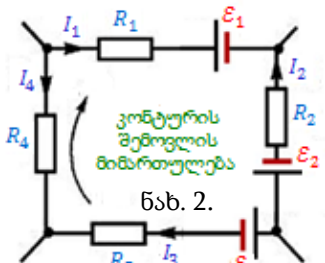
კირხჰოფის პირველი წესი (კვანძების წესი) გამომდინარეობს მუხტის შენახვის კანონიდან. მუდმივი დენის წრედის კვანძებში, მუხტების დაგროვება არ ხდება. აქედან გამომდინარეობს კირხჰოფის პირველი წესი: წრედის უბნებზე, ნებისმიერ კვანძში კრებადი, დენის ძალების ალგებრული ჯამი, ნულის ტოლია,

$$\sum_{i=1}^n I_i = 0$$

სადაც, n - მოცემულ კვანძში შემავალი დენების რიცხვია. მაგალითად, ნახაზზე (ნახ.1) ნაჩვენები ელექტრული წრედის კვანძისათვის, კირხჰოფის პირველი წესის განტოლება, ასე ჩაიწერება,

$$I_5 + I_4 - I_3 - I_2 - I_1 = 0$$

კირხჰოფის მეორე წესი წარმოადგენს ომის კანონის განზოგადოებას და მიეკუთვნება განშტოებული წრედის ჩაკეტილ კონტურებს (ნახ. 2).



ნახ. 2.

ნებისმიერად არჩეული განშტოებული ელექტრული წრედის, ნებისმიერ ჩაკეტილ კონტურში, დენის ძალების, შესაბამისი უბნების წინააღმდეგუდებზე ნამრავლის ალგებრული ჯამი, ამ კონტურის ყველა ემპ-ს ალგებრული ჯამის ტოლია,

$$\sum_{i=1}^m I_i R_i = \sum_{i=1}^k \mathcal{E}_i$$

სადაც, I_i და R_i დენი და წინააღმდეგობა i -ურ შტოში, m - ემპ-თა წყაროების რიცხვი.

მაგალითად, ნახაზზე (ნახ. 3) ნაჩვენებია განშტოებული წრედი შეიცავს ორ a და d კვანძს, რომლებშიც იკრიბება ერთნაირი დენები. ამიტომ, მხოლოდ ერთი კვანძი წარმოადგენს დამოუკიდებელს (a ან d). წრედში შეიძლება გამოვყოთ სამი კონტური $abcd$, $adef$ და $abcdef$. მათგან დამოუკიდებელს წარმოადგენს მხოლოდ ორი ($abcd$ და $adef$), რადგან მესამე არ შეიცავს არავითარ ახალ უბნებს.

კირხჰოფის მეორე კანონი წარმოადგენს ომის კანონის განზოგადოების შედეგს. $abcd$ კონტურის bc უბნისათვის, განზოგადოებული ომის კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$I_1 R_1 = \Delta\varphi_{bc} - \mathcal{E}_1$$

ხოლო, da უბნისათვის კი გვექნება,

$$-I_2 R_2 = \Delta\varphi_{da} - \mathcal{E}_2$$

თუ შევკრებთ ამ ტოლობების და გავითვალისწინებთ, რომ $\Delta\varphi_{bc} = -\Delta\varphi_{da}$, მივიღებთ,

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 = \Delta\varphi_{bc} + \Delta\varphi_{da} - \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2$$

ანალოგიურად, $abef$ კონტურისათვის შეიძლება დავწეროთ,

$$-I_2 R_2 + I_3 R_3 = \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3$$

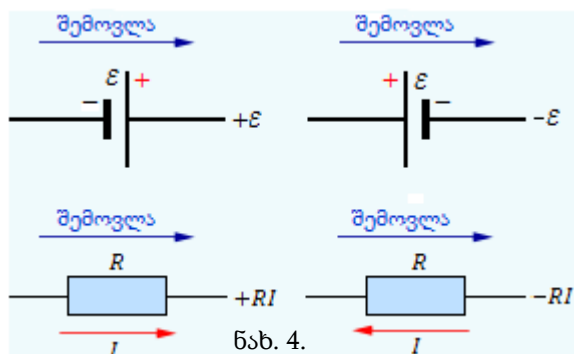
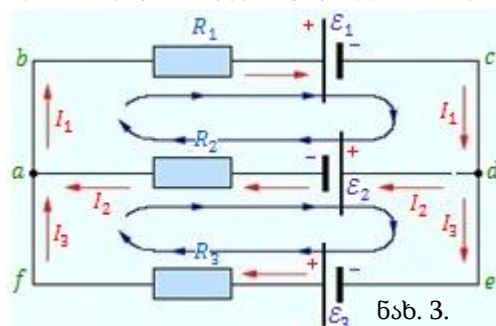
განშტოებული წრედის ყველა დამოუკიდებელი კვანძისა და კონტურისათვის ჩაწერილი კირხჰოფის პირველი და მეორე წესები გვაძლევს, ელექტრული წრედის ძაბვების და დენის ძალების გამოთვლის, აუცილებელ და საკმარის რაოდენობის ალგებრულ განტოლებებს. ნახაზზე (ნახ. 3) გამოსახული წრედისათვის, სამი უცნობი I_1 , I_2 და I_3 დენების განსაზღვრის განტოლებათა სისტემას გააჩნია შემდეგი სახე,

$$\begin{aligned} I_1 R_1 + I_2 R_2 &= -\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 \\ -I_2 R_2 + I_3 R_3 &= \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3 \\ -I_1 + I_2 + I_3 &= 0 \end{aligned}$$

ომის კანონის განზოგადოებული სახით ჩაწერისას, ყოველი უბნისათვის აუცილებელია დაიცვათ განსაზღვრული „ნიშანთა წესი“, რომელიც ახსნილია ნახაზზე (ნახ. 4).

კირხჰოფის წესები, ყველაზე ხშირად გამოიყენება, როდესაც წრედების უბნებზე, დენის ძალის სიდიდის განსაზღვრავად, როცა დენის წყაროს წინააღმდეგობა და პარამეტრები ცნობილია. კირხჰოფის წესებით მუდმივი დენის სრული წრედის გამოთვლისას საჭიროა:

1. წრედის ყველა უბანზე ავირჩიოთ დენების ნებისმიერი მიმართულება. დენების ნამდვილი მიმართულება კი განისაზღვრება ამოცანის ამოხსნისას: თუ საძებნი დენი მიიღება დადებითი, მაშინ მისი მიმართულება არჩეულია სწორად, ხოლო, თუ უარყოფითი, მაშინ მისი მიმართულება არჩეულია, ნამდვილის საპირისპიროდ.



2. ავირჩიოთ კონტურის შემოვლის მიმართულება და მკაცრად დავიცვათ ის. IR ნამრავლი დადებითია, თუ დენი მოცემულ უბანზე ემთხვევა შემოვლის მიმართულებას, და პირიქით. შემოვლის არჩეული მიმართულებით მოქმედი ემძ ითვლება დადებითად, ხოლო პირიქით კი უარყოფითად.

3. რადგან კირხჰოფის წესებით შედგენილი განტოლებები წარმოადგენენ ჩვეულებრივ ალგებრულ განტოლებებს, ამიტომ, მათი რიცხვი ტოლი უნდა იყოს საძიებელ სიდიდეთა რიცხვის. თუ განსახილველი წრედი შეიცავს m კვანძს და n უბანს, მაშინ, პირველი წესის თანახმად, შეიძლება შევადგინოთ $(m - 1)$ დამოუკიდებელი განტოლება, ხოლო, მეორე წესის გამოყენებით კი, კიდევ $(n - m + 1)$ დამოუკიდებელი განტოლება. ყოველი განსახილველი კონტური უნდა შეიცავდეს, ერთ ელემენტს მაინც, რომელიც არ შედიოდა წინა კონტურებში.

განვიხილოთ, კირხჰოფის წესების გამოყენების მეთოდიკა ნახაზზე (ნახ. 5) ნაჩვენები წრედისათვის (უიტსტონის ბოგირის სქემა). კირხჰოფის პირველი წესის თანახმად A , B და C კვანძებისათვის გვექნება,

$$\begin{aligned} I_r - I_1 - I_4 &= 0 \\ I_2 + I_3 - I_r &= 0 \\ I_1 - I_2 - I_G &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

$ACBA$, $ACDA$ და $CBDC$ კონტურისათვის კირხჰოფის მეორე წესის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$\begin{aligned} I_r r + I_1 R_1 + I_2 R_2 &= \mathcal{E} \\ I_1 R_1 + I_G R_G + I_4 R_4 &= 0 \\ I_2 R_2 + I_3 R_3 - I_G R_G &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

თუ ცნობილია ყველა წინაღობები და ემძ-ები, მაშინ, მიღებული ექვსი განტოლების ამოხსნით შეიძლება ვიპოვოთ უცნობი დენები. ცნობილი R_1 , R_3 და R_4 წინაღობების ცვლილებით, შეიძლება მივალწიოთ, რომ გალვანომეტრში გამავალი დენი იყოს ნულის ტოლი ($I_G = 0$). მაშინ (1) ფორმულებიდან მიიღება, რომ

$$I_1 = I_2, I_3 = I_4 \quad (3)$$

ხოლო (2) ფორმულებიდან კი მიიღება,

$$I_1 R_1 = I_4 R_4, I_2 R_2 = I_3 R_3 \quad (4)$$

თავის მხრივ (3) და (4) ფორმულებიდან გამომდინარეობს, რომ

$$\frac{R_1}{R_4} = \frac{R_2}{R_3}$$

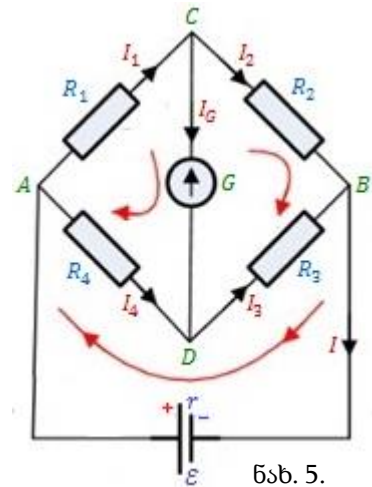
აქედან,

$$R_1 = \frac{R_2 R_4}{R_3} \quad (5)$$

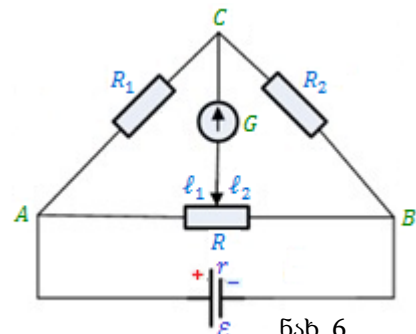
პრაქტიკაში ფართოდ გამოიყენება უიტსტონის რეოქორდული ბოგირი (ნახ. 6), რომლისთვისაც (5) ფორმულის გამოყენებით მიიღება,

$$R_1 = R_2 \frac{\ell_4}{\ell_3} \quad (6)$$

ზემოთ განხილულ წრედები შეიცავდნენ იდეალურ დენის წყაროებს, რომელთა შიგა წინაღობა ნულის ტოლია. როცა დენის წყარო რეალურია, მაშინ, შიგა წინაღობა გათვალისწინებული უნდა იქნეს კირხჰოფის მეორე წესის განტოლებაში. საილუსტრაციოდ განვიხილოთ ასეთი მაგ-

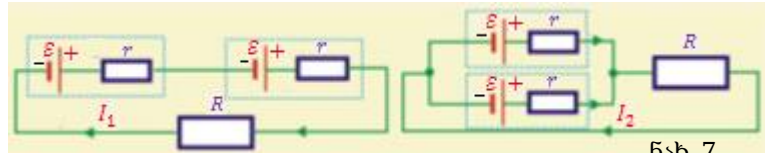


ნახ. 5.



ნახ. 6.

ალითი. დაუშვათ, რომ ერთნაირი $\mathcal{E}$ ემძ და r შიგა წინააღობის ორი დენის წყარო, ჩართულია წრედში პარალელურად და მიმდევრობით. განვსაზღვროთ, თუ როგორი შეერთებისას იქნება, დენის ძალა R წინააღობის დატვირთვაზე მეტი, თუ დატვირთვის წინააღობები ერთნაირია (ნახ. 7).



ნახ. 7.

მიმდევრობითი შეერთების დროს, კირხჰოფის პირველი წესი არ არის აქტუალური (წრედში არ არის კვანძები), ამიტომ, მეორე წესის განტოლებიდან მიიღება,

$$I_1 = \frac{2\mathcal{E}}{R + r} \quad (7)$$

პარალელური შეერთების დროს, კირხჰოფის პირველი წესის თანახმად, შეიძლება დავწეროთ,

$$2i - I_2 = 0 \quad (8)$$

ხოლო, კირხჰოფის მეორე წესის განტოლების თანახმად კი, შეიძლება დავწეროთ,

$$ir + I_2 R = \mathcal{E} \quad (9)$$

(8) და (9) განტოლებებიდან მიიღება, რომ

$$I_2 = \frac{2\mathcal{E}}{2R + r} \quad (10)$$

(7) და (10) განტოლებების შედარებიდან მიიღება, რომ როცა $R > r$, დენის ძალა მიმდევრობითი შეერთების დროს იქნება მეტი, ვიდრე პარალელური შეერთების დროს, ე.ი. $I_1 > I_2$. როცა $R < r$, პირიქით, $I_1 < I_2$. როცა $R = r$, მაშინ $I_1 = I_2$.

თავი 14. ელექტრული დენი ლითონებში, სითხეებში, აირებში და ვაკუუმში

§93. ელექტრული დენი ლითონებში

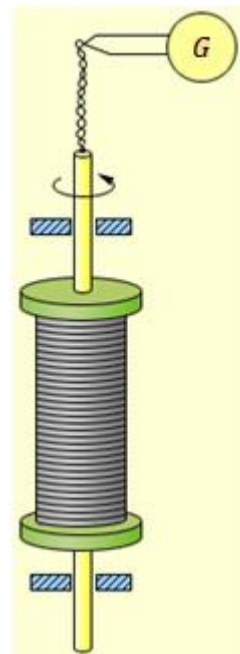
ელექტრულ დენი ლითონებში წარმოადგენს ელექტრონების მოწესრიგებული მოძრაობას, ელექტრული ველის მოქმედებით. ლითონებში ელექტრული დენის ელექტრონული ბუნების ყველაზე დამაჯერებელ მტკიცებულებას წარმოადგენს შოტლანდიელი ფიზიკოსის ზ. სტიუარტისა (1828–1887) და ამერიკელი ფიზიკოსის რ. ტოლმენისა (1881–1948) ცდა, რომლის სქემა ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 1). მრავალი რიცხვი ხვების მქონე კოჭა, მოჰყავთ ბრუნვით მოძრაობაში თავისი ღერძის გარშემო. კოჭას ბოლოები მოქნილი გამტარებით მიერთებულია ბალისტიკურ გალვანომეტრთან G . ბრუნვით მოძრაობაში მყოფი კოჭას მკვეთრად დამუხრუჭების შემდეგ, წრედში მცირე დროის განმავლობაში წარმოიშობოდა ელექტრული დენი. მბრუნავი კოჭას დამუხრუჭებისას, ყოველ მუხტზე (ელექტრონზე) მოქმედებს დამამუხრუჭებელი ძალა,

$$F = -m \frac{dv}{dt}$$

რომელიც თამაშობს გარეშე ძალის როლს. ცხადია, რომ გარეშე ძალის ელექტრული ველის დამაბულობა ტოლია,

$$E_{\text{ფ}} = \frac{F}{e} = -\frac{m}{e} \frac{dv}{dt}$$

ცხადია, რომ კოჭას დამუხრუჭებისას წრედში წარმოიშობა ე.მ.ძ,



ნახ. 1.

$$\mathcal{E} = E_0 \ell = -\frac{m}{e} \frac{dv}{dt} \ell$$

სადაც, ℓ - კოჭას გამტარის სიგრძეა. დამუხრუჭების დროის განმავლობაში, წრედში გასული მუხტი ტოლი იქნება,

$$q = \int I dt = \frac{1}{R} \int \mathcal{E} dt = \frac{m \ell v_0}{e R} \quad (1)$$

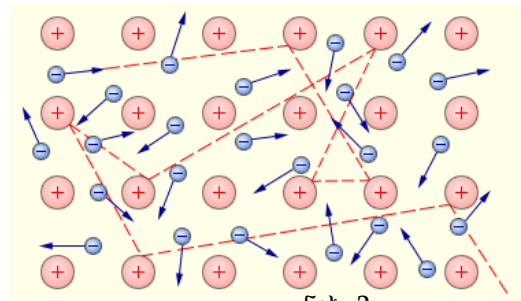
სადაც, I - კოჭაში დენის ძალის მყისი მნიშვნელობა, R - წრედის სრული წინაღობა, v_0 - გამტარის საწყისი ხაზოვანი სიჩქარე. (1) გამოსახულებიდან, გამომდინარეობს, რომ ლითონებში დენის თავისუფალი მატარებლების კუთრი მუხტი ტოლია,

$$\frac{e}{m} = \frac{\ell v_0}{R q} \quad (2)$$

ამ გამოსახულების მარჯვენა ნაწილში შემავალი ყველა სიდიდეები შეიძლება გაიზომოს ცდის შედეგად. შესაბამისად, სტიუარტისა და ტოლმენის ცდების შედეგების საფუძველზე დადგენილი იქნა, რომ ლითონებში თავისუფალი მუხტის მატარებლებს გააჩნიათ უარყოფითი ნიშანი, ხოლო, მუხტის მატარებლის, მის მასასთან ფარდობა, ახლოსაა სხვა ცდებით მიღებულ ელექტრონის ხვედრითი მუხტის მნიშვნელობასთან. ასე იქნა დადგენილი, რომ ლითონებში თავისუფალი მუხტის მატარებლებს წარმოადგენენ ელექტრონები. თანამედროვე მონაცემებით, ელექტრონის მუხტის მოდული ტოლია $e = 1.60218 \cdot 10^{-19}$ კ, ხოლო, მასა კი $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}$ კგ. ცხადია, რომ ელექტრონის ხვედრითი მუხტი ტოლი იქნება,

$$\frac{e}{m} = 1.75882 \cdot 10^{11} \text{ კ/კგ}$$

ლითონების კარგი ელექტროგამტარობა აიხსნება მასში თავისუფალი ელექტრონების მაღალი კონცენტრაციით. ჯერ კიდევ 1900წ., გერმანელი მეცნიერის პ. დრუდეს (1863–1906) მიერ, ლითონებში თავისუფალი ელექტრონების არსებობის შესახებ ჰიპოთეზის საფუძველზე, შექმნილი იქნა ლითონების გამტარებლობის ელექტრონული თეორია. ამ თეორიამ განვითარება ჰპოვა ჰოლანდიელი ფიზიკოსის ხ. ლორენცის (1853–1928) შრომებში და ცნობილია კლასიკური ელექტრონული თეორიის სახელწოდებით. ამ თეორიის თანახმად, ლითონებში ელექტრონები შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც, იდეალური აირის ანალოგიური ელექტრონული აირი (ნახ. 2). რომლის არსებობა აიხსნება შემდეგნაირად: ლითონის კრისტალური მესერის წარმოშობისას, ატომების ბირთვებთან შედარებით სუსტად დაკავშირებული სავალენტო ელექტრონები, შეიძლება მოშორდნენ ლითონის ატომებს, გადაიქცევიან „თავისუფალ ელექტრონებად“ და შეუძლიათ გადაადგილება მთელს მოცულობაში. ამრიგად, კრისტალური მესერის კვანძებში განლაგებულია ლითონის იონები, ხოლო, მათ შორის ქაოსურად მოძრავი თავისუფალი ელექტრონები, ქმნიან თავისუფალ ელექტრონულ აირს, რომელთაც ლითონების ელექტრონული თეორიის თანახმად გააჩნიათ იდეალური აირების თვისებები.



ნახ. 2.

როგორც მესერის წარმომშობი იონები, ისე ელექტრონები მონაწილეობენ სითბურ მოძრაობაში. იონები ასრულებენ სითბურ რხევებს, წონასწორობის მდებარეობის მახლობლობაში - კრისტალური მესერის კვანძებში. თავისუფალი ელექტრონები მოძრაობენ ქაოსურად და განიცდიან დაჯახებებს მესერის იონებთან, რის შედეგად მყარდება სითბური წონასწორობა ელექტრონულ აირსა და მესერს შორის. ლითონების გამტარებლობის კლასიკური ელექტრონული თეორიის

თანახმად, ელექტრონებს გააჩნიათ სითბური მოძრაობის ისეთივე საშუალო ენერგია, როგორც ერთატომიანი აირის მოლეკულებს. ამიტომ, თუ ვისარგებლებთ მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის შედეგებით, შეიძლება განვსაზღვროთ ელექტრონების სითბური მოძრაობის საშუალო სიჩქარე $\bar{u} = (8kT/\pi m_e)^{1/2}$, რომელიც $T = 300K$ ტემპერატურისას ტოლია $1.08 \cdot 10^5$ მ/წმ. ელექტრონების სითბური მოძრაობა არის ქაოსური, ამიტომ არ შეიძლება გამოიწვიოს დენის წარმოშობა. ელექტრონების სითბური მოძრაობის საშუალო სიჩქარე შეიძლება შევავსოთ დენის სიმკვრივის ფორმულის $j = ne\bar{v}$ საშუალებით. თუ დაუშვებთ, რომ $j = 10^7$ ა/მ² (სპილენძის გამტარისათვის), $n = 8 \cdot 10^{28}$ მ⁻³, მაშინ, ელექტრონების მოწესრიგებული მოძრაობის საშუალო სიჩქარი-სათვის მიიღება $\bar{v} = 7.8 \cdot 10^{-4}$ მ/წმ. ე.ი., $\bar{v} \ll \bar{u}$.

ლითონების გამტარებლობის კლასიკური ელექტრონული თეორიაში იგულისხმება, რომ ელექტრონების მოძრაობა აღიწერება ნიუტონის მექანიკის კანონებით. ამ თეორიაში უგულებელყოფილია ელექტრონებს შორის ურთიერთქმედება, ხოლო, იონებთან ურთიერთქმედება განიხილება მხოლოდ დაჯახებების დონეზე. იგულისხმება აგრეთვე, რომ ყოველი დაჯახებისას ელექტრონი გადაცემს მესერს ელექტრულ ველში შეძენილ მთლიან ენერგიას, ამიტომ, დაჯახების შემდეგ ის იწყებს მოძრაობას საწყისი ნულოვანი დრეიფული სიჩქარით. მიუხედავად იმისა, რომ ეს დაშვებები საკმაოდ მიახლოებითია, კლასიკური ელექტრონული თეორიით, საკმაო ხარისხით აიხსნება ლითონურ გამტარებში, ელექტრული დენის კანონზომიერებები.

ლითონის გამტარზე ელექტრული ველის მოდებისას, ელექტრონების სითბური მოძრაობის გარდა, წარმოიშობა მათი მოწესრიგებული მოძრაობა - წარმოიშობა ელექტრული დენი. დაუშვათ, რომ ლითონის გამტარში არსებობს $E = \text{const}$ დაძაბულობის ელექტრული ველი. ველის მხრივ e მუხტი განიცდის $F = eE$ ძალის მოქმედებას და შეიძენს $a = F/m = eE/m$ აჩქარებას. ამრიგად, თავისუფალი გარბენის დროს ელექტრონები მოძრაობენ თანაბარაჩქარებულად და თავისი გარბენის ბოლოს შეიძენს $v_{max} = eE\bar{t}/m$ სიჩქარეს. სადაც, $\bar{t}$ - ელექტრონის, იონის მესერთან ორ თანამომდევნო დაჯახებას შორის საშუალო დროა. თეორიის თანახმად, თავისუფალი გარბენის ბოლოს, ელექტრონი იონის მესერთან დაჯახებისას გადასცემს მას ველში შეძენილ ენერგიას, ამიტომ, მისი მოწესრიგებული მოძრაობის სიჩქარე გახდება ნულის ტოლი. ამიტომ, ცხადია, რომ ელექტრონების მოძრაობის საშუალო სიჩქარე,

$$v = \frac{v_{max} + 0}{2} = \frac{eE\bar{t}}{2m} \quad (3)$$

ელექტრონების მოძრაობის საშუალო სიჩქარე, კრისტალური მესერის მიმართ ტოლია $\bar{u} + \bar{v}$. რადგან, როგორც ზემოთ ვნახეთ $\bar{v} \ll \bar{u}$, ამიტომ თავისუფალი გარბენის საშუალო დრო ტოლია $\bar{t} = \bar{t}/\bar{u}$, რომლის (1) ფორმულაში გათვალისწინებით მივიღებთ,

$$v = \frac{eE\bar{t}}{2m\bar{u}}$$

ამიტომ, ლითონის გამტარში დენის სიმკვრივე ტოლი იქნება,

$$j = ne\bar{v} = \frac{ne^2\bar{t}}{2m\bar{u}} E$$

ანუ,

$$j = \gamma E \quad (4)$$

რომელიც წარმოადგენს ომის კანონს დიფერენციალური ფორმით ლითონებისათვის. სადაც,

$$\gamma = \frac{ne^2\bar{t}}{2m\bar{u}}$$

კუთრი გამტარებლობაა.

თავისუფალი გარბენის ბოლოს, ელექტრონი, ელექტრული ველის მოქმედებით შეიძენს

$$K = \frac{mv_{max}^2}{2} = \frac{e^2 \bar{\ell}^2}{2m\bar{u}^2} E^2 \quad (5)$$

დამატებით კინეტიკურ ენერგიას. მესერის იონთან დაჯახებისას, ელექტრონი ამ ენერგიას მთლიანად გადასცემს მას და იხარჯება ლითონის შინაგანი ენერგიის გაზრდაზე. ე.ი. მის გათბობაზე. ერთეულ დროში ელექტრონი განიცდის მესერის კვანძებთან საშუალოდ

$$\bar{z} = \frac{\bar{u}}{\bar{\ell}} \quad (6)$$

დაჯახებას. თუ ელექტრონების კონცენტრაციაა n , მაშინ ერთეულ დროში ის განიცდის $n\bar{z}$ დაჯახებას და მესერს გადაეცემა $w = n\bar{z}\bar{K}$ ენერგია, სადაც თუ გავითვალისწინებთ $\bar{K}$ და $\bar{z}$ მნიშვნელობებს (5) და (6) ფორმულებიდან, მივიღებთ

$$w = \frac{ne^2 \bar{\ell}}{2m\bar{u}} E^2 \quad (7)$$

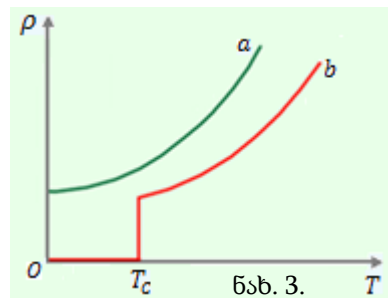
ანუ,

$$w = \gamma E^2 \quad (8)$$

რომელიც წარმოადგენს ჯოულ-ლენცის კანონს დიფერენციალური ფორმით. სადაც, w - დენის კუთრი სითბური სიმძლავრეა, ხოლო, $\gamma = ne^2 \bar{\ell} / 2m\bar{u}$ - კუთრი გამტარებლობაა. ლითონებს გააჩნიათ როგორც დიდი ელექტროგამტარებლობა, ასევე მაღალი სითბოგამტარებლობა.

ამრიგად, კლასიკური ელექტრონული თეორიით აიხსნება ლითონების ელექტრული წინაღობის არსებობა, ომისა და ჯოულ-ლენცის კანონები. მაგრამ, არსებობს საკითხები, რომლებიც არ აიხსნება კლასიკური ელექტრონული თეორიით. მაგალითად, ამ თეორიით არ აიხსნება თუ რატომაა ლითონების სითბოტევადობა $3R$ ტოლი (დიულუნგისა და პტის კანონი). არ აიხსნება აგრეთვე ლითონების კუთრი წინაღობის ტემპერატურული დამოკიდებულება. თეორიით მიიღება $\rho \sim \sqrt{T}$ თანაფარდობა, მაშინ, როცა ექსპერიმენტულად მიიღება $\rho \sim T$ დამოკიდებულება. თეორიასა და ექსპერიმენტს შორის განსხვავების ყველაზე ნათელ მაგალითს წარმოადგენს ზეგამტარობა. კლასიკური ელექტრონული თეორიის თანახმად, ლითონების კუთრი წინაღობა მონოტონურად უნდა შემცირდეს ტემპერატურის შემცირებისას. ასეთი დამოკიდებულება მართლაც დაიკვირვება ექსპერიმენტულად შედარებით მაღალი ტემპერატურებისას. უფრო დაბალი ტემპერატურებისას (რამოდენიმე კელვინის რიგის) კი, მრავალი ლითონების კუთრი წინაღობა არ არის დამოკიდებული ტემპერატურაზე და აღწევს რაღაც ზღვრულ მნიშვნელობას. ხოლო, რაღაც განსაზღვრულ ტემპერატურაზე (T_c - კრიტიკული ტემპერატურა), რომელიც განსხვავებულია სხვადასხვა ნივთიერებისათვის, კუთრი წინაღობა ნახტომისებურად მცირდება ნულამდე (ნახ. 3, a - ნორმალური ლითონი, b - ზეგამტარი). ამ მოვლენას ზეგამტარობა ეწოდება, რომელიც აღმოჩენილი იქნა ჰოლანდიელი ფიზიკოსის ხ. კამერლინგ-ონესის (1853-1926) მიერ 1911წ. ვერცხლისწყლის კრიტიკული ტემპერატურა ტოლია $4.1K$, ალუმინის $1.2K$, კალის $3.7K$. ზეგამტარობა დამახასიათებელია არა მარტო ელემენტებისათვის, არამედ მრავალი ქიმიური ნაერთებისა და შენადნობებისათვის. ზოგიერთი ნივთიერება, რომლებიც გადადიან ზეგამტარ მდგომარეობაში დაბალი ტემპერატურებისას, არ წარმოადგენენ გამტარებს ჩვეულებრივი ტემპერატურებისას. მაშინ, როცა „კარგი“ გამტარები, მაგალითად, როგორიცაა სპილენძი და ვერცხლი, არ გადადიან ზეგამტარ მდგომარეობაში დაბალი ტემპერატურებისას.

ნივთიერებებს ზეგამტარ მდგომარეობაში გააჩნიათ განსაკუთრებული თვისებები, რომელთაგან, პრაქტიკულად ყველა-



ზე მნიშვნელოვანს წარმოადგენს, ზეგამტარ წრედში წარმოშობილი ელექტრული დენის, ხანგრძლივი დროის განმავლობაში (მრავალი წლები) მიღების გარეშე შენარჩუნების უნარიანობა.

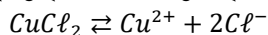
ზეგამტარობის მოვლენა კლასიკური ელექტრონული თეორიით არ აიხსნება. ის აიხსნება კვანტური თეორიის საფუძველზე.

ზეგამტარობისადმი ინტერესი განსაკუთრებით გაიზარდა, უფრო მაღალი კრიტიკული ტემპერატურის მქონე, ახალი მასალების აღმოჩენის შემდეგ. მნიშვნელოვანი ნაბიჯი ამ მიმართულებით გადადგმული იქნა 1986წ., როცა აღმოჩენილი იქნა, რომ ერთ-ერთ რთულ კერამიკულ ნაერთს გააჩნია $T_c = 35K$ ტემპერატურა. უკვე 1987წ., ფიზიკოსებმა შეძლეს შეექმნათ 98K კრიტიკული ტემპერატურის ახალი კერამიკა, რომელიც აღემატებოდა თხევადი აზოტის ტემპერატურას (77K). თხევადი აზოტის დუდილის ტემპერატურაზე მეტი ტემპერატურისას, ნივთიერების გადასვლას ზეგამტარ მდგომარეობაში მაღალტემპერატურული ზეგამტარობა ეწოდება. 1988წ., მიღებული იქნა 125K კრიტიკული ტემპერატურის კერამიკული ნაერთი $Ti - CaBa - Cu - O$ ელემენტების საფუძველზე.

ამჟამად მიმდინარეობს ინტენსიური მუშაობა უფრო მაღალი T_c კრიტიკული ტემპერატურის მქონე ახალი ზეგამტარი ნივთიერებების მისაღებად. არსებობს ოთახის ტემპერატურაზე ზეგამტარ მდგომარეობაში ნივთიერების მიღების პერსპექტივა, რაც იქნება ნამდვილი რევოლუცია მეცნიერებაში, ტექნიკასა და ადამიანების ცხოვრებაში საერთოდ.

§94. ელექტრული დენი სითხეებში

როგორც ცნობილია, ნორმალურ პირობებში წყალი და სხვა მსგავსი დიელექტრიკები, ელექტრულ დენს არ ატარებენ. ნივთიერებებს, რომელთა ხსნარი წყალში და სხვა დიელექტრიკულ სითხეებში, ელექტრულ დენს ატარებენ, ელექტროლიტები ეწოდებათ. მათ მიეკუთვნებიან მჟავები, ტუტეები, მარილები. გამხსნელის მოლეკულები ცდილობენ, რომ ელექტროლიტის მოლეკულა გახლიჩოს ორ ნაწილად, რის შედეგად ელექტროლიტის მოლეკულები იშლებიან დადებით იონებად (კათიონებად) და უარყოფით იონებად (ანიონებად). მაგალითად, $NaCl$ მოლეკულა, წყლის ხსნარში იშლება Na^+ კათიონებად და Cl^- ანიონებად. სპილენძის ქლორიდი - $CuCl_2$, წყლის ხსნარში იშლება სპილენძის და ქლორის იონებად,



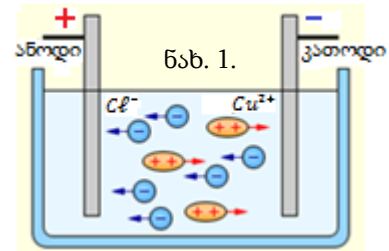
აღნიშნულ პროცესს, ელექტროლიტური დისოციაცია ეწოდება. ელექტროლიტის დისოცირებული მოლეკულების რიცხვის, მისი მოლეკულების მთლიან რიცხვთან ფარდობას,

$$\alpha = \frac{n}{n_0} \quad (1)$$

დისოციაციის ხარისხი, ან კოეფიციენტი ეწოდება. ამასთან შესაძლებელია აგრეთვე თვით გამხსნელის ზოგიერთი მოლეკულის დაშლა იონებად. ელექტროლიტის და გამხსნელის მოლეკულები წარმოადგენენ ელექტრულ დიპოლებს. ამიტომ, ხსნარში ელექტროლიტის ყოველი მოლეკულა გარეშემოცულია გამხსნელი ნივთიერების მოლეკულებით. შებრუნებულ პროცესს - ელექტროლიტის იონების შეერთებას ნეიტრალურ მოლეკულებად - რეკომბინაციას, ხელს უშლის გამხსნელის მოლეკულებისაგან შემდგარი სოლვატური გარსი.

ელექტრული ველის არ არსებობისას, ელექტროლიტის იონები თავიანთ სოლვატურ გარსებთან ერთად მოძრაობენ ქაოსურად. მაგრამ, თუ ასეთ ელექტროლიტს მოვათავსებთ ელექტრულ ველში, დადებითი იონები (კათიონები) დაიწყებენ მოწესრიგებულ მოძრაობას ელექტრული ვე-

ლის გასწვრივ, უარყოფითი ელექტროდისაკენ (კათოდისაკენ), ხოლო, უარყოფითი იონები (ან-იონები) კი - დადებითი ელექტროდისაკენ (ანოდისაკენ). სითხეში წარმოიშობა ელექტრულ დენი. ე.ი. ელექტროლიტში ელექტრული დენი წარმოადგენს დადებითი და უარყოფითი იონების მოწესრიგებულ მოძრაობას. ასეთი სახის გამტარობას იონური გამტარობა ეწოდება. მაგალითად, ელექტროდების დენის წყაროსთან მიერთებისას, ელექტრული ველის მოქმედებით, სპილენძის დადებითი იონები დაიწყებენ მოძრაობას კათოდისაკენ, ხოლო, ქლორის უარყოფითად დამუხტული იონები - ანოდისაკენ (ნახ. 1). სპილენძის დადებითი იონები მიაღწევენ რა კათოდს, მიერთებენ კათოდის ზედმეტ ელექტრონებს, გადაიქცევიან ნეიტრალურ ატომებად და დაილეკებიან კათოდზე. ქლორის იონები მიაღწევენ რა ანოდს, გაცემენ თითო ელექტრონს და გადაიქცევიან ნეიტრალურ ატომებად. ამის შემდეგ, ქლორის ნეიტრალური ატომები გაერთიანდებიან წყვილებად და ქმნიან ქლორის მოლეკულას Cl_2 . ქლორი გამოიყოფა ანოდზე ბუშტულების სახით.



სითხეში ელექტრული დენის სიმკვრივე ტოლი იქნება,

$$j = q_+ n_+ v_+ + q_- n_- v_-$$

სადაც, q_+ და q_- - კათიონებისა და ანიონების მუხტებია შესაბამისად, n_+ და n_- - იონების კონცენტრაცია, v_+ და v_- - იონების მოწესრიგებული მოძრაობის საშუალო სიჩქარეები. შეიძლება დაუშვათ, რომ $q_+ n_+ = q_- n_- = qn$. თუ იონის ვალენტობას ავღნიშნავთ z -ით, მაშინ, $q = zn$ და გვექნება,

$$j = ezn(v_+ + v_-) \quad (2)$$

ელექტრულ ველში მოძრავ იონზე გავლენას ახდენს ორი ძალა: ელექტრული ველის მხრივ მოქმედი $F = qE$ ამაჩქარებელი ძალა და სითხის შინაგანი ხახუნის მხრივ მოქმედი $F = 6\pi\eta r v$ დამამუხრუჭებელი ძალა. ამიტომ, ცხადია, რომ

$$v = \frac{qE}{6\pi\eta r} = uE \quad (3)$$

სადაც,

$$u = \frac{q}{6\pi\eta r} \quad (4)$$

სიდიდეს, იონების ძვრადობა ეწოდება.

(3) გამოსახულებას თუ გავითვალისწინებთ (2) ფორმულაში, მივიღებთ

$$j = ezn(u_+ + u_-)E$$

ან,

$$j = \gamma E \quad (5)$$

რომელიც წარმოადგენს ომის კანონს დიფერენციალური ფორმით სითხეებისათვის. სადაც, $\gamma = ezn(u_+ + u_-)$ - სითხის კუთრი ელექტროგამტარებლობა.

ელექტროლიზის რაოდენობრივი კანონზომიერებანი ექსპერიმენტულად დადგენილი იქნა ინგლისელი ფიზიკოსის მ. ფარადეის (1791–1867) მიერ 1836წ., და მდგომარეობს შემდეგში: ელექტროდზე გამოყოფილი ნივთიერების მასა, ელექტროლიტში გასული ელექტროობის რაოდენობის პროპორციულია,

$$m = kq = kIt \quad (6)$$

რომელიც ცნობილია ფარადეის პირველი კანონის სახელით. k სიდიდეს ელექტროქიმიური ექვივალენტი ეწოდება.

ელექტროდზე გამოყოფილი ნივთიერების მასა, ელექტროდზე მიღწეული ყველა იონის მასის ტოლია,

$$m = m_o N = m_o \frac{q}{q_o} = \frac{m_o}{q_o} It \quad (7)$$

სადაც, m_o და q_o - ერთი იონის მასა და მუხტია. $N = q/q_o$ - იონების რიცხვი, რომლებიც აღწევენ ელექტროდს, ელექტროლიტში q მუხტის გავლისას.

(6) და (7) ფორმულების შედარებიდან გამომდინარეობს, რომ ელექტროქიმიური ექვივალენტი, მოცემული ნივთიერების იონის m_o მასის, მის q_o მუხტთან ფარდობის ტოლია,

$$k = \frac{m_o}{q_o} \quad (8)$$

რადგან იონის მუხტი, ნივთიერების z ვალენტობის, e ელემენტარულ მუხტზე ნამრავლის ($q_o = ze$) ტოლია, ამიტომ ელექტროქიმიური ექვივალენტი ტოლი იქნება,

$$k = \frac{m_o}{q_o} = \frac{m_o N_A}{ze N_A} = \frac{1}{F} \frac{M}{z} \quad (9)$$

სადაც, N_A - ავოგადროს მუდმივაა, $M = m_o N_A$ - ნივთიერების მოლური მასა, $F = e N_A = 96485$ კ/მოლი - ფარადეის მუდმივაა, რომელიც რიცხობრივად ტოლია მუხტის, რომელიც უნდა გავიდეს ელექტროლიტში, რომ ელექტროდზე გამოიყოს ერთი მოლი ერთვალენტიანი ნივთიერება.

(9) ფორმულაში M/z - ფარდობას, ნივთიერების ქიმიურ ექვივალენტი ეწოდება. ე.ი., ელექტროქიმიური ექვივალენტი, მისი ქიმიური ექვივალენტის პროპორციულია. რაც ცნობილია ფარადეის ორივე კანონი, ე.ი. (6) და (9) ფორმულები შეიძლება გავაერთიანოთ. მაშინ, ფარადეის ელექტროლიზის კანონი მიიღებს შემდეგ სახეს

$$m = \frac{1}{F} \frac{M}{z} It$$

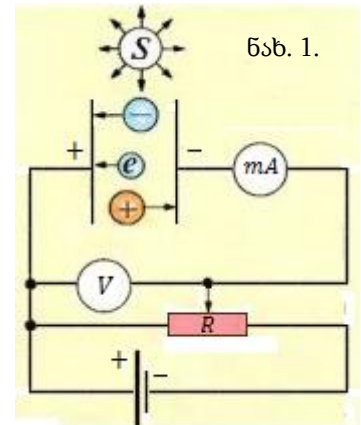
ელექტროლიზის მოვლენა ფართოდ გამოიყენება თანამედროვე სამრეწველო წარმოებაში.

§95. ელექტრული დენი აირებში

ჩვეულებრივ, ნორმალურ პირობებში აირები წარმოადგენენ იზოლატორებს (დიელექტრიკებს). რაც იმით აიხსნება, რომ ნორმალურ პირობებში აირი შედგება ნეიტრალური ატომებისა და მოლეკულებისაგან და არ შეიცავენ ელექტრული დენის მატარებელ თავისუფალ მუხტებს (ელექტრონებს და იონებს). აირი გადაიქცევა ელექტრონების გამტარებად, როცა მისი მოლეკულების ნაწილი განიცდიან იონიზაციას, ე.ი. როცა ადგილი აქვს ნეიტრალური ატომებისა და მოლეკულების დაშლას იონებად და თავისუფალ ელექტრონებად. ამისათვის აირზე უნდა მოვახდინოთ რაიმე გარეშე ზემოქმედება (ანუ ამბობენ, რომ აირზე უნდა ვიმოქმედოთ რაიმე იონიზატორით). იონიზატორის მოქმედებით აირების იონიზაციისას, ადგილი აქვს აირში არსებული ატომების და/ან მოლეკულების ელექტრონული გარსებიდან, ერთი ან რამოდენიმე ელექტრონის მოშორებას, რაც იწვევს თავისუფალი ელექტრონების და დადებითი იონების წარმოშობას. ელექტრონები ასევე შეიძლება მიუერთდნენ ნეიტრალურ ატომებს, ან მოლეკულებს, რომლებიც გადაიქცევიან უარყოფით იონებად. ე.ი. იონიზებულ აირში გვექნება დადებითი და უარყოფითი იონები და თავისუფალი ელექტრონები. ეს პროცესი გაგრძელდება მანამ, სანამ აირზე მოქმედებს იონიზატორი და აირში არ დამყარდება წონასწორული მდგომარეობა. თუ ასეთ აირს მოვათავსებთ ელექტრულ ველში, ელექტრული ველის მოქმედებით დადებითი და უარყოფითი იონები, და ელექტრონები დაიწყებენ მოძრაობას ველის გასწვრივ. დამუხტული ნაწილაკების მოწესრიგებული მოძრაობა წარმოადგენს ელექტრულ დენს. ე. ი. აირში წარმოიშობა ელექტრულ დენი. აირში დე-

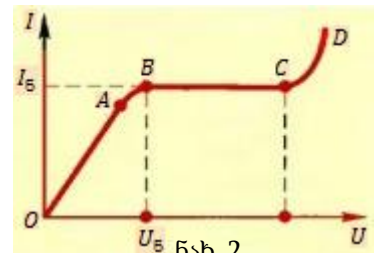
ნის გავლას აიროვანი განმუხტვა ეწოდება. აიროვანი განმუხტვის ხასიათი განისაზღვრება აირის შემადგენლობით, მისი ტემპერატურით და წნევით. აგრეთვე ელექტროდების ზომებით, კონფიგურაციით და მასალით. ასევე მოდებული ძაბვით, დენის სიმკვრივით და სხვ.

აირების იონიზაცია შესაძლებელია სხვადასხვა სახის იონიზატორის მოქმედებით - ძლიერი გათბობით, მოკლელტალღოვანი ელექტრომაგნიტური გამოსხივებით, კორპუსკულური გამოსხივებით და სხვ. იმისათვის, რომ მოვაშოროთ ერთი ელექტრონი ატომიდან (მოლეკულიდან), აუცილებელია დაიხარჯოს განსაზღვრული ენერგია, რომელსაც იონიზაციის ენერგია ეწოდება. აირის იონიზაციის პროცესთან ერთად ყოველთვის მიმდინარეობს შებრუნებული პროცესი - რეკომბინაციის პროცესი. დადებითი და უარყოფითი იონები, დადებითი იონები და ელექტრონები შეხვედრისას, ერთიანდებიან და წარმოქმნიან ნეიტრალურ ატომებს და/ან მოლეკულებს.



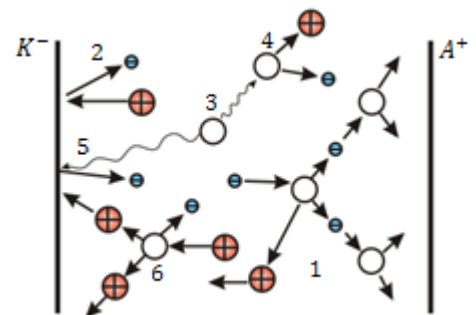
ნახ. 1.

განვიხილოთ აირის შემცველი წრედი (ნახ. 1) რომელიც განიცდის უწყვეტი, მუდმივი ინტენსივობის იონიზატორის მოქმედებას. რის შედეგად აირი შეიძენს რაღაც ელექტროგამტარებლობას და წრედში გაივლის დენი, რომლის მოდებულ ძაბვაზე დამოკიდებულება მოცემულია ნახაზზე (ნახ. 2). მრუდის OA უბანზე დენი იზრდება ძაბვის პროპორციულად, ომის კანონის შესაბამისად. ძაბვის შემდგომი გაზრდისას ომის კანონი არ სრულდება: დენის ძალის ზრდა შენელებულია (AB უბანი) და ბოლოს საერთოდ წყდება (BC უბანი). მიიღება ნაჯერობის დენი, რომლის სიდიდე განისაზღვრება იონიზატორის სიმძლავრით. თუ OC რეჟიმში შევწყვეტთ იონიზატორის მოქმედებას, მაშინ შეწყდება აირის განმუხტვა და შესაბამისად დენი. განმუხტვას, რომელიც არსებობს მხოლოდ იონიზატორის მოქმედებით, არათავისთავადი განმუხტვა ეწოდება. ხოლო, აირის განმუხტვას, რომელიც შენარჩუნებულია გარეშე იონიზატორის მოქმედების შეწყვეტის შემდეგაც, თავისთავადი განმუხტვა ეწოდება.



ნახ. 2.

გარეშე იონიზატორის მოქმედებით წარმოშობილი ელექტრონები, დიდი ძაბვის (ელექტრული ველის) მოქმედებით ძლიერ აჩქარდებიან, განიცდიან დაჯახებებს აირის ნეიტრალურ მოლეკულებთან, ახდენენ მათ იონიზაციას, რის შედეგად წარმოიშობიან მეორეული ელექტრონები და დადებითი იონები (1 პროცესი) (ნახ. 3). დადებითი იონები მოძრაობენ კათოდისაკენ, ხოლო, ელექტრონები კი ანოდისაკენ. ანოდისაკენ მოძრავი მეორეული ელექტრონები ახდენენ აირის მოლეკულების იონიზაციას, რის შედეგადაც ელექტრონებისა და იონების საერთო რიცხვი იზრდება ზვავისებურად, რაც შეესაბამება ელექტრული დენის ზრდას (CD უბანი). აღწერილ პროცესს დარტყმითი იონიზაცია ეწოდება. მაგრამ დარტყმითი იონიზაცია არ არის საკმარისი განმუხტვის შესანარჩუნებლად, გარეშე იონიზატორის მოქმედების შეწყვეტის შემდეგ. ამისათვის აუცილებელია ელექტრონული ზვავების „კვლავწარმოება“, ე.ი. რაიმე პროცესების შედეგად აირში წარმოიშვას ახალი ელექტრონები. ასეთი პროცესები სქემატურად ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 3): 1. ელექტრული ველით აჩქარებული ელექტრონები, კათოდზე დაჯახებებისას გამოტყორცნიან ელექტრო-



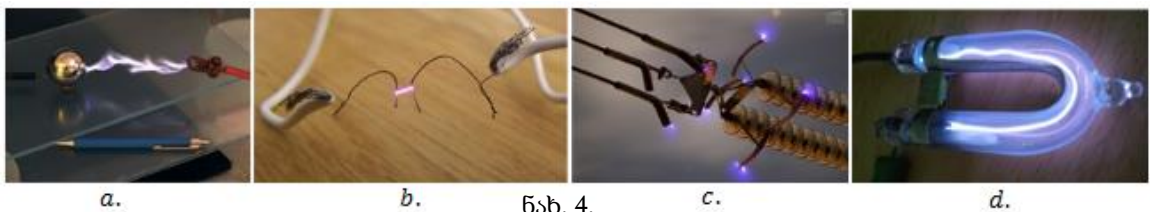
ნახ. 3.

ნის გავლას აიროვანი განმუხტვა ეწოდება. აიროვანი განმუხტვის ხასიათი განისაზღვრება აირის შემადგენლობით, მისი ტემპერატურით და წნევით. აგრეთვე ელექტროდების ზომებით, კონფიგურაციით და მასალით. ასევე მოდებული ძაბვით, დენის სიმკვრივით და სხვ.

ნებს (2 პროცესი). 2. აირის მოლეკულები განიცდიან რა დადებითი იონების დაჯახებებს, გადადიან აგზნებულ მდგომარეობაში. რომლებიც ნორმალურ მდგომარეობაში გადასვლისას გამოასხივებენ ფოტონებს (3 პროცესი). 3. ნეიტრალური მოლეკულა შთანთქმევს რა ფოტონს განიცდის იონიზაციას, ხდება ე. წ. მოლეკულების ფოტონური იონიზაციის პროცესი (4 პროცესი). 4. ფოტონების მოქმედებით ელექტრონების გამოტყორცნა კათოდიდან (5 პროცესი). და ბოლოს, ელექტრონებს შორის მნიშვნელოვანი ძაბვისას, დადგება მომენტი, როცა დადებითი იონები შეიძენენ ენერგიას, რომელიც საკმარისია აირის მოლეკულების იონიზაციისათვის (6 პროცესი), და უარყოფითი ელექტროდისაკენ მიისწრაფვის იონური ზეგავი. როცა ელექტრონულ ზეგავთან ერთად წარმოიშობიან იონური ზეგავები, დენის ძალა იზრდება უკვე ძაბვის ზრდის გარეშე.

აღნიშნული პროცესების შედეგად იონებისა და ელექტრონების რიცხვი ზეგავისებურად იზრდება და განმუხტვა ხდება თავისთავადი. ძაბვას, რომლის დროსაც წარმოიშობა თავისთავადი განმუხტვა, გარღვევის ძაბვას ეწოდება.

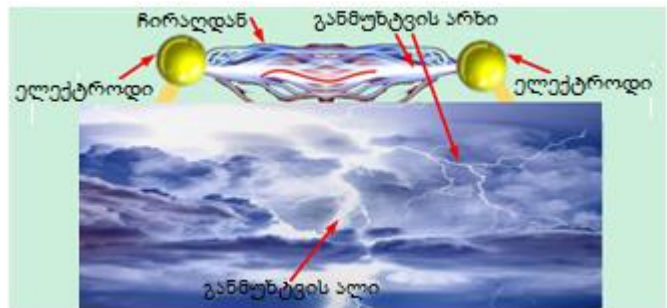
აირის წნევის, ელექტროდების კონფიგურაციის და წრედის პარამეტრების მიხედვით განასხვავებენ ოთხი ტიპის: ნაპერწკლურ (ა), რკალურ (ბ), გვირგვინისებურ (ც) და მღვივარ (დ) განმ-



ნახ. 4.

უხტვას (ნახ. 4).

ნაპერწკლური განმუხტვა წარმოიშობა აირის გათბობის, ან, აირზე მოდებული ელექტრული ველის გაზრდისას (ნახ. 5). აირის შიგნით ჯერ წარმოიშობა ნაპერწკალი, ხოლო, შემდეგ კი ნაპერწკლური განმუხტვა. რომელიც წარმოადგენს როგორც დიელექტრიკის - აირის, ელექტრული გარღვევის შედეგს. ამ პრინციპით წარმოიშობა ბუნებრივი ელვა, რომელიც შედგება განმუხტვის არხების, ალებისა და ჩირაღდნისაგან. ლაბორატორიულ პირობებში, ნაპერწკლურ განმუხტვას, შეიძლება დავაკვირდეთ ელექტროსკოპის ელექტროდებს შორის. პრაქტიკულად, ნაპერწკლურ განმუხტვას ადგილი აქვს, შიგაწვის ძრავების ანთების საწარმოებში. მშრალ ჰაერის ელექტრული გარღვევისათვის, აუცილებელია 3კვ პოტენციალთა სხვაობა 1მმ-ზე.



ნახ. 5.

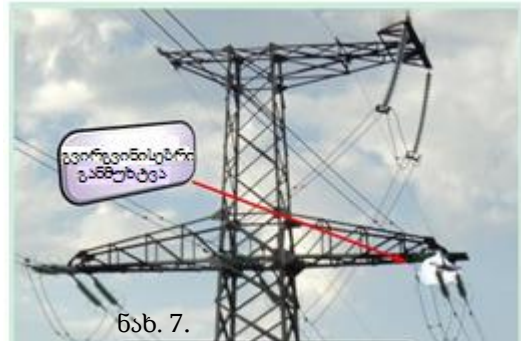
ნაპერწკლურ განმუხტვას, შეიძლება დავაკვირდეთ ელექტროსკოპის ელექტროდებს შორის. პრაქტიკულად, ნაპერწკლურ განმუხტვას ადგილი აქვს, შიგაწვის ძრავების ანთების საწარმოებში. მშრალ ჰაერის ელექტრული გარღვევისათვის, აუცილებელია 3კვ პოტენციალთა სხვაობა 1მმ-ზე.

რკალური განმუხტვა წარმოიშობა, აირში დენის გავლისას და წარმოადგენს, აირის ელექტრულ გარღვევას, რომლის შედეგად წარმოიშობა ელექტრული რკალი (ნახ. 6), რომელიც ადრე ცნობილი იყო, როგორც „ვოლტას რკალი“. ასეთი რკალის მისაღებად ელექტროდებს დაახლოებენ, ხდება გარღვევა, ხოლო შემდეგ კი დაშორებენ. ელექტრ-



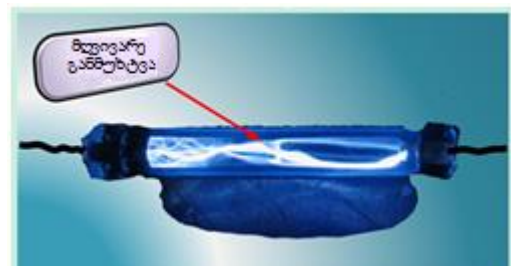
ული განმუხტვა გამოიყენება სხვადასხვა საშუალებებით ლითონების შედუღებებისას, პლაზმით ჭრისა და ელექტროეროზიული დამუშავებისას.

გვირგვინისებრი განმუხტვა წარმოიშობა მაღალი ძაბვის ძლერ და არაერთგვარვან ელექტრულ ველში (ნახ. 7), როცა ველი საკმარისია აირის (ან, სითხის) იონიზაციისათვის. გვირგვინისებრი განმუხტვა თავს იჩენს 330კვ და მაღალი ძაბვის ელექტრგადაცემის საჰაერო ხაზების გამტარებსა და ხაზების ახლოს განლაგებულ სიბრტყეებს შორის. ის აგრეთვე გამოიყენება ყოფაცხოვრებასა და მრეწველობაში. მაგალთად, ქსეროკოპირებისას, საჰაერო იონიზატორებში, ჰაერის კონდიცირების სისტემებში, ოზონის წარმოებაში და სხვ.



ნახ. 7.

მღვივარე განმუხტვა წარმოიშობა განმუხტულ (იონიზებულ) აირში დენის გავლასას. უფრო ზუსტად, დაბალტემპერატურულ პლაზმაში (ნახ. 8). როგორც კი ძაბვა აღემატება რაღაც განსაზღვრულ მნიშვნელობას (აირის იონიზაციის და მასში მღვივარე განმუხტვის გამოსაწვევად, საკმარისია რამოდენიმე ასეული ვოლტი ძაბვა), აირი განიცდის იონიზაციას და ადგილი აქვს ნათებას. ნათების ფერი დამოკიდებულია აირის ნივთიერებაზე. ყოველი აირი გამოასხივებს თავის ხილულ სპექტრს. მღვივარე განმუხტვა გამოიყენება სპეციალურ განმუხტავ აირმნათ და სარეკლამო ნათურებსა და მილაკებში, ძაბვის სტაბილიზატორებში.



ნახ. 8.

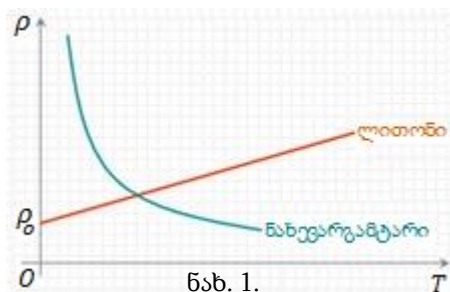
§96. ელექტრული დენი ნახევარგამტარებში

ელექტროგამტარებლობის მიხედვით ყველა ნივთიერება პირობითად იყოფიან სამ კატეგორიად, რომლებიც რაოდენობრივად ხასიათდებიან ρ კუთრი წინაღობით: გამტარები $\rho \cong (10^{-8} \div 10^{-6})$ ომი·მ, ნახევარგამტარები $\rho \cong (10^{-6} \div 10^{-3})$ ომი·მ და დიელექტრიკები $\rho \cong (10^{-3} \div 10^{16})$ ომი·მ. ე.ი. ელექტროგამტარებლობის მიხედვით ნახევარგამტარებს უჭირავთ შუალედური მდგომარეობა გამტარებსა და დიელექტრიკებს შორის. ნახევარგამტარებს მიეკუთვნებიან გერმანიუმი (Ge), სილიციუმი (Si), სელენი (Se), ტელური (Te), დარიშხანი (As) და სხვ. მრავალი შენადნობები და ქიმიური ნაერთები. ჩვენი გარემომცველი თითქმის ყველა არაორგანული ნაერთები - ნახევარგამტარებია. ბუნებაში ყველაზე გავრცელებული ნახევარგამტარია სილიციუმი.

ნახევარგამტარები, ლითონებისაგან ძირითადად განსხვავდებიან კუთრი წინაღობის ტემპერატურაზე დამოკიდებულების მიხედვით. ტემპერატურის შემცირებისას ლითონების წინაღობა მცირდება, ნახევარგამტარებისა კი პირიქით იზრდება. აბსოლუტური ნულის მაქლომლობაში, ის თითქმის იზოლატორია (ნახ. 1). კუთრი წინაღობის ტემპერატურაზე ასეთი დამოკიდებულება გვიჩვენებს, რომ ნახევარგამტარებში თავისუფალი მუხტების მატარებლების კონცენტრაცია არ არის მუდმივი და იზრდება ტემპერატურის გაზრდისას. ნახევარგამტარებში ელექტრული დენის მექანიზმი არ აიხსნება თავისუფალი ელექტრონული აირის მოდელით. განვიხილოთ თვ-

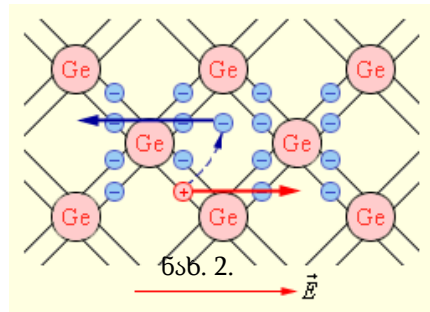
ისობრივად ეს მექანიზმი გერმანიუმის მაგალითზე. სილიციუმის კრისტალისათვის მექანიზმი ანალოგიურია.

გერმანიუმის ატომს გარე გარსზე გააჩნია ოთხი სუსტად დაკავშირებული ელექტრონი. მათ სავალენტო ელექტრონები ეწოდება. კრისტალურ მესერში ყოველი ატომი გარშემოცულია ოთხი მეზობელი ატომით. გერმანიუმის კრისტალში ატომებს შორის კავშირი კოვალენტურია, ე.ი. დაკავშირებული არიან სავალენტო ელექტრონების წყვილებით. ყოველი სავალენტო ელექტრონი



ნახ. 1.

ეკუთვნის ორ ატომს (ნახ. 2). სავალენტო ელექტრონები გერმანიუმის კრისტალში უფრო ძლიერ არიან დაკავშირებული, ვიდრე ლითონებში. ამიტომ, ნახევარგამტარებში გამტარებლობის ელექტრონების კონცენტრაცია ოთახის ტემპერატურისას გაცილებით ნაკლებია, ვიდრე ლითონებში. ტემპერატურის აბსოლუტური ნულის მახლობლობაში გერმანიუმის კრისტალში ყველა ელექტრონი დაკავშირებულია. მასში არ არსებობენ თავისუფალი მუხტების მატარებლები. ასეთი კრისტალი ელექტრულ დენს არ ატარებს. ის წარმოადგენს კარგ იზოლატორს. მაგრამ, ნახევარგამტარის ატომებს შორის ელექტრონული კავშირის გაწყვეტისათვის საჭირო ენერგია, ე.ი. ელექტრონების გამოთავისუფლების ენერგია, საკმაოდ მცირეა. ამიტომ, ნახევარგამტარზე გარეშე ზემოქმედებით (მაგალითად, გათბობით, განათებით, ძლიერი ელექტრული ველით), სავალენტო ელექტრონების ნაწილმა შეიძლება შეიძინოს ენერგია, რომელიც საკმარისი იქნება კოვალენტური კავშირების გასაწყვეტად. მაშინ, კრისტალში წარმოიშობიან თავისუფალი ელექტრონები (გამტარებლობის ელექტრონები). ოთახის ტემპერატურაზე ($T \approx 300K$), კრისტალში ატომების, თავიანთი წონასწორობის მდებარეობის მახლობლობაში, უწყსრიგო მოძრაობის საშუალო ენერგიის ხარჯზე, 10^3 გერმანიუმის ატომს შორის შეიძლება გაწყდეს 10^{19} კავშირი და გამოთავისუფლდება შესაბამისად ასეთივე რაოდენობის ელექტრონები. ასეთი კრისტალი ელექტრულ დენს არ ატარებს. მაგრამ, თუ გერმანიუმს მოვათავსებთ გარეშე ელექტრულ ველში, მაშინ ასეთი ელექტრონები განაპირობებენ ნახევარგამტარის ელექტროგამტარებლობას.



ნახ. 2.

ამასთან ერთად მიმდინარეობს შებრუნებული პროცესი - თავისუფალი ელექტრონების ნაწილი დროთა განმავლობაში შეიძლება კვლავ დაუბრუნდნენ ატომებს (რადგან ასეთი ატომი სხვა არაფერია თუ არა დადებითი იონი, რომელიც მიიზიდავს თავისუფალ ელექტრონს). ამ პროცესს რეკომბინაცია ეწოდება. მაგრამ, ამასთან ერთად წარმოიშობიან ახალი ელექტრონები და მუდმივი ტემპერატურისას, თავისუფალი ელექტრონების კონცენტრაცია რჩება მუდმივი.

როცა ელექტრონი დატოვებს თავის ადგილს და გადადის სხვა ადგილას, მაშინ, კავშირის გაწყვეტის ადგილას, ელექტრონის მიერ დატოვებულ ადგილას, წარმოიშობა დადებითი მუხტის სიჭარბე, ანუ, როგორც ამბობენ „დადებითი ხვრელი“. ეს ხვრელი შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც დადებითი მუხტი (სიდიდით ელექტრონის მუხტის ტოლი). ელექტრონის მიერ განთავისუფლებულ ადგილას - „ხვრელზე“ შეიძლება გადაადგილდეს მეზობელი ელექტრონი, რაც იმის ტოლფასოვანია, რომ გადაადგილდება (ელექტრონის გადაადგილების საპირისპირო მიმართულებით) „დადებითი ხვრელი“. ის გაჩნდება იმ ადგილას საიდანაც წავიდა ელექტრონი. „ხვრელების“ გადაადგილებით გამოწვეულ ნახევარგამტარის ელექტროგამტარებლობას, მიღებულ-

ია ხერელი გამტარებლობა ეწოდოს. ხოლო, სუფთა ნახევარგამტარების ელექტროგამტარებლობას, საკუთრივი გამტარებლობა.

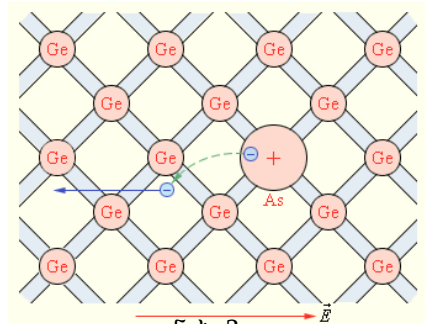
ელექტრული ველის არარსებობისას, გამტარებლობის ელექტრონები და ხვრელები მონაწილეობენ ქაოსურ სითბურ მოძრაობაში. ხოლო, თუ ნახევარგამტარს მოვათავსებთ ელექტრულ ველში, მაშინ მოწესრიგებულ მოძრაობაში აღმოჩნდებიან არა მხოლოდ თავისუფალი ელექტრონები, არამედ ხვრელებიც, რომლებიც ისე იქცევიან როგორც დადებითი დამუხტული ნაწილაკები. ამიტომ, ნახევარგამტარში დენი წარმოადგენს I_n ელექტრონული და I_p ხვრელური დენების ჯამს,

$$I = I_n + I_p$$

ნახევარგამტარში გამტარებლობის ელექტრონების კონცენტრაცია ტოლია ხვრელების კონცენტრაციის $n_n = n_p$. გამტარებლობის ელექტრონულ-ხვრელური მექანიზმი გააჩნიათ მხოლოდ სუფთა ნახევარგამტარებს (ნახევარგამტარებს, რომლებიც არ შეიცავენ მინარევებს) და როგორც ზემოთ ავღნიშნეთ, მას ნახევარგამტარის საკუთარივი ელექტრული გამტარებლობა ეწოდება.

მინარევების არსებობისას ნახევარგამტარების ელექტრული გამტარებლობა ძლიერ იცვლება. ნახევარგამტარების გამტარებლობას, მინარევების არსებობის შემთხვევაში, მინარევული ნახევარგამტარობა ეწოდება. განახსვავებენ ორი ტიპის მინარევულ გამტარებლობას - ელექტრონულ და ხვრელურ მინარევულ გამტარებლობას.

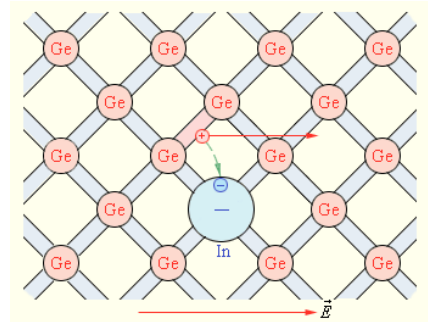
ელექტრონული გამტარებლობა წარმოიშობა იმ შემთხვევაში, როცა ოთხვალენტური ატომების მქონე გერმანიუმის კრისტალში შეყვანილია ხუთვალენტური ატომები (მაგალითად, დარიშხანის ატომები) (ნახ. 3). დარიშხანის ატომის ოთხი სავალენტო ელექტრონი კოვალენტური კავშირშია გერმანიუმის ოთხ მეზობელ ატომთან. მეხუთე სა-ვალენტო ელექტრონი კი ზედმეტია. ის შეიძლება თავისუფლად მოშორდეს დარიშხანის ატომს და გახდეს თავისუფალი. ატომი, რომელიც დაკარგავს ელექტრონს, გადაიქცევა კრისტალური მესერის კვანძში განლაგებულ დადებით იონად. მინარევს, რომლის ატომების ვალენტობა აღემატება ნახევარგამტარული კრისტალის ძირითადი ატომების ვალენტობას, დონორული მინარევი ეწოდება (ლათ. donare - გამცემი). მისი შეყვანის შედეგად, კრისტალში გაჩნდება თავისუფალი ელექტრონების მნიშვნელოვანი რაოდენობა.



დარიშხანის მინარევის შემცველ გერმანიუმის კრისტალში გვაქვს ელექტრონები და ხვრელები, რომლებიც პასუხისმგებლებია ნახევარგამტარული კრისტალის საკუთარი გამტარებლობის. მაგრამ, თავისუფალი მუხტების მატარებლების ძირითადი ტიპს წარმოადგენენ დარიშხანის ატომებიდან მოშორებული ელექტრონები. ასეთ კრისტალში $n_n \gg n_p$, ამიტომ, ასეთი ტიპის გამტარებლობას, ელექტრონული (დონორული) ტიპის მინარევული გამტარებლობა, ან, n -ტიპის (ლათ. Negativus - უარყოფითი) გამტარებლობა ეწოდება. ხოლო, მსგავსი ტიპის ნახევარგამტარს n -ტიპის ნახევარგამტარი ეწოდება.

როცა გერმანიუმის კრისტალში შეყვანილია სამვალენტური ატომები (მაგალითად, ინდიუმის (I_n) ატომები), მაშინ წარმოიშობა ხვრელური გამტარებლობა (ნახ. 4). ინდიუმის ატომი, თავისი სავალენტო ელექტრონების საშუალებით კოვალენტური კავშირშია გერმანიუმის მხოლოდ სამ მეზობელ ატომთან. გერმანიუმის მეოთხე ატომთან კავშირის წარმოსაქმნელად ინდიუმის ატომს არ გააჩნია ელექტრონი. ეს ელექტრონი შეიძლება ჩაჭერილი იქნეს ინდიუმის ატომის მიერ გერმანიუმის მეზობელი ატომების კოვალენტური კავშირებიდან. ამ შემთხვევაში ინ-

დიუმის ატომი გადაიქცევა კრისტალური მესერის კვანძში განლაგებულ უარყოფით იონად. ხოლო, მეზობელი ატომების კოვალენტურ კავშირებში წა-რმოიშობა ვაკანსიები. მინარევის ატომებს, რომელთაც შე-უძლიათ ელექტრონების ჩაჭერა, აქცეპტორული მინარე-ები ეწოდებათ (ლათ. acceptor - მიმღები). კრისტალში აქცეპტორული მინარეების შე-ყვანის შედეგად, წყდება მრ-ავალი კოვალენტური კავშირი და წარმოიშობა ვაკანტური ადგილები (ხვრელები). ამ ადგილებზე შეიძლება გადავი-დნენ ელექტრონები მეზობელი კოვალენტური კავშირები-დან, რაც იწვევს კრისტალში ხვრელების ქაოსურ „მოძრ-აობას“.



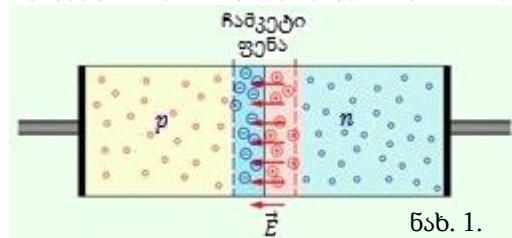
ნახ. 4.

აქცეპტორულ მინარეების შემცველ ნახევარგამტარში, ხვრელების კონცენტრაცია მნიშვნელოვნად აღემატება ელექტრონების კონცენტრაციას $n_p \gg n_n$. ელექტრული ველის არსებობისას შემთხვევაში, წარმოიშობა „თავისუფალი ხვრელების“ (დადებითი მუხტების გამტარებლობის შესაბამისი) დენი. ასეთ გამტარებლობას, ხვრელური (აქცეპტორული) ტიპის მინარევული გამტარებლობა, ან, p -ტიპის გამტარებლობა (ლათ. positivus - დადებითი) გამტარებლობა ეწოდება. ხოლო, მსგავს ნახევარგამტარს კი, p -ტიპის ნახევარგამტარი ეწოდება.

n და p - ტიპის ნახევარგამტარებისათვის, ომის კანონი სამართლიანია დენის ძალის და ძაბვის განსაზღვრულ ინტერვალში, როცა თავისუფალი მუხტების კონცენტრაცია მუდმივია.

§97. ნახევარგამტარული დიოდი და ტრანზისტორი

საინტერესო პროცესს აქვს ადგილი სხვადასხვა ტიპის გამტარობის ორი ნახევარგამტარის, ან, ნახევარგამტარის და ლითონის კონტაქტის საზღვარზე. თუ საზღვარი გაყოფილია p - და n - ტიპის გამტარობით, მაშინ n - გერმანიუმიდან ელექტრონები გადადიან p - გერმანიუმში, ხოლო ხვრელები გადაადგილდებიან საპირისპირო მიმართულებით. რის შედეგადაც კონტაქტის ზონის მახლობლობაში, n არეში კლებულობს ელექტრონების კონცენტრაცია და წარმოიშობა დადებითად დამუხტული ფენა. p არეში კლებულობს ხვრელების კონცენტრაცია და წარმოიშობა უარყოფიად დამუხტული ფენა. ამრიგად, ნახევარგამტარების საზღვარზე წარმოიშობა ორმაგი ელექტრ-ული ფენა და მასთან ერთად, n - გერმანიუმიდან, p - გერმანიუმისაკენ მიმართული $\vec{E}$ დაძაბულობის ელექტრული ველი, რომელიც ხელს უშლის ელექტრონების და ხვრელების ერთმანეთის შემხვედრი მიმართულებით გადაადგილებას (ნახ. 1). სხვადასხვა ტიპის გამტარებლობის ნახევარგამტარის გამყოფი ფენის მოცულობითი მუხტები, p - და n - არეებს შორის ქმნიან U_p ჩამკეტ ძაბვ-ას, რომელიც ტოლია $\sim 0,35$ გერმანიუმის n - p გადასვლისათვის და $\sim 0,6$ სილიციუმისათვის.



ნახ. 1.

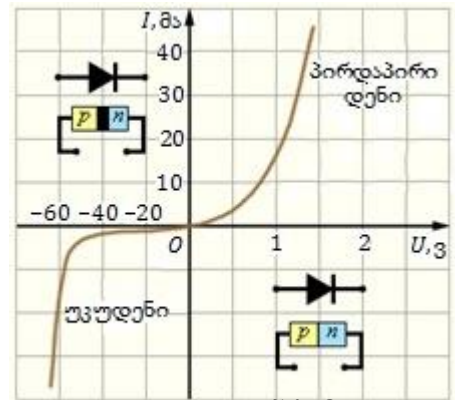
ორი ნახევარგამტარის ასეთ კონტაქტს, n - p გადასვლა ეწოდება. მას გააჩნია ცალმხრივი გამტარებლობის თვისება.

თუ n - p გადასვლის მქონე ნახევარგამტარი ჩართულია დენის წყაროსთან, ისე, რომ წყაროს დადებითი პოლუსი მიერთებულია n არესთან, ხოლო, უარყოფითი პოლუსი p არესთან, მაშინ

ველის დამაბულობა ჩამკეტ შრეში გაიზრდება. p არეში ხვრელები და n არეში ელექტრონები წაინაცვლებენ $n-p$ გადასვლიდან. $n-p$ გადასვლაში დენი პრაქტიკულად არ გადის. ამ შემთხვევაში, $n-p$ გადასვლაზე მოდებულ ძაბვას, უკუძაბვა ეწოდება.

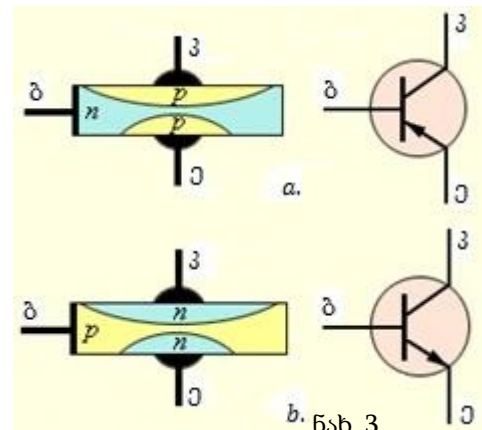
თუ $n-p$ გადასვლის მქონე ნახევარგამტარი მიერთებულია დენის წყაროსთან, ისე, რომ წყაროს დადებითი პოლუსი მიერთებულია p -არესთან, ხოლო, უარყოფითი პოლუსი n -არესთან, მაშინ, ჩამკეტ შრეში ელექტრული ველის დამაბულობა შემცირდება, რაც განაპირობებს ძირითადი მატარებლების გადასვლებს კონტაქტურ შრეში. p -არიდან ხვრელები, და n -არიდან ელექტრონები, მოძრაობენ რა ერთმანეთის შემხვედრი მიმართულებით, გადაადგილდებიან $n-p$ გადასვლაში, და ქმნიან დენს პირდაპირი მიმართულებით. ასეთი $n-p$ გადასვლის შემთხვევაში, დენის ძალა გაიზრდება წყაროს ძაბვის გაზრდისას.

$n-p$ გადასვლის თვისება, გაატაროს დენი პრაქტიკულად მხოლოდ ერთი მიმართულებით, გამოიყენება ხელსაწყოებში, რომელთაც, ნახევარგამტარული დიოდები ეწოდებათ. ნახევარგამტარულ დიოდებს ამზადებენ სილიციუმის და გერმანიუმის კრისტალებისაგან. ნახევარგამტარული დიოდები გამოიყენებიან ცვლადი დენის, მუდმივ დენად გარდაქმნელებში. სილიციუმის დიოდის ტიპური ვოლტ-ამპერული მახასიათებელი მოცემულია ნახაზზე (ნახ. 2). ნახევარგამტარულ დიოდებს გააჩნიათ მთელი რიგი უპირატესობები ვაკუუმურ დიოდებთან შედარებით - მცირე ზომები, მუშაობის ხანგრძლივი დრო, მექანიკური სიმტკიცე. ნახევარგამტარული დიოდების არსებითი ნაკლოვანებებია მათი პარამეტრების ტემპერატურაზე დამოკიდებულება. მაგალითად, სილიციუმის დიოდებს შეუძლიათ $-70^{\circ}\text{C} \div 80^{\circ}\text{C}$ ტემპერატურის დიაპაზონში ნორმალური მუშაობა.



ნახ. 2.

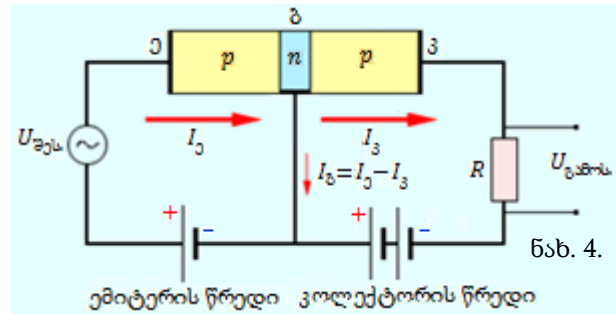
ორი $n-p$ გადასვლის მქონე ნახევარგამტარულ ხელსაწყოებს ტრანზისტორები ეწოდებათ (ნახ. 3). სახელწოდება წარმოდგება ინგლისური სიტყვებისაგან: transfer - გადატანა და resistor - წინაღობა. ჩვეულებრივ ტრანზისტორების დასაზოადებლად გამოიყენება გერმანიუმი და სილიციუმი. არსებობს ორი ტიპის ტრანზისტორები: $p-n-p$ ტიპის ტრანზისტორები და $n-p-n$ ტიპის ტრანზისტორები. მაგალითად, $p-n-p$ ტიპის გერმანიუმის ტრანზისტორი წარმოადგენს დონორული მინარევის შემცველ გერმანიუმის მცირე ფირფიტას, ე.ი. n -ტიპის ნახევარგამტარს. ამ ფირფიტაში იქმნება აქცეპტორული მინარევის მქონე ორი არე, ე.ი. ხვრელური გამტარებლობის მქონე არეები (ნახ. 3, a). $n-p-n$ ტიპის ტრანზისტორში, ძირითად გერმანიუმის ფირფიტას გააჩნია p -ტიპის გამტარებლობა, ხოლო, მასზე შექმნილ ორ არეს - n -ტიპის გამტარებლობა (ნახ. 3, b).



ნახ. 3.

ტრანზისტორის ფირფიტას ბაზა (ბ) ეწოდება, საპირისპირო ტიპის გამტარებლობის ერთეულ არეს - კოლექტორი (კ), ხოლო, მეორეს კი - ემიტერი (ე) (ნახ. 3). ჩვეულებრივ კოლექტორის მოცულობა აღემატება ემიტერის მოცულობას. სქემებში, პირობითი აღნიშვნებში, ემიტერის ისარი გვიჩვენებს ტრანზისტორში დენის მიმართულებას.

წრედში $p-n-p$ სტრუქტურის ტრანზისტორის ჩართვის სქემა ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 4). ტრანზისტორის ორივე $n-p$ გადასვლა შეერთებულია ორ დენის წყაროსთან. „ემიტერი-ბაზა“ გადასვლა ირთვება წრედში პირდაპირი (გამშვები) მიმართულებით (ემიტერის წრედი), ხოლო „კოლექტორი-ბაზა“ გადასვლა კი ირთვება წრედში ჩამკეტი მიმართულებით (კოლექტორის წრედი). როცა ემიტერის წრედი არ არის ჩართული, კოლექტორის წრედში დენი მცირეა, რადგან, თავისუფალი მუხტების ძირითადი მატარებლებისათვის - ბაზაში ელექტრონების და კოლექტორში ხვრელების გადასვლა ჩაკეტილია. ემიტერის წრედის ჩართვისას, ემიტერში მუხტის ძირითადი მატარებლები - ხვრელები გადადიან მისგან ბაზაში და ქმნიან ამ წრედში I_e დენს. მაგრამ, ემიტერიდან ბაზაში მოხვედრილი ხვრელებისათვის, კოლექტორის წრედში $n-p$ გადასვლა ღიაა. ხვრელების დიდი ნაწილი ჩაიჭერება ამ გადასვლის ველის მიერ, აღწევს კოლექტორში და ქმნის I_c დენს. იმისათვის, რომ კოლექტორის დენი პრაქტიკულად ტოლი იყოს ემიტერის დენის, ტრანზისტორის ბაზას ამზადებენ ძალიან თხელი ფენის სახით. ემიტერის წრედში დენის ძალის ცვლილებისას, იცვლება დენის ძალა კოლექტორის წრედში.



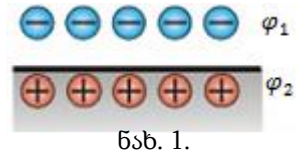
როცა ემიტერის წრედში ჩართულია ცვლადი ძაბვის წყარო (ნახ. 4), მაშინ, კოლექტორის წრედში ჩართულ R რეზისტორზე, წარმოიშობა აგრეთვე ცვლადი ძაბვა, რომლის ამპლიტუდა შეიძლება ბევრად აღემატებოდეს შესავალი სიგნალის ამპლიტუდას. ცხადია, რომ ტრანზისტორი ასრულებს ცვლადი ძაბვის გამაძლიერებლის როლს. მაგრამ, ტრანზისტორიანი გამაძლიერებლის ასეთი სქემა არაეფექტურია, რადგან მასში არ არსებობს დენის მიხედვით სიგნალის გაძლიერება და შესავალი სიგნალის წყაროდან გადის ემიტერის მთლიანი I_e დენი. ტრანზისტორიანი გამაძლიერებლის რეალურ სქემებში ცვლადი ძაბვის წყარო ისე უნდა ჩავრთოთ, რომ მასში გადიოდეს ბაზის მხოლოდ მცირე დენი $I_b = I_e - I_c$. ბაზის დენის მცირე ცვლილება იწვევს კოლექტორში გადიოდეს ბაზის მხოლოდ მცირე დენი $I_b = I_e - I_c$. ბაზის დენის მცირე ცვლილება იწვევს კოლექტორის დენის მნიშვნელოვან ცვლილებას.

ამჟამად ნახევარგამტარული ხელსაწყოები ფართოდ გამოიყენებიან რადიოელექტრონიკაში. თანამედროვე ტექნოლოგიები საშუალებას გვაძლევს დავამზადოთ რამოდენიმე მიკრო- და ნანო- მეტრი ზომის ნახევარგამტარული ხელსაწყოები - დიოდები, ტრანზისტორები, ნახევარგამტარული ფოტომიმდებები და ა.შ. ელექტრონული ტექნიკის ახალ ეტაპს წარმოადგენდა მიკროელექტრონიკის განვითარება, ხოლო, ამჟამად კი წარმოადგენს ნანოელექტრონიკის განვითარების, ინტეგრალური მიკროსქემების დამუშავების და გამოყენების განვითარების პერსპექტივები. ინტეგრალური მიკროსქემა არის, ერთიანი ტექნოლოგიური პროცესით, ერთ კრისტალზე დამზადებული, მრავალი რაოდენობის ურთიერთდაკავშირებული, ძალიან მცირე ზომის ელემენტების - დიოდების, ტრანზისტორების, კონდენსატორების, რეზისტორების, შემადგენელი სადენების ერთობლიობა.

§98. ლითონიდან ელექტრონების გამოსვლის მუშაობა

როგორც ცდები გვიჩვენებენ, ჩვეულებრივი ტემპერატურებისას, თავისუფალი ელექტრონები პრაქტიკულად არ გამოდიან ლითონიდან. ცხადია, რომ ლითონის ზედაპირულ ფენაში უნდა არსებობდეს რაღაც შემაკავებელი ელექტრული ველი, რომელიც ხელს უშლის ლითონიდან ელექტრონების გარემომცველ გარემოში (ვაკუუმში) გამოსვლას. მუშაობას, რომელიც უნდა დაიხარჯოს, ელექტრონის ლითონიდან გარემოში მოშორებისათვის, გამოსვლის მუშაობა ეწოდება. არსებობს გამოსვლის მუშაობის ორი შესაძლო მიზეზი:

1. როცა ელექტრონი რაიმე მიზეზით მოშორდება ლითონს, მაშინ იმ ადგილას, რომელიც დატოვა ელექტრონმა, წარმოიშობა „ჭარბი“ დადებითი ელექტრული მუხტი და ელექტრონი მიიზიდება მის მიერვე ინდუცირებული დადებითი მუხტის მიერ.
2. ცალკეული ელექტრონები დატოვებენ რა ლითონს, მოშორდებიან მას ატომური რიგის ტოლმანძილზე და ქმნიან ლითონის ზედაპირთან „ელექტრონულ ღრუბელს“, რომლის სიმკვრივე სწრაფად კლებულობს მანძილის მიხედვით. „ელექტრონულ ღრუბელი“, მესერის დადებითი იონების ფენასთან ერთად ქმნიან ორმაგ ელექტრულ ფენას, რომლის ველი, ბრტყელი კონდენსატორის ველის მსგავსია (ნახ. 1). ამ ფენის სისქე, რამოდენიმე ატომთაშორის მანძილის ($10^{-10} \div 10^{-9}$) მ ტოლია. სწორედ ის ქმნის ელექტრულ ველს გარე სივრცეში და ხელს უშლის ლითონიდან თავისუფალი ელექტრონების გამოსვლას. ფენის პოტენციალთა სხვაობას $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$, პოტენციალის ზედაპირული ნახტომი ეწოდება. მუშაობა, რომელიც უნდა შეასრულოს ელექტრონმა ლითონიდან გამოსვლისას, გამოსვლის მუშაობა ეწოდება $A = e\Delta\varphi$. ამრიგად, ელექტრონმა ლითონიდან გამოსვლისას, უნდა დაძლიოს შემაკავებელი ორმაგი ფენის ელექტრული ველი. ამ ფენის პოტენციალთა სხვაობა, რომელსაც პოტენციალის ზედაპირული ნახტომი ეწოდება, განისაზღვრება ლითონიდან ელექტრონის A გამოსვლის მუშაობით,



$$\Delta\varphi = \frac{A}{e}$$

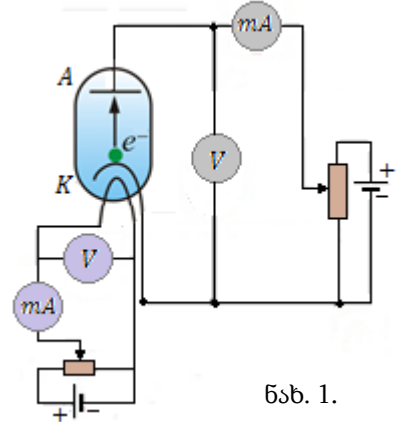
სადაც, e - ელექტრონის მუხტია.

რადგან ორმაგი ფენის გარეთ ველი არ არსებობს, ამიტომ გარემოს პოტენციალი ნულის ტოლია, ხოლო, ლითონის შიგნით პოტენციალი დადებითია და ტოლია $\Delta\varphi$. ლითონის შიგნით თავისუფალი ელექტრონის პოტენციური ენერგია ტოლია $-e\Delta\varphi$, და ვაკუუმის მიმართ უარყოფითია. აქედან გამომდინარე შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ გამტარებლობის ელექტრონებისათვის, ლითონის მთელი მოცულობა წარმოადგენს ბრტყელი ფუძის პოტენციურ ორმოს, რომლის სიმაღლე ტოლია A გამოსვლის მუშაობის. გამოსვლის მუშაობა გამოისახება ელექტრონ-ვოლტებში (ევ). 1ევ ტოლია მუშაობის, რომელიც სრულდება ელემენტარული ელექტრული მუხტის - ელექტრონის, 1ვ პოტენციალთა სხვაობის ველში გადაადგილებისას. გამოსვლის მუშაობა დამოკიდებულია ლითონების ქიმიურ ბუნებაზე და მათი ზედაპირის სისუფთავეზე, და იცვლება რამოდენიმე ელექტრონვოლტის საზღვრებში (მაგალითად, კალიუმისათვის $A = 2.2$ ევ, პლატინისათვის $A = 6,3$ ევ).

§99. ემისიური მოვლენა. ელექტრონი დენი ვაკუუმში

ლითონებში ელექტრონული აირი ავსებს კრისტალური მესერის იონებს შორის სივრცეს. იონებთან ურთიერთქმედების გამო ელექტრონებმა შეიძლება დატოვონ ლითონი, მხოლოდ იმ შემთხვევაში თუ გადალახავენ ე.წ. პოტენციურ ბარიერს. ამ ბარიერის სიმაღლეს გამოსვლის მუშაობა ეწოდება. ჩვეულებრივი (ოთახის) ტემპერატურებისას ელექტრონებს არ ჰყოფნით ენერგია პოტენციური ბარიერის დასაძლევად. თუ ლითონებში ელექტრონებს მივანიჭებთ გამოსვლის მუშაობის დაძლევისათვის საჭირო ენერგიას, მაშინ ელექტრონების ნაწილმა შეიძლება დატოვოს ლითონი, რის შედეგადაც ადგილი ექნება ექნება ლითონიდან ელექტრონების გამოსვლას, ანუ, ელექტრონულ ემისიას. ელექტრონებზე ენერგიის მინიჭების საშუალებების მიხედვით განასხვავებენ თერმოელექტრონულ, ფოტოელექტრონულ, მეორეულ ელექტრონულ და ავტოელექტრონულ ემისიას.

თერმოელექტრონული ემისია არის, გახურებული ლითონების მიერ ელექტრონების ამოფრქვევა. ლითონებში თავისუფალი ელექტრონების კონცენტრაცია საკმაოდ მაღალია, ამიტომ, საშუალო ტემპერატურებისას, ელექტრონების სიჩქარეების (ენერგიების) მიხედვით განაწილების გამო, ზოგიერთ ელექტრონებს გააჩნიათ ენერგია, რომელიც საკმარისია ლითონის საზღვარზე პოტენციური ბარიერის დასაძლევად. ტემპერატურის გაზრდისას, ელექტრონების რიცხვი, რომელთა სითბური მოძრაობის კინეტიკური ენერგია მეტია გამოსვლის მუშაობაზე, იზრდება და თერმოელექტრონული ემისიის მოვლენა ხდება შესამჩნევი. თერმოელექტრონული ემისიის კანონზომიერების შესწავლა შესაძლებელია მარტივი ორელექტროდიანი მილაკის - ვაკუუმური დიოდის საშუალებით, რომელიც წარმოადგენს ორი ელექტროდის: K - კათოდის, და A - ანოდის შემცველ ვაკუუმურ მინის ბალონს (ნახ. 1). მარტივ შემთხვევაში კათოდად გამოიყენება ძნელად დნობადი ლითონის (მაგალითად, ვოლფრამის) ძაფი, რომლის გახურება ხდება ელექტრული დენით. ხშირ შემთხვევაში ანოდს გააჩნია ცილინდრული ლითონის ფორმა, რომელიც გარშემოცულია კათოდზე (ნახ. 2). თუ ვაკუუმურ დიოდს ჩავრთობთ წრედში, ისე როგორც ეს ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 1), მაშინ კათოდის გახურებისა და ანოდზე დადებითი ძაბვის (კათოდის მიმართ) მოდებისას, დიოდის წრედში წარმოიშობა დენი. თუ დენის წყაროს პოლარობას შევცვლით, მაშინ დენი შეწყდება, როგორც არ უნდა გავახუროთ კათოდი. ცხადია, რომ კათოდი გამოაფრქვევს უარყოფით ნაწილაკებს - ელექტრონებს. თუ გახურებული კათოდის ტემპერატურას შევინარჩუნებთ მუდმივს და ავაგებთ ანოდური დენის (I), ანოდურ ძაბვაზე (U) დამოკიდებულებას (ვოლტამპერულ მახასიათებელს) (ნახ. 3), ვნახავთ, რომ ის არ არის წრფივი, ე.ი. ვაკუუმური დიოდისათვის ომის კანონი არ სრულდება. I თერმოელექტრონული დენის, U ანოდურ ძაბვაზე დამოკიდებულება, მცირე დადებითი მნიშვნელობების არეში აღიწერება „სამი მეორედის“ კანონით, რომელიც დადგენილი იქნა რუსი ფიზიკოსის ს. ზოგუსლავესკის (1832–1923) და ამერიკელი ფიზიკოსის ი. ლენგმიურის (1881–1987)



ნახ. 1.



ნახ. 2.

მიერ. ამიტომ მას ზოგჯერ ბოგუსლავსკ-ლენგმიურის კანონსაც უწოდებენ. სადაც, B - კოეფიციენტი დამოკიდებულია ელექტროდების ფორმასა და ზომებზე და აგრეთვე მათ ურთიერთგანლაგებაზე.

ანოდური ძაბვის გაზრდისას დენი იზრდება რაღაც მაქსიმალურ მნიშვნელობამდე I_6 , რომელსაც ნაჯერობის დენი ეწოდება. ეს ნიშნავს, რომ კათოდიდან გამოსული თითქმის ყველა ელექტრონი, აღწევნ ანოდს, ამიტომ, ძაბვის შემდგომი ზრდა არ იწვევს თეროელექტრონული დენის ზრდას (ნახ. 3). ნაჯერობის დენის სიმკვრივე განისაზღვრება რიჩარდსონ-დემმანის ფორმულით,

$$j_6 = CT^2 e^{-\frac{A}{kT}}$$

სადაც, A - კათოდიდან ელექტრონების გამოსვლის მუშაობა, T - თერმოდინამიკური ტემპერატურა, C - მუდმივი, რომელიც თეორიულად ერთნაირია ყველა ლითონისათვის (რაც არ მტკიცდება ექსპერიმენტულად და როგორც ჩანს აიხსნება ზედაპირული ეფექტებით).

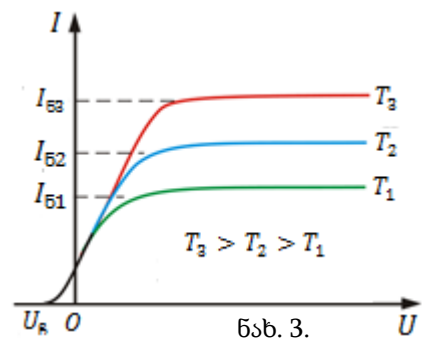
გამოსვლის მუშაობის შემცირება იწვევს ნაჯერობის დენის მკვეთრ ზრდას. ამიტომ გამოიყენებინა ოქსიდური კათოდები (მაგალითად, ტუტე-იშვიათმიწა ოქსიდით დაფარული ნიკელი), რომელთა გამოსვლის მუშაობა ტოლია $1 \div 1.5$ ევ.

როგორც ნახაზიდან (ნახ. 3) ჩანს, როცა $U = 0$, ადგილი აქვს ანოდურ დენს, ე.ი. კათოდიდან ემიტირებულ ზოგიერთ ელექტრონებს გააჩნიათ ენერგია, რომელიც საკმარისია გამოსვლის მუშაობის დასაძლევად და ანოდზე მისაღწევად, ელექტრული ველის მოდების გარეშე.

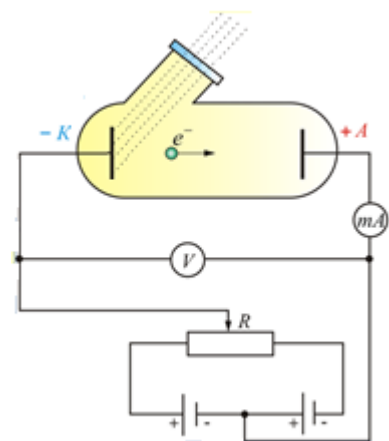
თერმოელექტრონული ემისიის მოვლენა გამოიყენება ხელსაწყოებში, სადაც საჭიროა მივიღოთ ელექტრონების ნაკადი ვაკუუმში. მაგალითად, ელექტრონულ მილაკებში, რენტგენის მილაკებში, ელექტრონულ მიკროსკოპებში და სხვ. ელექტრონული მილაკები ფართოდ გამოიყენებიან ელექტრო- და რადიოტექნიკაში, ავტომატიკასა და ტელემექანიკაში, ცვლადი დენების გასამართავად, ელექტრული სიგნალების და ცვლადი დენების გასაძლიერებლად, ელექტრომაგნიტური რხევების გენერაციისათვის, და სხვ. დანიშნულების და მიხედვით მილაკებში გამოიყენება დამატებითი ელექტროდები.

ფოტოელექტრონული ემისია არის ლითონიდან ელექტრონების ემისია სინათლის და აგრეთვე მოკლელტალღოვანი ელექტრომაგნიტური (მაგალითად, რენტგენის) გამოსხივების მოქმედებით (ნახ. 4).

მეორეული ელექტრული ემისია არის ნივთიერების (ლითონის, ნახევარგამტარის ან დიელექტრიკის) ზედაპირიდან ელექტრონების ამოფრქვევა მათი ელექტრონების ნაკადით ბომბარდირებისას. მეორეული ელექტრონული ნაკადი შედგება ზედაპირიდან არეკვლილი (დრეკადად და არადრეკადად არეკვლილი) ელექტრონებისაგან და „ნამდვილი“ მეორეული ელექტრონებისაგან - პირველადი ელექტრონების მიერ ნივთიერებიდან გამოტყორცნილი ელექტრონებისაგან. მეორეული ელექტრონების რიცხვის, ემისიის გამომწვევ პირველადი ელექტრონების რიცხვთან ფარდობას, მეორეული ელექტრონული ემისიის კოეფიციენტი ეწოდება,



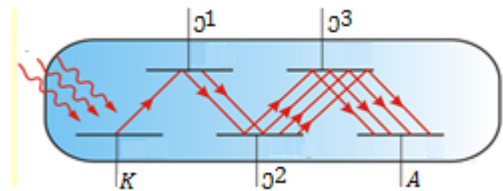
ნახ. 3.



ნახ. 4.

$$\delta = \frac{n_2}{n_1}$$

δ კოეფიციენტი დამოკიდებულია ზედაპირის მასალის ბუნებაზე, ბომბარდირებული ნაწილაკების ენერგიაზე და მათი ზედაპირზე დაცემის კუთხეზე. δ ნახევარგამტარებისა და დიელექტრიკებისათვის მეტია, ვიდრე ლითონებისათვის, რაც იმით აიხსნება, რომ ლითონებში გამტარებლობის ელექტრონების კონცენტრაცია მეტია, ამიტომ, მეორეული ელექტრონები ხშირად განიცდიან დაჯახებებს მათთან, კარგავენ თავიანთ ენერგიას და არ შეუძლიათ გამოვიდნენ ლითონიდან. მეორეული ელექტრონული ემისიის მოვლენა გამოიყენება ფოტოელექტრონულ მამრავლებში - სუსტი ელექტრული დენების გაძლიერებისათვის (ნახ. 5). ფოტოელექტრონული მამრავლი წარმოადგენს ფოტოკათოდის (K) და ანოდის (A) შემცველ ვაკუუმურ მილაკს, რომელთა შორის განლაგებულია რამოდენიმე ელექტროდი - ემიტერი. სინათლის მოქმედებით ფოტოკათოდიდან გამოტყორცნილი ელექტრონები, K ფოტოკათოდსა და ე1 ემიტერს შორის ამაჩქარებელ პოტენციალთა სხვაობის გავლის შემდეგ, ხვდებიან ე1 ემიტერზე. ე1 ემიტერიდან გამოიტყორცნება δ ელექტრონი. ამგვარად გაძლიერებული ელექტრონების ნაკადი მიემართება ე2 ემიტერისაკენ, და გამრავლების პროცესი მეორდება ყველა შემდგომ ემიტერზე. თუ ფოტოელექტრონული მამრავლი შეიცავს n ელექტრონს, მაშინ, A ანოდზე, რომელსაც კოლექტორი ეწოდება, მიიღება δ^n -ჯერ გაძლიერებული ფოტოელექტრონული დენი.



ნახ. 5.

ავტოელექტრონი ემისია არის ლითონის ზედაპირიდან ელექტრონების ემისია, ძლიერი გარეშე ელექტრული ველის მოქმედებით. ამ მოვლენას შეიძლება დავაკვირდეთ ამოტუმბულ მილაკში, რომლის ელექტრონების კონფიგურაცია (კათოდი - მახვილი, ანოდი - მილაკის შიგა ზედაპირი) საშუალებას გვაძლევს $\sim 10^3$ ვოლტისას, მივიღოთ $\sim 10^7$ ვ/მ დამაბულობის ელექტრული ველი. ძაბვის თანდათანობით გაზრდისას, კათოდის ზედაპირთან მიახლოებით $10^5 \div 10^6$ ვ/მ დამაბულობის ელექტრული ველისას, წარმოიშობა კათოდის მიერ გამოფრქვეული ელექტრონებით განპირობებული სუსტი დენი. ამ დენის ძალა იზრდება მილაკზე ძაბვის გაზრდისას. დენი წარმოიშობა ცივი კათოდის შემთხვევაშიც, ამიტომ, აღწერილ მოვლენას აგრეთვე ცივი ემისია ეწოდება, და რაც აიხსნება კვანტური თეორიის საფუძველზე.

თავი 15. მაგნიტური ველი და მისი მახასიათებლები.

§100. მაგნიტური ველი და მისი მახასიათებლები

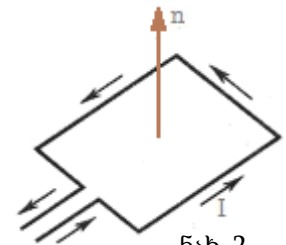
ჯერ კიდევ ძველ დროში, ~ 2000 წლის წინათ, მცირე აზიაში ცნობილი იყო, რომ არსებობენ ბუნებრივი ნივთიერებები, რომელთაც გააჩნიათ მხოლოდ მათთვის დამახასიათებელი თვისებები: სხვა სხეულებს მიზიდვის უნარი. ამ ნივთიერებებს მაგნიტური რკინა, ან მაგნიტური ნივთიერებები უწოდეს. თუ ავიღებთ მაგნიტურ ნივთიერების მცირე ნატეხს და ჩამოვკიდებთ ძაფზე, ის სივრცეში გარკვეულ ორიენტაციას დაიჭერს. ასეთ ნივთიერებებს მაგნიტები ეწოდებათ. შემდგომში დაიწყეს სხვადასხვა სახის (სწორი, ნალისებური და სხვ.) მაგნიტების დამზადება. თუ სწორ მაგნიტს ჩამოვკიდებთ რაიმე ძაფზე, მაშინ, მისი ერთი ბოლო მიმართული იქნება დედამიწის ჩრდილოეთ



ნახ. 1.

პოლუსისაკენ, ხოლო, მეორე კი, სამხრეთისაკენ (ნახ. 1), რომელთაც შესაბამისად ჩრდილოეთ (N) და სამხრეთ (S) მაგნიტური პოლუსები ეწოდებათ. მაგნიტის ეს თვისება შემდგომში გამოყენებული იქნა დედამიწის მხარეების განსასაზღვრავად და დამზადებული იქნა კომპასი. აქედან დადგენილი იქნა, რომ დედამიწას გააჩნია მაგნიტური ველი. ე.ი. არსებობენ მაგნიტური ნივთიერებები, რომლებიც ქმნიან მაგნიტურ ველს. დედამიწის მაგნიტური პოლუსები არ ემთხვევიან მის გეოგრაფიულ პოლუსებს, ამასთან მაგნიტური პოლუსები დროის მიხედვით იცვლებიან.

ცდები გვიჩვენებენ, რომ ისევე როგორც ელექტრული მუხტის გარემომცველ სივრცეში წარმოიშობა ელექტრული ველი, ასევე დენიანი გამტარის და მუდმივი მაგნიტის გარემომცველ სივრცეში წარმოიშობა ძალთა ველი - რომელსაც მაგნიტური ველი ეწოდება. მაგნიტური ველის არსებობა აღმოიჩინება მასში მოთავსებულ დენიან გამტარზე, ან, მუდმივ მაგნიტზე ველის მხრივ ძალის მოქმედებით. ცდები გვიჩვენებენ, რომ მაგნიტური ველის მხრივ, დენზე (მოდრავ მუხტებზე) მოქმედების ხასიათი განსხვავებულია და დამოკიდებულია გამტარის ფორმაზე, განლაგებასა და გამტარში დენის მიმართულებაზე. ისევე როგორც ელექტრული ველის შესწავლისას განიხილავენ წერტილოვან მუხტებს, ასევე მაგნიტური ველის შესწავლისას გამოიყენება ჩაკეტილ ბრტყელ დენიან კონტური (დენიანი ჩარჩო), რომლის ზომები მცირეა მაგნიტური ველის წარმოშობი დენიან გამტარამდე მანძილთან შედარებით. მაგნიტური ველი დენიან ჩარჩოზე ახდენს მაორიენტირებელ მოქმედებას, ისე რომ მოაბრუნებს მას სივრცეში განსაზღვრული სახით. ეს მოვლენა გამოიყენება მაგნიტური ველის მიმართულების განსასაზღვრავად. სივრცის მოცემულ წერტილში მაგნიტური ველის მიმართულებად მიღებულია მიმართულება, რომლის გასწვრივ განლაგდება ჩარჩოსადმი დადებითი ნორმალის (ნახ. 2). ნორმალის დადებით მიმართულებად კი მიღებულია ხრახნის გადატანითი მოძრაობის მიმართულება, რომლის თავი ბრუნავს ჩარჩოში გამავალი დენის მიმართულებით. მაგნიტური ველის მიმართულებად, შეიძლება მიღებული იქნეს აგრეთვე მიმართულება, რომელიც ემთხვევა მოცემულ წერტილში მოთავსებულ მაგნიტური ისრის ჩრდილოეთ პოლუსზე მოქმედი ძალის მიმართულებას. მოძრავი მუხტების მაგნიტურ ისარზე მოქმედება პირველად აღმოჩენილი იქნა დანიელი ფიზიკოსის ხ.კ. ერსტედის (1777-1851) მიერ 1820წ.



ნახ. 2.

დენიანი ჩარჩო შეიძლება გამოყენებული იქნეს აგრეთვე მაგნიტური ველის რაოდენობრივ მახასიათებლად. რადგან დენიანი ჩარჩო განიცდის მაგნიტური ველის მხრივ მაორიენტირებელ მოქმედებას, ამიტომ მაგნიტურ ველში დენიან ჩარჩოზე მოქმედი მაბრუნებელი ძალის მომენტი მომენტი ტოლია,

$$\vec{M} = [\vec{\mu}_m \vec{B}] = \mu_m B \sin \alpha \quad (1)$$

სადაც, α - $\vec{\mu}_m$ და $\vec{B}$ ვექტორებს შორის კუთხეა, $\vec{B}$ - მაგნიტური ინდუქციის ვექტორია და წარმოადგენს მაგნიტური ველის რაოდენობრივ მახასიათებელს. მაგნიტური ინდუქციის ვექტორს, ხშირად სიმარტივისათვის შემოკლებით მაგნიტური ველი ეწოდება. მაგნიტური ინდუქციის ერთეულია ტესლა (ტლ), 1ტლ = 1წ/ა·მ). 1 ტესლა საკმაოდ დიდი სიდიდეა. მაგალითად, დედამიწის მაგნიტური ველი $\sim 0.5 \cdot 10^{-4}$ ტლ ტოლია. ლაბორატორიულ, დიდ ელექტრომაგნიტებში შეიძლება მიღებული იქნეს არაუმეტეს 5 ტლ მაგნიტური ველი. $\vec{\mu}_m$ - დენიანი ჩარჩოს მაგნიტური მომენტის ვექტორია. ბრტყელი I დენიანი კონტურისათვის,

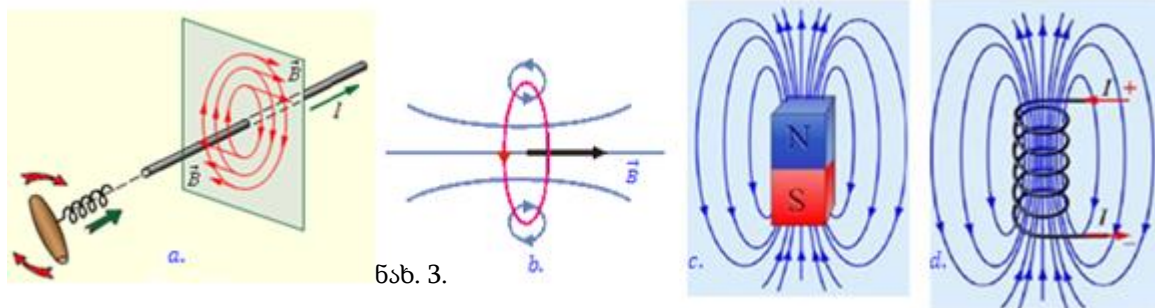
$$\vec{\mu}_m = IS\vec{n} \quad (2)$$

სადაც, S - კონტურის (ჩარჩოს) ზედაპირის ფართობია, $\vec{n}$ - ჩარჩოს ზედაპირის ნორმალის ერთე-

ულოვანი ვექტორი. ამრიგად, $\vec{\mu}_m$ ვექტორის მიმართულება ემთხვევა დადებითი ნორმალის მიმართულებას.

მაგნიტურ ველს, ელექტრული ველის ანალოგიურად გამოსახვენ მაგნიტური ინდუქციის წირებით, რომლის ყოველ წერტილში გავლებული მხები ემთხვევიან $\vec{B}$ ვექტორის მიმართულებას. მაგნიტური ინდუქციის წირები ყოველთვის ჩაკეტილია, ელექტრული ველის დამაბულობის წირებისაგან განსხვავებით, რომლებიც ყოველთვის ღიაა. ველს, რომელსაც გააჩნია ჩაკეტილი ძალწირები, გრიგალური ეწოდება.

სწორი დენიანი გამტარის მაგნიტური ველის წირები წარმოადგენენ კონცენტრირებულ წრეწირებს (ნახ. 3, a). სწორი დენიანი გამტარის მაგნიტური ველის ინდუქციის $\vec{B}$ ვექტორის მიმარ-



ნახ. 3.

თულება განისაზღვრება ბურღის წესით (ნახ. 3, a): ბურღის სახელურის ბრუნვის მიმართულება გვიჩვენებს $\vec{B}$ ვექტორის მიმართულებას, როცა, ბურღის გადატანითი მოძრაობის მიმართულება ემთხვევა გამტარში დენის მიმართულებას. შეიძლება ვისარგებლოთ სხვა წესითაც: თუ დავაკვირდებით გამტარში დენის მიმართულებას, მაშინ, როცა ის მიმართულია ჩვენგან, მაგნიტური ინდუქციის წირები მიმართული იქნებიან საათის ისრის მოძრაობის მიმართულებით, ხოლო, როცა დენი მიმართულია ჩვენსკენ, პირიქით - საათის ისრის მოძრაობის საპირისპირო მიმართულებით. წრიული დენიანი გამტარის მაგნიტური ინდუქციის წირები ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 3, b). სწორი, ზოლის ფორმის მაგნიტის, მაგნიტური ინდუქციის წირები გამოდიან ჩრდილოეთ პოლუსიდან და შედიან სამხრეთ პოლუსში (ნახ. 3, c). აქ შეიძლება მოგვეჩვენოს, რომ ადგილი აქვს ელექტრული ველის დამაბულობის წირების ანალოგიას და მაგნიტის პოლუსები თამაშობენ მაგნიტური „მუხტების“ როლს. მაგრამ, ცდები გვიჩვენებენ, რომ თუ სწორი ზოლის ფორმის მაგნიტს დავყოფთ ნაწილებად, მისი პოლუსების დაყოფა შეუძლებელი იქნება, ე.ი. ელექტრული მუხტებისაგან განსხვავებით, თავისუფალი მაგნიტური „მუხტები“ არ არსებობენ, ამიტომ მაგნიტური ინდუქციის წირები არ წყდებიან პოლუსებზე. მაგნიტის რაგინდ მცირე ნაწილს, ყოველთვის გააჩნია ორივე პოლუსი. სოლენოიდის მაგნიტური ინდუქციის წირები ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 3, d). სოლენოიდი წარმოადგენს ცილინდრული ფორმის ზედაპირზე, სპირალურად, თანაბრად დახვეული გამტარს, რომელშიც გადის დენი.

აქამდე ჩვენ განვიხილავდით მაკროსკოპულ დენებს გამტარებში. მაგრამ, ნებისმიერ სხეულში არსებობენ მათი შემადგენელ ატომებისა და მოლეკულების ელექტრონების მოძრაობით განპირობებული მიკროდენები. ეს მიკროდენები ქმნიან თავიანთ მაგნიტურ ველს და შეუძლიათ შემობრუნდნენ მაკროდენების მაგნიტურ ველში. მაგალითად, თუ რაიმე სხეულის მახლობლად მოვათავსებთ დენიან გამტარს (მაკროდენს), მაშინ მაკროდენის მაგნიტური ველის მოქმედებით, სხეულის ყველა ატომში მიკროდენები ორიენტირდება განსაზღვრული სახით ისე, რომ სხეულში ქმნიან დამატებით მაგნიტურ ველს. მაკროდენებით შექმნილი მაგნიტური ველი აღიწერება $\vec{H}$ დამაბულობის ვექტორით. ერთგვაროვანი იზოტროპული გარემოს შემთხვევაში, მაგნიტური ინ-

დუქციის $\vec{B}$ ვექტორი და მაგნიტური დაძაბულობის $\vec{H}$ ვექტორი დაკავშირებულია არიან შემდეგი თანაფარდობით,

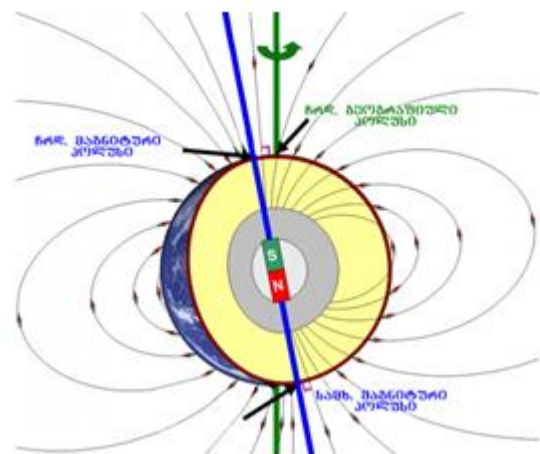
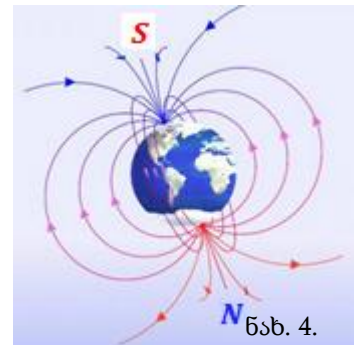
$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$$

სადაც, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ ჰმ/მ - მაგნიტური მუდმივაა, μ - გარემოს მაგნიტური შეღწევადობა, რომელსაც განზომილება არ გააჩნია და გვიჩვენებს თუ რამდენჯერ ძლიერდება მაკროდენების მაგნიტური ველი $\vec{H}$, გარემოს მიკროდენების ველების ხარჯზე. ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში მაგნიტური ველის დაძაბულობის ერთეულია ა/მ.

თუ შევადარებთ ელექტრული და მაგნიტური ველების ვექტორულ მახასიათებლებს, ($\vec{E}$, $\vec{D}$ და $\vec{B}$, $\vec{H}$) ვნახავთ, რომ ელექტრული ველის $\vec{E}$ დაძაბულობის ვექტორის ანალოგს წარმოადგენს $\vec{B}$ მაგნიტური ინდუქციის ვექტორი, რადგან, $\vec{E}$ და $\vec{B}$ ვექტორები განსაზღვრავენ ამ ველების ძალურ მოქმედებას და დამოკიდებული არიან გარემოს თვისებებზე. ხოლო, ელექტრული ინდუქციის $\vec{D}$ ვექტორის ანალოგს წარმოადგენს მაგნიტური ველის დაძაბულობის ვექტორი $\vec{H}$.

დედამიწის მაგნიტური ველი. დედამიწა წარმოადგენს არა მხოლოდ დიდი უარყოფითი მუხტის და ელექტრული ველის წყაროს, არამედ ჩვენი პლანეტის მაგნიტური ველი, გიგანტური ზომის, სწორი მაგნიტის მსგავსია. შესაბამისად, დედამიწას გეოგრაფიული პოლუსების გარდა, გააჩნია მაგნიტური პოლუსები, რომელთა მიმართულებას კომპასის მაგნიტური ისარი გვიჩვენებს. თუ კომპასს მოვათავსებთ დედამიწის მაგნიტურ ველში, მაშინ მისი ჩრდილოეთი ისარი ორიენტირდება დედამიწის მაგნიტური ინდუქციის წირების გასწვრივ, სამხრეთ მაგნიტური პოლუსის მიმართულებით, ე.ი. გვიჩვენებს დედამიწის გეოგრაფიულ ჩრდილოეთს. კომპასის მაგნიტური ისარი ყოველთვის ჩრდილოეთ (N) და სამხრეთ (S) გეოგრაფიულ მიმართულებებს გვიჩვენებს (ნახ. 4). რადგან ერთნაირსახელიანი პოლუსები ერთმანეთს განიზიდავენ, ხოლო სხვადასხვა სახელიანი პოლუსები კი მიიზიდავენ, ამიტომ, გამოდის რომ ჩრდილოეთ ნახევარსფეროში მდებარეობს დედამიწის მაგნიტური ველის სამხრეთ პოლუსი, ხოლო, სამხრეთ ნახევარსფეროში კი ჩრდილოეთ პოლუსი. ე.ი. რასაც ჩვენ ჩრდილოეთ მაგნიტურ პოლუსს ვეძებთ, სინამდვილეში სამხრეთ მაგნიტური პოლუსია, ხოლო სამხრეთის პოლუსი კი, ჩრდილოეთ მაგნიტური პოლუსი. მაგრამ, ტერმინები რომ არ არეულიყო, ჩრდილოეთ ნახევარსფეროში ორივე პოლუსს ჩრდილოეთ პოლუსად მოიხსენიებენ, ხოლო, სამხრეთში კი სამხრეთ პოლუსებად. მაგნიტურ პოლუსებზე გადის დედამიწის მაგნიტური ღერძი. გარდა ამისა, მაგნიტური ველის პოლუსები არ ემთხვევა გეოგრაფიულ პოლუსებს (ნახ. 5). ჩრდილოეთ ნახევარსფეროში მდებარე მაგნიტური პოლუსი წანაცვლებულია გეოგრაფიული პოლუსის სამხრეთ-დასავლეთით, ხოლო, სამხრეთ ნახევარსფეროს მაგნიტური პოლუსი კი, გეოგრაფიული პოლუსის ჩრდილო-აღმოსავლეთით.

დედამიწის მაგნიტური ველს უდიდესი პრაქტიკული მნიშვნელობა აქვს: უძველესი



დროიდან იყენებენ ნავიგაციისთვის.

მაგნიტური ველი იცავს დედამიწას კოსმოსის მავნე ზემოქმედებისგან. დედამიწის მაგნიტური ველი წარმოადგენს „ფარს“, რომელიც იცავს ჩვენს პლანეტას ნაწილაკებისაგან, რომლებიც აღწევენ კოსმოსისაგან („მზის ქარი“). მზიდან გამოტყორცნილი ნაწილაკები ძირითადად თავს იყრიან ჩრდილოეთ და სამხრეთ მაგნიტურ პოლუსებთან. დედამიწის მაგნიტურ ფარში შეჭრისას ისინი განიცდიან დაჯახებებს ჟანგბადის, აზოტის, წყალბადისა და სხვა ელემენტების ატომებთან და მოლეკულებთან, რის შედეგადაც ცაზე მიიღება აღმართოვანებელი სანახაობა - ატმოსფეროს ზედა ფერების ნათება, რომელსაც პოლარული ციალი ეწოდება (ნახ. 6). რაც უფრო დიდია დაჯახებათა რაოდენობა, მით მეტად ეფექტური და მკვეთრი ნათება მიიღება. ჩრდილოეთ ნახევარსფეროში არსებულ ციალს „aurora borealis“, ხოლო, სამხრეთში კი, „aurora australis“ ეწოდება. პოლარული ციალის ხანგრძლივობა რამდენიმე საათიდან, რამდენიმე დღემდე გრძელდება.



ნახ. 6.

პოლარული ციალის ფერები უმეტესად ვარდისფერი, მწვანე, ლურჯი, იისფერი და ხანდახან ფორთოხლისფერი და თეთრია. დამუხტული ნაწილაკების ჟანგბადთან შეჯახებისას წარმოიქმნება ყვითელი და მწვანე ფერი, აზოტთან დაჯახებისას კი - წითელი, ვარდისფერი და იშვიათად ლურჯი. ციალის შეფერილობაზე გავლენას ახდენს შეჯახების ტიპიც: ატომური აზოტი წარმოშობს ლურჯს ფერს, მოლეკულური აზოტი კი მეწამულს. თავის როლს თამაშობს სიმაღლეც: მწვანე ციალი 240 კმ სიმაღლემდე წარმოიქმნება, წითელი კი 240 კმ-ის ზემოთ. ლურჯი ფერი 100 კმ სიმაღლემდეა, მეწამული და იისფერი კი, 100 კმ-ის მაღლა (ნახ. 7).



ნახ. 7.

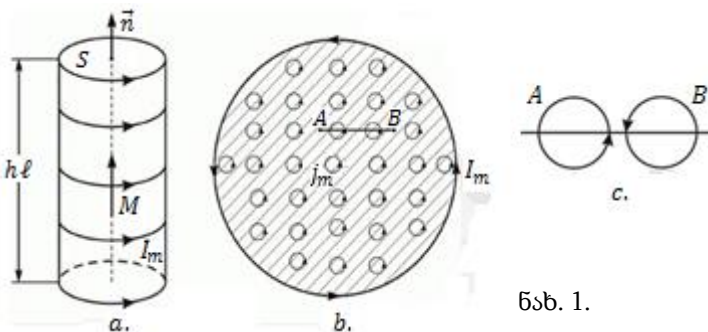
დედამიწის მაგნიტური თვისებები, დროის მიხედვით ძალიან ნელა იცვლებიან - საუკუნეებრივი ცვლილებები. მაგრამ, დროთა განმავლობაში ადგილი აქვს მაგნიტური ქარიშხლებს, როცა რამდენიმე საათის განმავლობაში, დედამიწის მაგნიტური ველი ძლიერ იცვლება. ხოლო, შემდეგ კი თანდათანობით, კვლავ უბრუნდება თავდაპირველ საწყის მნიშვნელობას. ასეთი მკვეთრი ცვლილება გავლენას ახდენენ ადამიანების განწყობაზე.

§101. ნივთიერების მაგნიტური თვისებები

მაკრო და მიკროდენები. ატომების მაგნიტური მომენტები. დამაგნიტებულობა. თანამედროვე წარმოდგენებით, ნივთიერების მაგნეტიზმი განპირობებულია სამი მიზეზით: 1. ატომებში, ბირთვების გარშემო ელექტრონების ორბიტალური მოძრაობით (ორბიტალური მაგნიტური მომენტი); 2) ელექტრონების საკუთარი ბრუნვით, ანუ, ელექტრონის სპინით (სპინური მაგნიტური მომენტი); და 3) ატომების ბირთვების საკუთარი ბრუნვით, ანუ, ბირთვის სპინით (ბირთვის მაგნიტური მომენტი). ე.ი, მრავალი ნივთიერების ატომებს (მოლეკულებს, იონებს) გააჩნიათ საკუთარი მაგნიტური მომენტი (μ_m). მძიმე ატომების ბირთვები გაცილებით ნელა მოძრაობენ მსუბუქ

ელექტრონებთან შედარებით. ამიტომ, ატომების ბირთვების მაგნიტური მომენტები მნიშვნელოვნად მცირეა ელექტრონების ორბიტალურ და სპინურ მაგნიტურ მომენტებზე.

ატომებში (მოლეკულებში, იონებში) ელექტრონების მოძრაობით განპირობებულ დენებს, მიკროდენები (ან, მოლეკულური დენები) ეწოდება. განვიხილოთ, ℓ სიგრძის და S განიკვეთის ცილინდრული ღერო, რომელიც დამაგნიტებულია თანაბრად, ღეროს ღერძის პარალელურად (ნახ. 1, *a*). ყოველი მოლეკულური დენი მდებარეობს, ღეროს კვეთის სიბრტყეში, მისი ღერძისადმი მართობულად, და წარმოადგენს მიკროსკოპულ წრეწირებს. ამასთან, ყოველი მიკროდენი მიმართულია ერთი მიმართულებით - საათის ისრის საპირისპიროდ (ნახ. 1, *b*). ცალკეული ატომების (A, B) შეხების ადგილებში, მოლეკულური დენები მიმართული არიან ურთიერთსაპირისპიროდ და აკომპენსირებენ ერთმანეთს (ნახ. 1, *c*). არაკომპენსირებული რჩებიან ნივთიერების ზედაპირის დენები, და ქმნიან რაღაც მიკროდენებს, რომლებიც გარემოცველ სივრცეში წარმოშობენ მაგნიტურ ველს.



ნახ. 1.

ბუნებრივ მდგომარეობაში, ნივთიერების ატომების (მოლეკულების, იონების) მაგნიტური მომენტები ორიენტირებულია ქაოსურად. მაგნიტური ველის მოქმედებით, ატომების მაგნიტური მომენტები ორიენტირდებიან ველის გასწვრივ. რასაც ხელს უშლის ატომების სითბური მოძრაობა, რომელიც ცდილობს გაფანტოს μ_m მაგნიტური მომენტები სხვადასხვა მიმართულებებით. მიუხედავად ამისა, ყველა ნივთიერება ასე თუ ისე რეაგირებს მაგნიტურ ველზე. ამიტომ, მაგნიტური მოვლენების განხილვისას, მათ მაგნიტურ ნივთიერებებს, ან უბრალოდ მაგნეტიკებს უწოდებენ. ნივთიერებათა უმრავლესობა, მაგნიტური ველის მოქმედებით განიცდიან სუსტ დამაგნიტებულობას. დამაგნიტებულობა არის, ნივთიერების უნარი, შეიძინოს ნულისაგან განსხვავებული მაგნიტური მომენტი, მაგნიტური ველის მოქმედებით და წარმოადგენს, ნივთიერების მაგნიტური მდგომარეობის რაოდენობრივი მახასიათებელ სიდიდეს, რომელიც პოლარიზებულობის ანალოგიურად განისაზღვრება როგორც, ნივთიერების ერთეული მოცულობის მაგნიტური მომენტი,

$$\vec{M} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{\mu}_{mi} \quad (1)$$

სადაც, $\vec{\mu}_{mi}$ - i -ური ატომის მაგნიტური მომენტი, n - ნივთიერების ΔV მოცულობაში, ატომების რიცხვი.

მაგნიტური ველი ნივთიერებაში წარმოადგენს, მაკროდენებით (თავისუფალი ელექტრული მუხტების მოძრაობით განპირობებული დენები - გამტარებლობის დენი, კონვექციური დენი) შექმნილი გარეშე მაგნიტური ველის და მიკროდენებით შექმნილი შიგა, ანუ საკუთარი მაგნიტური ველის სუპერპოზიციას:

$$\vec{B} = \vec{B}_o + \vec{B}' \quad (2)$$

სადაც, $\vec{B}_o$ - მაკროდენების მაგნიტური ველის ინდუქცია, $\vec{B}'$ - მიკროდენების მაგნიტური ველის ინდუქცია.

მაკროდენების გარეშე მაგნიტური ველის $\vec{B}_o$ ინდუქცია, გარეშე მაგნიტური ველის $\vec{H}$ დამაბ-

ულობასთან დაკავშირებულია თანაფარდობით,

$$\vec{B}_o = \mu_o \vec{H} \quad (3)$$

სადაც, $\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7}$ ჰმ/მ - მაგნიტური მუდმივაა.

მიკროდენების შიგა, ანუ საკუთარი მაგნიტური ველის $\vec{B}'$ ინდუქცია, ნივთიერების $\vec{M}$ დამაგნიტებულობის პროპორციულია,

$$\vec{B}' = \mu_o \vec{M} \quad (4)$$

თავის მხრივ, $\vec{M}$ დამაგნიტებულობა, მაკროდენების გარეშე მაგნიტური ველის $\vec{H}$ დამაბულობის პროპორციულია,

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad (5)$$

სადაც, χ - ნივთიერების მაგნიტური ამთვისებლობაა. (3÷5) ფორმულებს თუ გავითვალისწინებთ (2) გამოსახულებაში, მივიღებთ

$$\vec{B} = \mu_o \vec{H} + \mu_o \vec{M} = \mu_o \vec{H} + \chi \mu_o \vec{H} = (1 + \chi) \mu_o \vec{H} \quad (6)$$

სადაც,

$$\mu = 1 + \chi \quad (7)$$

ნივთიერების მაგნიტური შეღწევადობაა. რომელსაც თუ გავითვალისწინებთ (6) გამოსახულებაში, მაშინ ნივთიერებაში მაგნიტური ველის ინდუქცია განისაზღვრება როგორც,

$$\vec{B} = \mu \mu_o \vec{H} \quad (8)$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ (3)-დან $\vec{H}$ -ს მნიშვნელობას, მივიღებთ

$$\vec{B} = \mu \mu_o \vec{H} = \mu \mu_o \frac{\vec{B}_o}{\mu_o} = \mu \vec{B}_o \quad (9)$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ მაგნიტური შეღწევადობა,

$$\mu = \frac{\vec{B}}{\vec{B}_o} \quad (10)$$

სადაც, B - მაგნიტური ველის ინდუქციაა ნივთიერებაში, B_o - კი ნივთიერების არ არსებობისას.

ე.ი. ნივთიერების მაგნიტური შეღწევადობა გვიჩვენებს, თუ რამდენჯერ ძლიერდება, ან სუსტდება, მაკროდენების გარეშე მაგნიტური ველი, ნივთიერების მიკროდენების, შიგა მაგნიტური ველების ხარჯზე. ანუ სხვაგვარად, ნივთიერების მაგნიტური შეღწევადობა გვიჩვენებს, თუ რამდენჯერ მეტია მაგნიტური ველი ნივთიერებაში, ვიდრე ნივთიერების არ არსებობისას.

მაგნეტიკების სახეები. დამაგნიტებულობა. დამაგნიტებულობის ხარისხის მიხედვით განასხვავებენ მაგნეტიკების შემდეგ ძირითად სახეებს: დიამაგნეტიკები, პარამაგნეტიკები და ფერომაგნეტიკები.

დიამაგნეტიკები ეწოდებათ ნივთიერებებს, რომელთა ატომების ელექტრონული გარსები მთლიანად შევსებულია. ამიტომ, როცა გარეშე მაგნიტური ველი ნულის ტოლია, ელექტრონების მაგნიტური მომენტები ურთიერთაკომპენსირებენ და ატომის ჯამური მაგნიტური მომენტი ნულის ტოლია. შესაბამისად, ნულის ტოლია ნივთიერების დამაგნიტებულობა. დიამაგნეტიკის მაგნიტურ ველში მოთავსებისას, მისი ატომები შეიძენენ, გარეშე მაგნიტური ველის მიმართულების საპირისპიროდ ორიენტირებულ, ინდუცირებულ მაგნიტურ მომენტებს და დიამაგნეტიკი განიცდის დამაგნიტებულობას, ველის საპირისპირო მიმართულებით $\vec{M} \uparrow \vec{H}$. ამიტომ, დიამაგნეტიკების მაგნიტური ამთვისებლობა უარყოფითია და გაცილებით ნაკლებია ერთზე ($\chi < 0$, $\chi = 10^{-5} \div 10^{-6}$). დიამაგნეტიკის დამაგნიტებულობა, გარეშე მაგნიტური ველის $\vec{H}$ დამაბულობაზე, დამოკიდებულია წრფივად (ნახ. 2). დიამაგნეტიკების მაგნიტური შეღწევადობა $\mu < 1$.

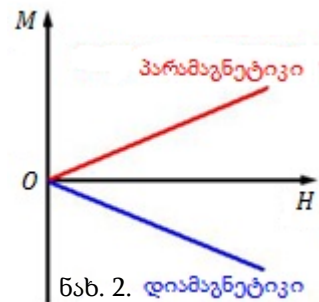
დიამაგნეტიკებს მიეკუთვნებიან ინერტული აირები, მოლეკულური წყალბადი და აზოტი,

თუთია, სპილენძი, ოქრო, ბისმუტი, პარაფინი და სხვ.

პარამაგნეტიკები ეწოდებათ ნივთიერებებს, რომელთაც გააჩნიათ გარე გარსებით შეუვსებელი ატომები და სავალენტო გარსში, ელექტრონების კენტი რიცხვი. ამიტომ, პარამაგნეტიკის ატომებს, გარეშე მაგნიტური ველის არ არსებობისას, გააჩნიათ ნულისაგან განსხვავებული μ_m მაგნიტური მომენტები, მაგრამ, დამაგნიტებულობა არ გააჩნიათ, რადგან სითბური მოძრაობის შედეგად, მათი მაგნიტური მომენტები ორიენტირებულია ქაოსურად და ჯამური მაგნიტური მომენტი ნულის ტოლია.

პარამაგნიტური ნივთიერების, მაგნიტური ატომების სითბური მოძრაობის ენერგია, ოთახის ტემპერატურაზე ტოლია $kT = 1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 300 = 4.14 \cdot 10^{-21}$ ჯ. ბორის მაგნეტონის ($\mu_B = 927.4 \cdot 10^{-26}$ ჯ/ტლ) ტოლი მაგნიტური ატომი, 10^6 ა/მ დამაბულობის მაგნიტურ ველში (რომელიც მიიღება ჩვეულებრივ ელექტრომაგნიტებში), შეიძენს პოტენციურ ენერგიას $\mu_B B = 927.4 \cdot 10^{-26} \cdot 10^6 = 927.4 \cdot 10^{-20}$ ჯ, რაც, ~ 355 -ჯერ ნაკლებია, სითბური მოძრაობის ენერგიაზე. ამიტომ, ასეთი ველები, სუსტ გავლენას ახდენენ, ქაოსურ სითბური მოძრაობაში მყოფ მაგნიტურ ატომებზე.

მაგნიტურ ველში, პარამაგნეტიკის ატომების მაგნიტურ მომენტები ორიენტირდებიან ველის გასწვრივ და ნივთიერება განიცდის დამაგნიტებულებას, ველის $\vec{H}$ დამაბულობის მიმართულებით $\vec{M} \uparrow \vec{H}$. ამიტომ, პარამაგნეტიკების მაგნიტური ამთვისებლობა დადებითია ($\chi > 0$ და $\chi = 10^{-3} \div \dots 10^{-5}$). სუსტ მაგნიტურ ველებში, დამაგნიტებულობა ველის პროპორციულია, ხოლო ძლიერ მაგნიტურ ველებში კი ადგილი აქვს ნაჯერობას, $M \rightarrow M_{max}$. პარამაგნეტიკის $\vec{M}$ დამაგნიტებულობა, წრფივად დამოკიდებული გარეშე ველის $\vec{H}$ დამაბულობაზე (ნახ. 2). პარამაგნეტიკების მაგნიტური შეღწევადობა $\mu > 1$.

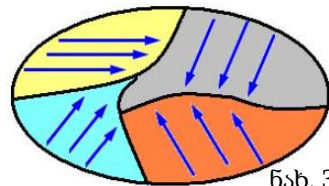


გარეშე მაგნიტური ველის ნულამდე შემცირებისას, სითბური მოძრაობის შედეგად, მაგნიტური მომენტების უპირატესი ორიენტაცია დაირღვევა და პარამაგნეტიკი განმაგნიტდება.

პარამაგნეტიკებს მიეკუთვნებიან გარდამავალი და იშვიათმიწა ელემენტები, ჟანგბადის ატომი, რომელსაც გააჩნია ელექტრონების ლუწი რიცხვი, მაგრამ მათგან ორის, სპინური მაგნიტური მომენტი არ არის კომპენსირებული.

დიამაგნეტიკები და პარამაგნეტიკები წარმოადგენენ სუსტ მაგნიტურ ნივთიერებებს, რადგან, მათი მაგნიტური ამთვისებლობა შედარებით მცირეა.

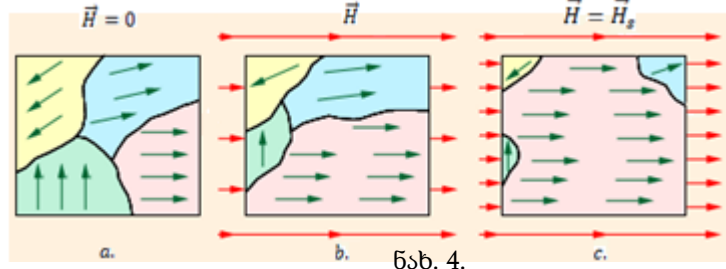
ფერომაგნეტიკები ეწოდებათ ნივთიერებებს (როგორც წესი კრისტალურ მდგომარეობაში მყოფთ), რომელთაც გააჩნიათ თავისთავადი (სპონტანური) დამაგნიტებულობა, ტემპერატურის განსაზღვრულ ინტერვალში (მაგრამ, არა ძალიან მაღალი ტემპერატურებისას). მათ გააჩნიათ შეუვსებელი d და f გარსების მქონე ატომები, რომელთა მაგნიტური მომენტები არაკომპენსირებულია. ამიტომ, ფერომაგნეტიკში იქმნება პირობები, როცა მეზობელი ელექტრონების, სპინური მაგნიტური მომენტების ძლიერი ურთიერთქმედების შედეგად, ენერგეტიკულად ხელსაყრელი ხდება მათი პარალელური ორიენტაცია. ასეთი ურთიერთქმედების შედეგად, ფერომაგნიტის შიგნით წარმოიქმნება ($10^{-2} \div 10^{-4}$) სმ რიგის ზომის დამაგნიტებილი არეები (ნახ. 3), რომელთაც, დომენები ეწოდება. ყოველი დომენი შეიძლება წარმოვიდგინოთ, როგორც პატარა მუდმივ მაგნიტი.



ნახ. 3.

გარეშე მაგნიტური ველის არ არსებობისას ($H = 0$), დომენების დამაგნიტებულობები, მიმართული არიან ქაოსურად (ნახ. 4, *a*), ამიტომ, $M_{ფერ.} = \sum M_{დომ.} = 0$. ასეთი კრისტალები საშუალოდ დამ-

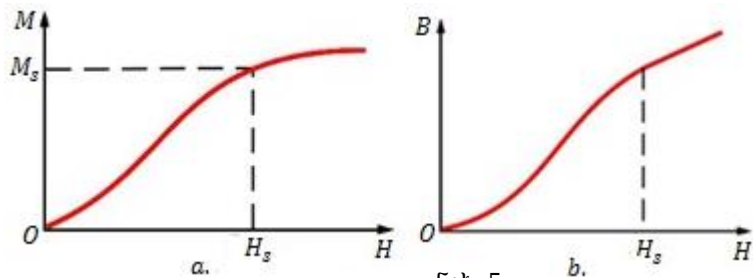
აგნიტებული არ არიან. გარეშე მაგნიტურ ველში, ადგილი აქვს ფერომაგნეტიკის დომენების საზღვრების ცვლილებებს, დომენების შიგნით, μ_m მაგნიტური მომენტების, ველის მიმართულებით მობრუნების შედეგად. ისე, რომ გარეშე ველის გასწვრივ ორიენტირებული დომენების მოცულობა იზრდება (ნახ. 4, b). ძალიან ძლიერ გარეშე ველში ($H = H_s$), დომენები რომელთა საკუთარი მაგნიტური მომენტები ემთხვევა გარეშე ველის მიმართულებას, ყველა დანარჩენ დომენებს შთანთქავენ და ადგილი აქვს მაგნიტური ნაჯერობას (ნახ. 4, c).



ნახ. 4.

ფერომაგნეტიკების ძირითადი მაგნიტური თვისებებია:

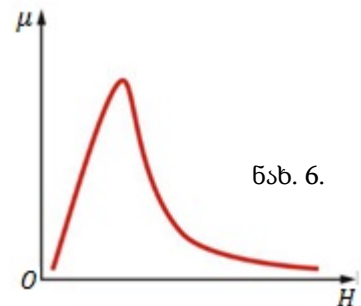
1. ფერომაგნეტიკის დამაგნიტებულობის, გარეშე მაგნიტური ველის H დამაბულობაზე დამოკიდებულება არაწრფივია. როცა $H > H_s$ ადგილი აქვს მაგნიტურ ნაჯერობას (ნახ. 5, a).



ნახ. 5.

2. როცა $H < H_s$, მაგნიტური ინდუქციის, მაგნიტური ველის დამაბულობაზე დამოკიდებულება არაწრფივია, ხოლო, როცა $H > H_s$ ის წრფივია (ნახ. 5, b).

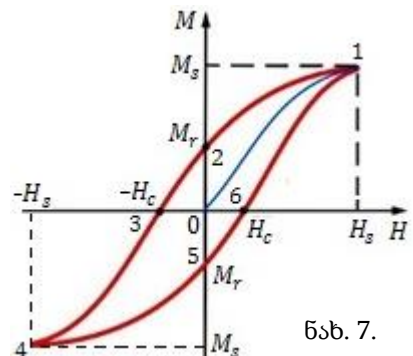
3. ფერომაგნეტიკის μ მაგნიტური შეღწევადობის, გარეშე მაგნიტური ველის H დამაბულობაზე დამოკიდებულებას გააჩნია რთული (არაწრფივი) ფორმა (ნახ. 6) ამასთან, მაქსიმალური მნიშვნელობა $\mu_{max} \sim (10^3 \div 10^6)$ ძალიან დიდია. მაგნიტური ველის დამაბულობის სიდიდის გაზრდისას $H > H_s$, მაგნიტური შეღწევადობა $\mu \rightarrow 1$. ფერომაგნეტიკისათვის დამახასიათებელია, მაგნიტური შეღწევადობის, μ_0 საწყისი და μ_{max} მაქსიმალური მნიშვნელობები.



ნახ. 6.

4. მაგნიტური ჰისტერეზისის არსებობა - ფერომაგნეტიკის M დამაგნიტებულობის (B მაგნიტური ინდუქციის) ცვლილების, გარეშე მაგნიტური ველის H დამაბულობის ცვლილებაზე ჩამორჩენა (ნახ. 7). შესაბამისი ცვლილების მრუდს, ჰისტერეზისის მარყუჟი ეწოდება. ჰისტერეზისის მარყუჟის ფიზიკური ახსნა შეიძლება ფერომაგნეტიკის დომენური სტრუქტურის საფუძველზე.

გარეშე მაგნიტური ველის თავდაპირველი გაზრდისას, M დამაგნიტებულობის ზრდა აღიწერება (0 – 1) მრუდით (ნახ. 7). ამ დროს ხდება დომენების (რომელთა მაგნიტურ მომენტებს გააჩნიათ, ნაკლებად ხელსაყრელი ორიენტაცია $\vec{H}$ ველის გასწვრივ) საზღვრების წანაცვლება (ნახ. 4, b). რის შედეგად ფერომაგნეტიკის დამაგნიტებულობა დაიწყებს ზრდას. მაღალი ველების არეში, დამაგნიტებულობა იზრდება დომენების მაგნიტური მომენტების, $\vec{H}$ ველის მიმართულებით მობრუნების შედეგად. ველის დამაბულობის რაღაც



ნახ. 7.

$H = H_s$ მნიშვნელობისას, დომენების მაგნიტური მომენტები ორიენტირებული იქნება ველის მიმართულებით (ნახ. 4, c). ამ მდგომარეობაში, ფერომაგნეტიკის დამაგნიტებულობა აღწევს $M = M_s$ მნიშვნელობას (1 წერტილი), რომელსაც ნაჯერი დამაგნიტებულობა ეწოდება (რაც საჭიროა მუდმივი მაგნიტების შესაქმნელად). გარეშე ველის შემდეგი შემდგომი გაზრდისას, დამაგნიტებულობა უმნიშვნელოდ იზრდება (ნახ. 7).

ამის შემდეგ, გარეშე ველის $\vec{H}$ დაძაბულობის თუ შევამცირებთ, ადგილი აქვს დომენების მაგნიტური მომენტების თანდათანობით რეზორიენტაციას. დომენების საზღვრების წარმოშობის პროცესების შეუქცევადობის გამო, M დამაგნიტებულობის შემცირება ხდება (1 – 2) შტოს მიხედვით. მაგნიტური ველის $H = 0$ მნიშვნელობისას, ფერომაგნეტიკის ზოგიერთი დომენების მაგნიტური მომენტები, ორიენტირებული რჩებიან, დამაგნიტებულობის გამომწვევი ველის მიმართულებით და ფერომაგნეტიკი რჩება დამაგნიტებული M_r მნიშვნელობამდე (2 წერტილი), რომელსაც, ნარჩენი დამაგნიტებულობა ეწოდება (რომლის არსებობასთან დაკავშირებულია მუდმივი მაგნიტების არსებობა).

ფერომაგნიტის დამაგნიტებულობა რომ ნულის ტოლი გახდეს (ანუ, ფერომაგნეტიკის განმაგნიტებისათვის), საჭიროა ის მოვთავსოთ საპირისპირო პოლარობის H_c დაძაბულობის მაგნიტურ ველში (3 წერტილი), რომელსაც კოერციტული ძალა ეწოდება. როცა H_c მცირეა, მაგნეტიკი მაგნიტურადრბილია, ხოლო, როცა H_c დიდია, მაგნეტიკი მაგნიტურადხისტია.

საპირისპირო ველის შემდგომი გაზრდისას, ფერომაგნეტიკი განიცდის გადამაგნიტებას (3 – 4) შტო, და ველის $H = -H_s$ მნიშვნელობისას, აღწევს ნაჯერობას (4 წერტილი). შემდგომ ფერომაგნიტი შეიძლება კვლავ განვამაგნიტოთ (4 – 5 – 6) მრუდი, და კვლავ გადამაგნიტოთ ნაჯერობამდე, (6 – 1) მრუდი. ჰისტერეზისის მარყუჟის ფართობი, გადამაგნიტებისას შესრულებული მუშაობის პროპორციულია.

ფერომაგნეტიკის დამაგნიტების პროცესში, ენერგიის ნაწილი გადადის სითბოში და ფერომაგნეტიკი თბება.

5. ყოველ ფერომაგნიტურ ნივთიერებას გააჩნია T_c კრიტიკული ტემპერატურა, რომელსაც კიურის ტემპერატურა ეწოდება და რომლის ზევითაც, ფერომაგნეტიკი კარგავს თავის განსაკუთრებულ მაგნიტურ თვისებებს. ადგილი აქვს ფერომაგნეტიკის დომენური სტრუქტურის დარღვევას. $T > T_c$ ტემპერატურისას, ფერომაგნეტიკი გადადის პარამაგნიტურ მდგომარეობაში, რომლის მაგნიტური ამთვისებლობა χ , აღიწერება კიური-ვეისის კანონით,

$$\chi = \frac{C}{T - T_c}$$

სადაც, C - მუდმივი სიდიდეა. შეიძლება ითქვას, რომ T_c კიურის ტემპერატურა არის, ნივთიერების ფერომაგნიტურიდან, პარამაგნიტურ მდგომარეობაში ფაზური გადასვლის ტემპერატურა.

კიურის წერტილში სპონტანური დამაგნიტებულობა ნულის ტოლია, ხოლო, μ მაგნიტური შეღწევადობა კი აღწევს თავის მაქსიმალურ მნიშვნელობას.

ფერომაგნეტიკის, კიურის ტემპერატურაზე დაბალ ტემპერატურამდე გაცივებისას, მასში კვლავ წარმოიშობა დომენური სტრუქტურა. ფაზური გადასვლა: ფერომაგნეტიკი-პარამაგნეტიკი, წარმოადგენს შექცევად ფაზურ გადასვლას.

ფერომაგნეტიკში გააჩნიათ მხოლოდ ცხრა ქიმიურ ელემენტს: სამ $3d$ -ლითონს (Fe , Co , Ni) და ექვს $4f$ - ლითონს (Gd , Dy , Tb , Ho , Er , Tm). მაგრამ, არსებობენ მრავალი შენადნობები და ქიმიური ნაერთები, რომელთაც აგრეთვე გააჩნიათ ფერომაგნიტური თვისებები.

ფერომაგნეტიკები წარმოადგენს ძლიერმაგნიტურ ნივთიერებებს.

რადგან, გარეშე მაგნიტურ ველში, ფერომაგნეტიკის შიგნით ხდება, მისი სტრუქტურის ცვლილება (დომენების საზღვრების წანაცვლება და მობრუნება), ცხადია, რომ ეს იწვევს მისი ზომების ცვლილებებს. ფერომაგნეტიკის ფორმისა და მოცულობის ცვლილებას, მისი დამაგნიტებისას, მაგნიტოსტრიქციის მოვლენა ეწოდება. შებრუნებული ეფექტია - დამაგნიტებულობის ცვლილება ფერომაგნეტიკის დეფორმაციისას.

ფერომაგნიტური მასალები მნიშვნელოვან როლს თამაშობენ თანამედროვე ტექნიკის სხვადასხვა სფეროში. ისინი ფართოდ გამოიყენებიან ინფორმაციის ჩაწერის ტრადიციულ ტექნოლოგიაში. ინფორმაციის ყოველი ბიტი წარმოადგენს მაგნიტური დომენების ჯგუფს (იდეალურ შემთხვევაში ერთ დომენს). რადიოელექტრონიკაში და გამოთვლით ტექნიკაში, ფართოდ გამოიყენება ფერიტები - რკინის ქანგის სხვა ლითონების ქანგეულებთან ნაერთები. ფერიტებს გააჩნიათ დამაგნიტებულობის და კიურის ტემპერატურის მაღალი მნიშვნელობები. ფერიტებს გააჩნიათ ფერომაგნიტური და ნახევარგამტარული თვისებები. მაგნიტურადრბილი მასალები გამოიყენებიან ელექტროტექნიკაში ტრანსფორმატორების, ელექტროძრავების, გენერატორების შექმნისას. მაგნიტურადხისტი მასალები გამოიყენებიან მუდმივი მაგნიტების დასამზადებლად.

§102. მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის ნაკადი. გაუსის თეორემა

დაუშვათ, რომ რაიმე S ფართობის ზედაპირს განსჯოლავს, B ინდუქციის მაგნიტური ველი ისე, რომ $\vec{B}$ ვექტორის მიმართულება ქმნის α კუთხეს, ფართობის $\vec{n}$ ნორმალის მიმართულებასთან (ნახ. 1). მაშინ,

$$\Phi_B = (\vec{B} \cdot d\vec{S}) = B dS \cos \alpha = B_n dS \quad (1)$$

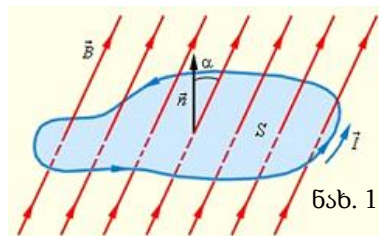
სიდიდეს, ინდუქციის ვექტორის ნაკადი (მაგნიტური ველის ნაკადი) ეწოდება, S ფართობის გასწვრივ. არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველის, ან, ნებისმიერი ფორმის ზედაპირის შემთხვევაში (ნახ. 2), ზედაპირის ფართობი უნდა დავეყოთ ელემენტარულ dS ფართობებად, რომლებიც შეიძლება ჩავთვალოთ როგორც ბრტყელი, ხოლო, მასში ველი ერთგვაროვანი. მაშინ,

$$d\Phi_B = (\vec{B} d\vec{S}) = B dS \cos \alpha = B_n dS \quad (2)$$

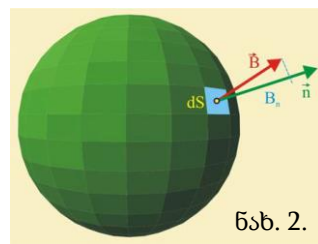
სიდიდეს, მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის ელემენტარული ნაკადი (მაგნიტური ნაკადი) ეწოდება, რაიმე ელემენტარული dS ფართობის გასწვრივ. სადაც, α - $\vec{B}$ ინდუქციის ვექტორსა და განსახილველი S ფართობის $\vec{n}$ გარე ნორმალს შორის კუთხეა. $B_n = B \cos \alpha$ - მაგნიტური ინდუქციის $\vec{B}$ ვექტორის პროექციაა, ფართობის $\vec{n}$ გარე ნორმალის მიმართულებისადმი. $d\vec{S} = dS \vec{n}$ - ვექტორია, რომლის მოდული ტოლია dS , ხოლო, მიმართულება კი ემთხვევა ფართობის $\vec{n}$ ნორმალის მიმართულებას.

მაგნიტური ნაკადი სკალარული სიდიდეა. ერთეულთა სისტემაში (SI) მაგნიტური ინდუქციის ნაკადის ერთეულია ვებერი (ვბ). რადგან მაგნიტური ნაკადის გამოსახულებაში შედის $\cos \alpha$ წევრი, ამიტომ, ნაკადი შეიძლება იყოს დადებითი, უარყოფითი ან ნულის ტოლი, იმისდა მიხედვით, თუ, როგორია ინდუქციის ვექტორსა და გარე ნორმალს შორის კუთხის სიდიდე. $d\Phi_B$ სიდიდის ნიშანი დამოკიდებულია $\vec{n}$ გარე ნორმალის მიმართულების არჩევაზე.

ცხადია, რომ სასრული ზომის და ნებისმიერი ფორმის S ზედაპირის გასწვრივ მაგნიტური ნაკადი ტოლი იქნება,



ნახ. 1.



ნახ. 2.

$$\Phi_B = \int (\vec{B}, d\vec{S}) = \int B d\cos\alpha \quad (3)$$

(3) ინტეგრალი მთელ რიგ შემთხვევებში გამოითვლება ძალიან მარტივად. კერძოდ, როცა ველი ერთგვაროვანია ($\vec{B} = \text{const}$), ხოლო S ზედაპირი ბრტყელი, მაშინ მიიღება

$$\Phi_B = BS\cos\alpha \quad (3)$$

როგორც ცნობილია, Φ_B მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის ნაკადი (მაგნიტური ნაკადი), ისევე როგორც ნებისმიერი ვექტორის ნაკადი, შესაბამისი ვექტორის წირების რიცხვის პროპორციულია. ამიტომ, მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის ნაკადი რაიმე ზედაპირზე ტოლია, ამ ზედაპირზე შემავალი და გამომავალი მაგნიტური ინდუქციის წირების რიცხვის სხვაობის,

$$\Phi = N_{\text{შეშ.}} - N_{\text{გამ.}} \quad (4)$$

ჩაკეტილი ზედაპირის შემთხვევაში, მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის შემავალი წირების რიცხვი, ტოლი უნდა იყოს გამომავალი წირების რიცხვის. ამიტომ, $\vec{B}$ ვექტორის Φ_B ჯამური ნაკადი, ჩაკეტილი ზედაპირის გასწვრივ ნულის ტოლი უნდა იყოს, ე.ი. შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$\Phi_B = \oint (\vec{B}, d\vec{S}) = \oint B_n dS = 0 \quad (5)$$

რაც წარმოადგენს გაუსის თეორემას ინტეგრალური ფორმით $\vec{B}$ ვექტორისათვის: მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის ნაკადი ნებისმიერი ჩაკეტილი ზედაპირის გასწვრივ ნულის ტოლია. რაც თავის მხრივ წარმოადგენს იმის მათემატიკურ გამოსახვას, რომ ბუნებაში არ არსებობს მაგნიტური მუხტები - მაგნიტური ველის წყარო.

მრუდწირულ ინტეგრალს, ნებისმიერი L კონტურის გასწვრივ, $\vec{B}$ ინდუქციის ვექტორის და ამავე კონტურის ელემენტის $d\vec{\ell}$ ვექტორის სკალარული ნამრავლიდან, $\vec{B}$ ვექტორის ცირკულაცია ეწოდება,

$$\oint_L (\vec{B}, d\vec{\ell}) = \oint_L B d\ell \cos\alpha = \oint_L B_\ell d\ell \quad (6)$$

სადაც, $\vec{B}$ - მაგნიტური ველის ინდუქციის ვექტორია, $d\vec{\ell}$ ელემენტარული კონტურის წერტილებში; B_ℓ - მაგნიტური ინდუქციის $\vec{B}$ ვექტორის პროექციაა, L კონტურის ელემენტის, $d\vec{\ell}$ ვექტორის მიმართულებაზე.

განვიხილოთ უსასრულო სიგრძის წრფივი დენიანი გამტარის მაგნიტური ველის ნაკადი, ჩაკეტილი r რადიუსის L წრეწირის გასწვრივ. მაგნიტური ველის $\vec{B}$ ინდუქციის ვექტორი, $\vec{r}$ რადიუს-ვექტორის მართობია და მიმართულებით ემთხვევა L კონტურის ელემენტის, $d\vec{\ell}$ ვექტორს. $\vec{B}$ ვექტორის ცირკულაციის განმარტების თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$\oint_L (\vec{B}, d\vec{\ell}) = \oint_L B_\ell d\ell \quad (7)$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ უსასრულო სიგრძის წრფივი დენიანი გამტარის მაგნიტური ინდუქციის მნიშვნელობას,

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{2\pi r}$$

გვექნება,

$$\oint_L (\vec{B}, d\vec{\ell}) = \frac{\mu\mu_0 I}{2\pi r} \int_0^{2\pi r} d\ell = \mu\mu_0 I \quad (8)$$

რაც სამართლიანია ნებისმიერი ფორმის კონტურისათვის, რომელიც შეიცავს N დენიან გამტარს,

$$\oint_L (\vec{B}, d\vec{\ell}) = \frac{\mu\mu_0 I}{2\pi r} \int_0^{2\pi r} d\ell = \mu\mu_0 \sum_{k=1}^N I_k \quad (9)$$

(9) ფორმულას სრული დენის კანონი ეწოდება.

ელექტრული და მაგნიტური ველების მახასიათებელი სიდიდეების ნაკადების (ვაკუუმში) ცირკულაციის ცნობილი თეორემების,

$$\oint (\vec{E}, d\vec{\ell}) = 0; \oint (\vec{B}, d\vec{S}) = \frac{1}{\epsilon_0} \sum q_i; \oint (\vec{B}, d\vec{S}) = 0; \oint (\vec{B}, d\vec{\ell}) = \frac{1}{\epsilon_0} \sum I_i; \quad (10)$$

ფორმულების შედარებები გვიჩვენებენ, რომ ელექტროსტატიკურ და მაგნიტურ ველებს გააჩნიათ განსხვავებული ბუნება. ელექტროსტატიკური ველის წყაროს წარმოადგენს ელექტრული მუხტი. მაგნიტურ ველის წყაროს „მაგნიტური მუხტი“ არ არსებობს.

§103. ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონი

სხვადასხვა ფორმის მუდმივი დენების მაგნიტური ველები, ექსპერიმენტულად შესწავლილი იქნა ფრანგი მეცნიერების, ჟ. ბიოს (1774-1862) და ფ. სავარის (1791-1841) მიერ. მათი ცდების შედეგები განზოგადებული იქნა ფრანგი მეცნიერის პ. ლაპლასის (1749-1827) მიერ. დაუშვათ, რომ მოცემული გვაქვს ნებისმიერი ფორმის გამტარი, რომელშიც გადის I დენი (ნახ. 1). I დენიანი გამტარის მცირე $d\vec{\ell}$ ელემენტის მიერ, მისგან რაღაც r მანძილზე, A წერტილში შექმნილი მაგნიტური ველის ინდუქცია გამოითვლება ბიო-სავარ-ლაპლასის ფორმულით,

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0 I [d\vec{\ell}, \vec{r}]}{4\pi r^3} \quad (1)$$

სადაც, $d\vec{B}$ ვექტორის მიმართულება, $d\vec{\ell}$ და $\vec{r}$ ვექტორების მართობია, ე.ი. მართობია სიბრტყისა, რომელშიც ისინი მდებარეობენ და ემთხვევა მაგნიტური ინდუქციის წირების მხებს. ეს მიმართულება განისაზღვრება მარჯვენა ხრახნის წესით: ხრახნის თავის ბრუნვის მიმართულება გვიჩვენებს $d\vec{B}$ ვექტორის მიმართულებას, თუ ბურღის გადანითი მოძრაობის მიმართულება, გამტარის $d\vec{\ell}$ ელემენტში დენის მიმართულებას შეესაბამება. $d\vec{B}$ ვექტორის მოდული ტოლია,

$$dB = \frac{\mu\mu_0 I d\ell \sin\alpha}{4\pi r^2} \quad (2)$$

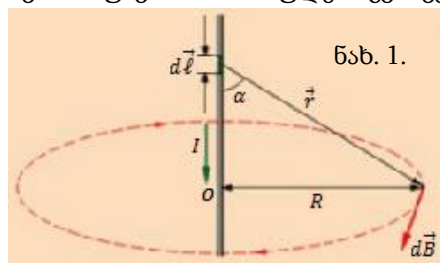
სადაც, α - $d\vec{\ell}$ და $\vec{r}$ ვექტორებს შორის კუთხეა.

მაგნიტური ველისათვის, ისევე როგორც ელექტრული ველისათვის, სამართლიანია სუპერპოზიციის პრინციპი: რამოდენიმე დენის (მოძრავი მუხტის) მიერ შექმნილი მაგნიტური ველი, ცალკეული დენის (მოძრავი მუხტების) მიერ შექმნილი მაგნიტური ველების ვექტორული ჯამის ტოლია,

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i$$

მაგალითად, სუპერპოზიციის პრინციპის თანახმად, I დენიანი გამტარის, მაგნიტური ველის ნებისმიერ წერტილში, $\vec{B}$ მაგნიტური ინდუქცია ტოლი იქნება,

$$\vec{B} = \int d\vec{B}$$



სადაც, $d\vec{B}$ - გამტარის $d\ell$ სიგრძის ელემენტის მიერ შექმნილ მაგნიტური ველია. ინტეგრირება ხდება გამტარის მთელი სიგრძის მიხედვით.

მაგნიტური ველის მახასიათებლების გამოთვლა ზოგად შემთხვევაში მოყვანილი ფორმულებით საკმაოდ რთულია. მაგრამ, თუ დენის განაწილება სიმეტრიულია, მაშინ ბიო-სავარ-ლავლასის კანონის და სუპერპოზიციის პრინციპის გამოყენებით შეიძლება საკმაოდ მარტივად გამოვთვალოთ კონკრეტული მაგნიტური ველები. მაგალითად, ასეთი გამოთვლებით მიღებულია:

წრფივი დენიანი გამტარის მაგნიტური ველი. გამტარის მახლობლობაში ავირჩიოთ ნებისმიერი A წერტილი (ნახ. 2), სადაც, ბიო-სავარ-ლავლასის კანონის თანახმად, რაიმე $d\ell$ ელემენტის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველის $d\vec{B}$ ელემენტარული ინდუქცია ტოლი იქნება,

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_o}{4\pi} \frac{Id\ell \sin\alpha}{r^2} \quad (4)$$

საიდანაც, მაგნიტური ინდუქცია ტოლი იქნება,

$$B = \frac{\mu_o\mu}{4\pi} I \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin\alpha}{r^2} d\ell \quad (5)$$

სადაც,

$$r = \sqrt{R^2 + \ell^2}, \quad \sin\alpha = \frac{R}{\sqrt{R^2 + \ell^2}}$$

რასაც თუ გავითვალისწინებთ (5) განტოლებაში, მიიღება რომ წრფივი დენიანი გამტარის მაგნიტური ველი ტოლია,

$$B = \frac{\mu_o\mu}{4\pi} IR \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{(R^2 + \ell^2)^3}} d\ell = \frac{\mu_o\mu}{4\pi} IR \frac{\ell}{R^2\sqrt{R^2 + \ell^2}} \Big|_{-\infty}^{+\infty} = \frac{\mu_o\mu I}{2\pi R} \quad (6)$$

წრიული დენიანი გამტარის მაგნიტური ველი. წრიული დენიანი გამტარის $d\ell$ ელემენტის მიერ (ნახ. 3), გამტარის ღერძის ნებისმიერ წერტილში შექმნილი მაგნიტური ველის $d\vec{B}$ ელემენტარული ინდუქცია, ბიო-სავარ-ლავლასის კანონის თანახმად ტოლი იქნება

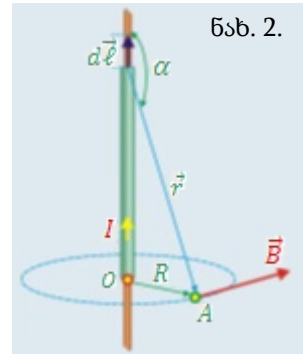
$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_o}{4\pi} \frac{Id\ell \sin\alpha}{r^2} \quad (4)$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\alpha = \pi/2$, და $\sin\alpha = 1$, და ელემენტარული ინდუქციის $d\vec{B}$ ვექტორს წარმოვადგენთ, ორი dB_x და dB_y , მდგენელების სახით, მაშინ ყველა ჰორიზონტალური მდგენელის ჯამი ნულის ტოლი იქნება, ხოლო, წრიული დენიანი გამტარის მაგნიტური ინდუქცია ტოლი იქნება,

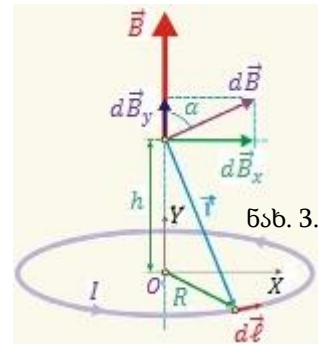
$$\begin{aligned} B &= \oint dB_y = \oint dB \cos\alpha = \oint \frac{\mu\mu_o I}{4\pi} \frac{R}{\sqrt{R^2 + h^2}} d\ell = \frac{\mu\mu_o I}{4\pi} \frac{R}{\sqrt{(R^2 + h^2)^3}} \oint d\ell = \\ &= \frac{\mu\mu_o I}{4\pi} \frac{R}{\sqrt{(R^2 + h^2)^3}} \cdot 2\pi R = \frac{\mu\mu_o I}{2} \frac{R^2}{\sqrt{(R^2 + h^2)^3}} = \frac{\mu\mu_o I}{2R} \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{h^2}{R^2}\right)^3}} \quad (8) \end{aligned}$$

ცხადია, რომ წრიული დენიანი გამტარის (ხვიის) ცენტრში, სადაც $h = 0$,

$$B_{h=0} = \frac{\mu_o\mu I}{2R} \quad (9)$$



ნახ. 2.



ნახ. 3.

ხვის სიბრტყიდან დიდი მანძილით დაშორებისას ($h \gg R$),

$$B_{h \rightarrow \infty} \approx \frac{\mu_0 \mu I R^3}{2R h^3} \approx \frac{\mu_0 \mu I (\pi R^2)}{2\pi h^3} \quad (10)$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ

$$\mu_m = I \cdot \pi R^2$$

წრიული დენის მაგნიტური მომენტი, გვექნება

$$B_{h \rightarrow \infty} \approx \frac{\mu \mu_0 \mu_m}{2\pi h^3} \quad (11)$$

სოლენოიდის მაგნიტური ველი. სოლენოიდი წარმოადგენს, მრავალი რიცხვი ხვიების მქონე, ცილინდრული ფორმის კოჭას. როცა ხვიები საკმაოდ მჭიდროდაა განლაგებული ერთმანეთთან, სოლენოიდი შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც მრავალი რიცხვი წრიული დენების ერთობლიობა (ნახ. 4), რაც თავის მხრივ გვაძლევს იმის საფუძველს დაუშვათ, რომ სოლენოიდის შიგნით ველი ერთგვაროვანია. სოლენოიდის dh სიგრძის ელემენტისათვის (ნახ. 5), თუ ვისარგებლებთ (8) ფორმულით გვექნება,

$$dB = N \frac{\mu \mu_0 I}{2} \frac{R^2}{\sqrt{(R^2 + h^2)^3}} dh \quad (12)$$

რომლის სოლენოიდის მთელი h სიგრძის გასვრივ ინტეგრირებით მიიღება,

$$B = \frac{N \mu_0 \mu I R^2}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{(R^2 + h^2)^3}} dh = \frac{N \mu_0 \mu I R^2}{4\pi} \frac{h}{R^2 \sqrt{R^2 + h^2}} \Big|_{-\infty}^{+\infty} \quad (13)$$

თუ სოლენოიდს ჩავთვლით უსასრულო სიგრძის, მაშინ (13) გამოსახულება გამარტივდება და მიიღება,

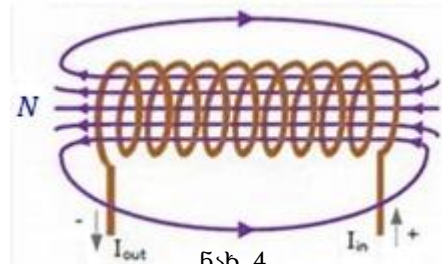
$$B = \mu_0 \mu I N \quad (14)$$

სოლენოიდის შიგნით მაგნიტური ველი ერთგვაროვანია, ხოლო, სოლენოიდის გარეთ კი არაერთგვაროვანი.

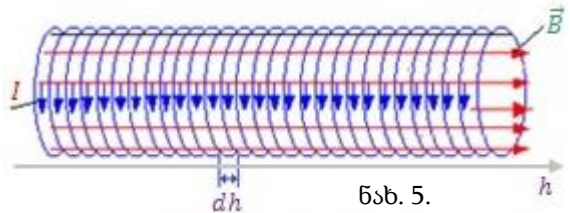
ტოროიდის მაგნიტური ველი. ტოროიდი წარმოადგენს რგოლის ფორმის კოჭას (ნახ. 6). ის ექვივალენტურია ერთნაირი წრიული დენების სისტემის, რომელთა ცენტრები განლაგებულია წრეწირის გასწვრივ. მაგნიტური ინდუქციის წირებს წარმოადგენენ წრეწირები, რომელთა ცენტრები განლაგებულია ტოროიდის ღერძზე. კონტურად შეიძლება ავირჩიოთ რომელიმე ერთერთი r რადიუსის წრეწირი. ტოროიდის მაგნიტური ველი კონცენტრირებულია მის შიგნით, ხოლო, მის გარეთ კი ნულის ტოლია. ტოროიდის მაგნიტური ველის ინდუქცია, მის შიგნით ტოლია,

$$B = \frac{\mu \mu_0 N I}{4\pi r}$$

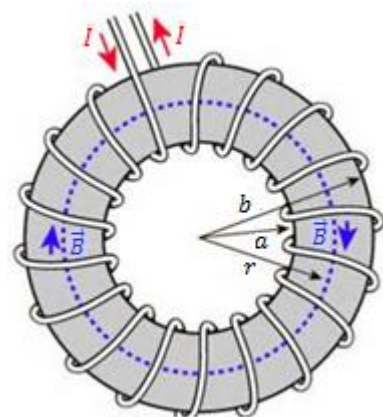
სადაც, N - ტოროიდის ხვიების რიცხვია, r - რადიუსი.



ნახ. 4.



ნახ. 5.



ნახ. 6.

§32. ამპერის კანონი. პარალელური დენების ურთიერთქმედება

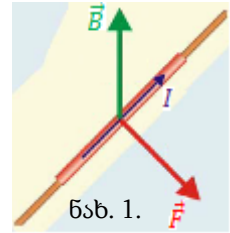
მაგნიტური ველი მოქმედებს დენიან გამტარზე. ცხადია, რომ ის მოქმედებს მის ცალკეულ ელემენტზე. ცდების საფუძველზე, ფრანგი ფიზიკოსის ა. ამპერის (1775–1836) მიერ, დადგენილი იქნა, რომ მაგნიტურ ველში I დენიანი გამტარის $d\vec{\ell}$ ელემენტზე მოქმედებს,

$$d\vec{F} = I[d\vec{\ell} \cdot \vec{B}] \quad (1)$$

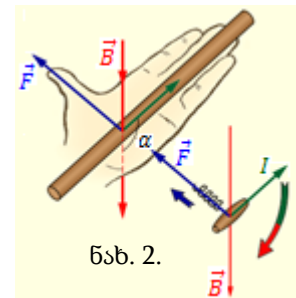
ძალა, რომელსაც ამპერის ძალა ეწოდება. ამპერის ძალის მოდული ტოლია,

$$dF = IBd\ell \sin \alpha \quad (2)$$

სადაც, α - არის კუთხე $d\vec{\ell}$ და $\vec{B}$ ვექტორებს შორის. ამპერის ძალა მიმართულია მაგნიტური ინდუქციის $\vec{B}$ ვექტორის და გამტარში გამავალი I დენის მიმართულებისადმი მართობულად (ნახ. 1). ამპერის ძალის მიმართულება განისაზღვრება მარცხენა ხელის წესით: თუ მარცხენა ხელს მოვათავსებთ ისე, რომ მაგნიტური ინდუქციის $\vec{B}$ ვექტორის წირები შედიოდნენ ხელისგულში, ხოლო, გაშლილი ოთხი თითი მიმართული იყოს დენის მიმართულების გასწვრივ, მაშინ გადახრილი დიდი თითი გვიჩვენებს, გამტარზე მოქმედი ძალის (ამპერის ძალის) მიმართულებას (ნახ. 2). ამპერის ძალის მიმართულების განსაზღვრავად სარგებლობენ აგრეთვე ბურღის წესით: თუ ბურღი განლაგებულია $\vec{B}$ ვექტორის და I დენიანი გამტარის შემცველი სიბრტყის მართობულად, მაშინ, მისი სახელურის, დენის მიმართულებიდან, $\vec{B}$ ვექტორის მიმართულებისადმი გადაადგილებისას, ბურღის გადატანითი გადაადგილება გვიჩვენებს, ამპერის ძალის მიმართულებას (ნახ. 2). ბურღის წესს, ხშირად მარჯვენა ხრახნის წესი ეწოდება.



ნახ. 1.



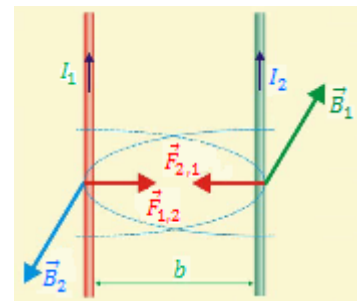
ნახ. 2.

ამპერის კანონი გამოიყენება დენიანი გამტარების ურთიერთქმედების განსაზღვრავად (ნახ. 3). ორი ერთნაირი მიმართულების პარალელური დენიანი გამტარი მიიზიდებიან ძალით

$$dF = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{2I_1 I_2}{R} d\ell \quad (3)$$

თუ დენებს გააჩნიათ საპირისპირო მიმართულება მაშინ მათ შორის მოქმედებს განზიდვის ძალები.

პარალელური დენიანი გამტარების მაგნიტური ურთიერთქმედება გამოიყენება ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში დენის ძალის ერთეულის - ამპერის განსაზღვრავად.



ნახ. 3.

§105. მოძრავი მუხტის მაგნიტური ველი

ყოველი დენიანი გამტარი გარემომცველ სივრცეში ქმნის მაგნიტურ ველს. ელექტრული დენი წარმოადგენს ელექტრული მუხტების მოწესრიგებულ მოძრაობას. ამიტომ შეიძლება ითქვას, რომ ნებისმიერი მოძრავი მუხტი თავის გარშემო ქმნის მაგნიტურ ველს. განვსაზღვროთ ერთი მოძრავი მუხტის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველი (ნახ. 1). ბიო-სავარ-ლაპლასის ფორმულაში თუ გავითვალისწინებთ, რომ $I = jS$, სადაც, j - დენის სიმკვრივეა, მაშინ გვექნება,

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{jS[d\vec{\ell}, \vec{r}]}{r^3} \quad (1)$$

$\vec{j}$ და $d\vec{\ell}$ ვექტორებს გააჩნიათ ერთნაირი მიმართულება. თუ მუხტები ერთნაირია და გააჩნიათ q მუხტი, მაშინ

$$\vec{j} = qn\vec{v} \quad (2)$$

სადაც, n - მუხტების კონცენტრაციაა, $\vec{v}$ - მუხტების დრეიფული მოძრაობის სიჩქარე. მაშინ (1) ასე ჩაიწერება,

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0 qn\vec{v}S[d\vec{\ell}, \vec{r}]}{r^3} \quad (3)$$

როცა მუხტები დადებითია, მაშინ $\vec{j}$ და $\vec{v}$ გააჩნია ერთი მიმართულება და (3) შეიძლება ასე ჩავწეროთ,

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0 qnd\ell S[\vec{v}, \vec{r}]}{r^3} \quad (4)$$

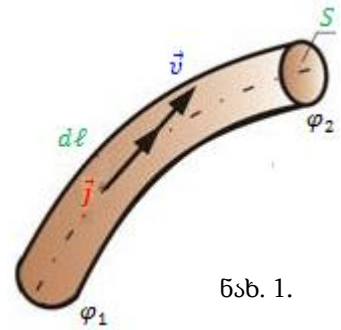
სადაც, $dN = Sd\ell n$ - მუხტის რიცხვია $d\ell$ მონაკვეთზე. ერთი მუხტის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველის ინდუქცია ტოლი იქნება,

$$\vec{B} = \frac{d\vec{B}}{dN} = \frac{\mu\mu_0 q[\vec{v}, \vec{r}]}{4\pi r^3} \quad (5)$$

რომელიც სკალარული ფორმით ასე ჩაიწერება,

$$B = \frac{\mu\mu_0 qv \sin \alpha}{4\pi r^2} \quad (6)$$

სადაც, α - $\vec{v}$ და $\vec{r}$ ვექტორებს შორის კუთხე. ეს ფორმულა სამართლიანია თავისუფალი დამუხტული ნაწილაკების $v \ll c$ სიჩქარეებით მოძრაობისას (თავისუფალი მუხტის ქვეშ იგულისხმება მისი მოძრაობა მუდმივი სიჩქარით).



ნახ. 1.

§106. მაგნიტური ველის მოქმედება მოძრავ მუხტზე. ლორენცის ძალა

B ინდუქციის მაგნიტურ ველში, I დენიანი გამტარის, $d\ell$ სიგრძის მონაკვეთზე მოქმედი ამპერის ძალა ტოლია,

$$F = IBd\ell \sin \alpha$$

რომელიც შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც ცალკეულ მუხტზე მოქმედი ძალის სახით. დაუშვათ, რომ გამტარში თავისუფალი მუხტების კონცენტრაციაა n , ხოლო, ელექტრული მუხტი კი ტოლია q . მაშინ, გამტარში გამავალი დენი ტოლი იქნება,

$$I = qnvS$$

სადაც, v - გამტარში ელექტრული მუხტების, მოწესრიგებული მოძრაობის სიჩქარეა, S - გამტარის განიკვეთის ფართობი. მაშინ, ამპერის ძალის ფორმულა ასე ჩაიწერება,

$$F = qnvSBd\ell \sin \alpha$$

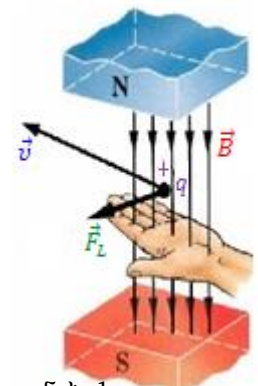
რადგან, $d\ell$ სიგრძის და S განიკვეთის ფართობის გამტარში, თავისუფალი მუხტების სრული რაოდენობა ტოლია $nvSd\ell$, ამიტომ, ერთ დამუხტულ ნაწილაკზე მოქმედი ძალა ტოლი იქნება

$$F_L = qvB \sin \alpha$$

რომელსაც, ლორენცის ძალა ეწოდება. რომელიც ვექტორული ფორმით ასე ჩაიწერება,

$$\vec{F}_L = q[\vec{v}, \vec{B}]$$

სადაც, α - $\vec{v}$ სიჩქარესა და მაგნიტური ინდუქციის $\vec{B}$ ვექტორს შორის კუთხეა. დადებითად დამუხტულ ნაწილაკზე მოქმედი ლორენცის ძალის



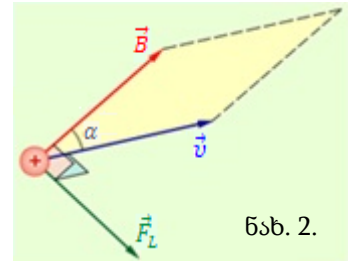
ნახ. 1.

მიმართულება, ისევე, როგორც ამპერის ძალის მიმართულება, შეიძლება განსაზღვრული იქნეს მარცხენა ხელის (ან, ზურდის) წესით: თუ მარცხენა ხელს მოვათავსებთ ისე, რომ მასში შედიოდნენ მაგნიტური ინდუქციის წირები, ხოლო, გაშლილი ოთხი თითი გვიჩვენებდეს $\vec{v}$ ვექტორის მიმართულებას (როცა $q > 0$, მაშინ, I და $\vec{v}$ -ს მიმართულებები ემთხვევა, ხოლო, როცა $q < 0$, მაშინ, I და $\vec{v}$ -ს მიმართულებები საპირისპიროა), მაშინ, გადახრილი დიდი ცერი თითი გვიჩვენებს დადებით მუხტზე მოქმედი ძალის მიმართულებას (ნახ. 1). $\vec{v}$, $\vec{B}$ და $\vec{F}_L$ ვექტორების ურთიერთ განლაგება დადებითად დამუხტული ნაწილაკისათვის ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 2), ლორენცის ძალა მიმართულია $\vec{v}$ და $\vec{B}$ ვექტორებისადმი მართობულად. ლორენცის ძალის მოდული რიცხობრივად ტოლია, $\vec{v}$ და $\vec{B}$ ვექტორებზე აგებული პარალელოგრამის ფართობი, გამრავლებული q მუხტზე.

თუ მუხტი ერთდროულად იმყოფება ელექტულ და მაგნიტურ ველებში, ამ შემთხვევაში მასზე იმოქმედებს ორივე ძალა და მთლიანი ძალა ტოლი იქნება მათი ჯამის,

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v}, \vec{B}]$$

რომელსაც აგრეთვე ლორენცის ძალა ეწოდება.



ნახ. 2.

§107. დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობა მაგნიტურ ველში

დამუხტული ნაწილაკის მაგნიტურ ველში მოძრაობისას ლორენცის ძალა მუშაობას არ ასრულებს. ამიტომ, ნაწილაკის მოძრაობისას სიჩქარის ვექტორის მოდული არ იცვლება.

როცა დამუხტული ნაწილაკი $\vec{v}$ სიჩქარით მოძრაობს მაგნიტურ ველში, მაგნიტური ინდუქციის წირების გასწვრივ, მაშინ $\vec{v}$ და $\vec{B}$ ვექტორებს შორის α კუთხე ტოლია 0 ან π , და ლორენცის ძალა ნულის ტოლია. ე.ი. ნაწილაკზე მაგნიტური ველი არ მოქმედებს და ის მოძრაობს წრფივად და თანაბრად. ხოლო, როცა დამუხტული ნაწილაკი $\vec{v}$ სიჩქარით მოძრაობს მაგნიტურ ველში, $\vec{B}$ ვექტორისადმი მართობულად ($\vec{v} \perp \vec{B}$), მაშინ ლორენცის ძალა მუდმივია მოდულით და მიმართულია ნაწილაკის ტრაექტორიისადმი ნორმალურად (ნახ. 1). ასეთ შემთხვევაში,

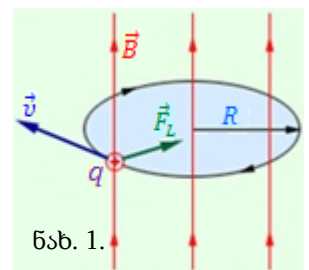
$$F_L = qvB, \text{ რადგან, } \sin(\vec{v}; \vec{B}) = 1$$

ელექტრონის ასეთი მოძრაობის შემთხვევისათვის, ნიუტონის მეორე კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$\frac{mv^2}{R} = qvB$$

საიდანაც, მიიღება, რომ მაგნიტურ ველში ელექტრონი მოძრაობს

$$R = \frac{mv}{qB} \quad (1)$$



ნახ. 1.

რადიუსის წრეწირზე. ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში ნაწილაკის გარშემოქცევის პერიოდი ტოლია,

$$T = \frac{2\pi}{\omega}$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\omega = v/R$, გვექნება,

$$T = \frac{2\pi R}{v}$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ R -ს მნიშვნელობას (1) გამოსახულებიდან, მიიღება, რომ ერთგვა-

როგან მაგნიტურ ველში, ნაწილაკის გარშემოქცევის პერიოდი ტოლია

$$T = \frac{2\pi m}{B q}$$

რომელიც გვიჩვენებს, რომ დამუხტული ნაწილაკების გარშემოქცევის პერიოდი არ არის დამოკიდებული v სიჩქარესა და ტრაექტორიის R რადიუსზე. წრიულ ტრაექტორიაზე მოძრავი დამუხტული ნაწილაკის კუთხური სიჩქარე ტოლი იქნება

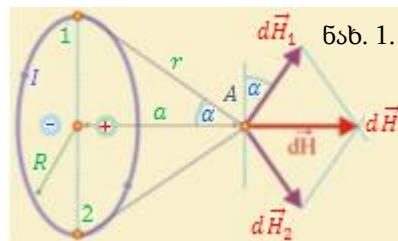
$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{qB}{m}$$

რომელსაც, ციკლოტრონული სიხშირე ეწოდება. ციკლოტრონული სიხშირე არ არის დამოკიდებული ნაწილაკის მოძრაობის სიჩქარეზე (შესაბამისად არც კინეტიკურ ენერგიაზე). ეს გარემოება გამოიყენება ციკლოტრონებში - მძიმე ნაწილაკების (პროტონების, იონების) ამაჩქარებლებში.

§108. დენის მაგნიტური მომენტი

მაგნიტური ველების განხილვებისას, ხშირად გვხვდება ჩაკეტილი დენები, რომელთა ზომები, გაცილებით ნაკლებია, დაკვირვების წერტილის მანძილთან შედარებით. ასეთ დენებს ელემენტარული ეწოდებათ. ელემენტარული დენის მაგალითად შეიძლება განვიხილოთ ატომი, რომელშიც, ჩაკეტილ ორბიტებზე მოძრავი ელექტრონები ქმნიან ელემენტარულ დენებს. R რადიუსის და I დენის ძალის, წრიული დენიან გამტარისგან a მანძილზე, A წერტილში, მაგნიტური ველის dH ელემენტარული დაძაბულობა ტოლია (ნახ. 1),

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{Id\ell \sin(d\vec{\ell}, \vec{r})}{r^2} \quad (1)$$



განსახილველი დენის ყველა ელემენტი, r რადიუს-ვექტორის მართობია, ამიტომ (1) განტოლებაში $\sin(d\vec{\ell}, \vec{r}) = 1$.

წრიული დენის, დიამეტრულად საპირისპირო წერტილებში, თუ გამოვყოფთ ორ ელემენტარულ დენს, მაშინ A წერტილში ველის ჯამური დაძაბულობა წარმოიდგინება $d\vec{H}_1 + d\vec{H}_2$ გომეტრიული ჯამის სახით. ამასთან, ჯამური $d\vec{H}$ ვექტორი მიმართული იქნება წრიული დენის ღერძის გასწვრივ. (1) განტოლების თანახმად, დენის ერთი i -ური ელემენტის მიერ შექმნილი ველის, dH_i ელემენტარული დაძაბულობა ტოლი იქნება,

$$dH_i = \frac{1}{4\pi} \frac{Id\ell \sin\alpha}{r^2} = \frac{1}{4\pi} \frac{Id\ell R}{r^3} \quad (2)$$

დენის ყველა ელემენტის ჯამური დაძაბულობა მიიღება, (2) განტოლების სიგრძის მიხედვით ინტეგრირებით,

$$H = \oint dH_i = \oint \frac{1}{4\pi} \frac{Id\ell R}{r^3} = \frac{1}{4\pi} \frac{IR}{r^3} \oint d\ell = \frac{1}{4\pi} \frac{IR}{r^3} 2\pi R = \frac{IS}{2\pi r^3} \quad (3)$$

სადაც, $S = \pi R^2$ - წრიული დენის ფართობია. როცა, $r \gg R$, პირველ მიახლოებით შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ $r \cong a$. თუ შემოვიღებთ ახალ სიდიდეს,

$$\mu_m = IS \quad (4)$$

რომელსაც დენის მაგნიტური მომენტი ეწოდება, (3) წარმოიდგინება შემდეგი სახით,

$$H = \frac{\mu_m}{2\pi a^3} \quad (5)$$

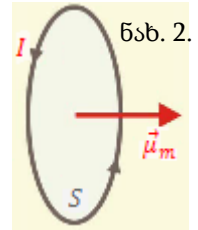
უნდა აღინიშნოს, რომ თუ ელექტრულ დიპოლს მოვათავსებთ წრიული დენის სიბრტყეში, მაშინ, მისი ელექტრული მომენტი, მიმართულებით დაემთხვევოდა განსახილველი დენის მაგნიტურ მომენტს. ელექტრული მომენტის ანალოგიურად, დენის მაგნიტურ მომენტსაც ანიჭებენ ვექტორულ თვისებას. დენის მაგნიტური მომენტის ვექტორის მიმართულება ემთხვევა, წრიული დენის (ხვიის) სიბრტყის $\vec{n}$ გარე ნორმალის, ერთეულოვანი ვექტორის მიმართულებას (ნახ. 2),

$$\vec{\mu}_m = IS\vec{n} \quad (6)$$

ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში (SI) დენის მაგნიტური მომენტის განზომილებაა $A \cdot m^2$. ელემენტარული ჩაკეტილი დენის მაგნიტური მოქმედება განისაზღვრება მისი მაგნიტური მომენტით.

$$M = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \vec{\mu}_{mi}$$

სიდიდეს დამაგნიტებულობა ეწოდება. სადაც, N - არის განსახილველ მოცულობაში ნივთიერების ნაწილაკების (ატომების, იონების, მოლეკულების) რიცხვი, $\vec{\mu}_{mi}$ - არის i -ური ნაწილაკის მაგნიტური მომენტი.



§109. ჰოლის ეფექტი

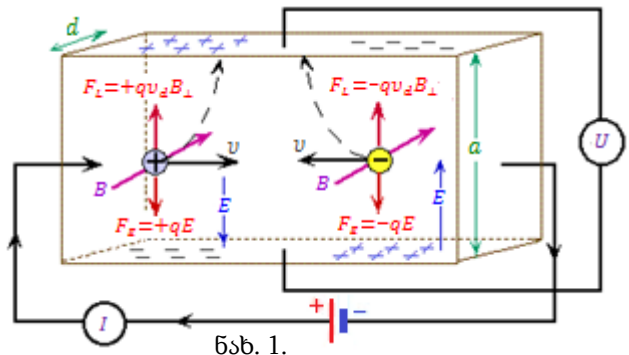
ჰოლის ეფექტი აღმოჩენილი იქნა 1879წ. ამერიკელი ფიზიკოსის ე. გ. ჰოლის (1855-1938) მიერ. დაუშვათ, რომ ლითონის ფირფიტა, რომელშიც გადის j სიმკვრივის დენი, მოთავსებულია j -ს მიმართ მართობულ $\vec{B}$ ინდუქციის მაგნიტურ ველში (ნახ. 1). ლორენცის ძალის მოქმედებით ფირფიტის ზედა ნაწილში წარმოიშობა ელექტრონების მეტი კონცენტრაცია (ის დაიმუხტება უარყოფითად), ხოლო ქვედა ნაწილში კი მათი ნაკლები რაოდენობა (დაიმუხტება დადებითად). რის შედეგადაც, ფირფიტის ზედა და ქვედა კიდეებს შორის წარმოიშობა, ქვემოთა და ზემოთ მიმართული დადებითი განივი ელექტრული ველი (დადებითი მუხტის შემთხვევაში სიტუაცია შეიცვლება საპირისპიროდ). როცა ამ ელექტრული ველის E დამაბულობა მიაღწევს ისეთ მნიშვნელობას, რომ მისი მუხტებზე მოქმედება გაწონასწორდება ლორენცის ძალის მოქმედებით, მაშინ დამყარდება მუხტების სტაციონარული განაწილება განივი მიმართულებით და შეიძლება დავწეროთ,

$$eE = \frac{e\Delta\varphi}{a} = evB$$

საიდანაც,

$$\Delta\varphi = vBa$$

სადაც, $\Delta\varphi$ - ჰოლის განივი პოტენციალთა სხვაობაა. თუ გავითვალისწინებთ, რომ $I = jS = nevS$, სადაც, S - ფირფიტის განივკვეთის ფართობია, n - ელექტრონების კონცენტრაცია, v - ელექტრონების მოწესრიგებული საშუალო სიჩქარე, მაშინ გვექნება,



$$\Delta\varphi = \frac{I}{neS}Ba = \frac{I}{nead}Ba = \frac{1}{en} \frac{IB}{d} = R \frac{IB}{d}$$

სადაც, $R = 1/en$ - სიდიდეს, ჰოლის მუდმივა ეწოდება. ის დამოკიდებულია ნივთიერებაზე.

ჰოლის მუდმივას მიხედვით შეიძლება: 1. განვსაზღვროთ გამტარში დენის მატარებლები. 2. განვსაზღვროთ ნახევარგამტარის გამტარებლობის ბუნება.

§110. მაგნიტურ ველში დენიანი გამტარის და კონტურის გადაადგილებისას შესრულებული მუშაობა

მაგნიტურ ველში მოთავსებულ ნებისმიერ დენიან გამტარზე მოქმედებს ამპერის ძალა,

$$F = I\ell B \sin(\vec{\ell}, \vec{B})$$

განვიხილოთ ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში, მაგნიტური ველის მიმართულებისადმი მართობულად ($\sin(\vec{\ell}, \vec{B}) = \pi/2$) მოთავსებულია ℓ სიგრძის, I დენიანი გამტარი (ნახ. 1). ამპერის ძალის მოქმედებით, გამტარი გადაადგილდება რაღაც dx მანძილზე და შესრულებულია

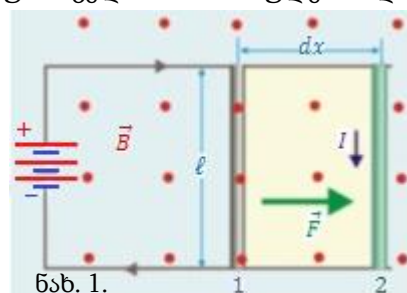
$$dA = Fdx = IB\ell dx = IBdS = Id\Phi \quad (1)$$

მუშაობა. ე.ი. მაგნიტურ ველში დენიანი გამტარის გადაადგილებისას შესრულებული მუშაობა ტოლია

$$dA = Id\Phi \quad (2)$$

როცა მაგნიტური ინდუქციის წირები არ გადაკვეთავენ გამტარს, ე.ი. $\sin(\vec{\ell}, \vec{B}) = 0$, ამ შემთხვევაში $F = 0$ და მუშაობა არ სრულდება. ($\vec{\ell}, \vec{B}$) კუთხის შუალედური მნიშვნელობისას, რეკომენდირებულია მაგნიტური ინდუქციის ვექტორი დავშალოთ ორ მდგენელად, რომელთაგან ერთი $\vec{B}_n$, მდებარეობს dS ფართობისადმი მართობულად, ხოლო, მეორე კი $\vec{B}_\ell$, განლაგებულია გამტარის გადაადგილების სიბრტყეში. $\vec{B}_\ell$ სიდიდით განპირობებული ამპერის ძალის მდგენელი, მუშაობას არ ასრულებს, რადგან ის მიმართულია გამტარის პარალელურად და dx -ს მართობულად. ამიტომ, (1)-ს თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

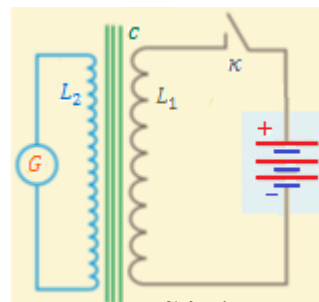
$$dA = IB_n dS \quad (3)$$



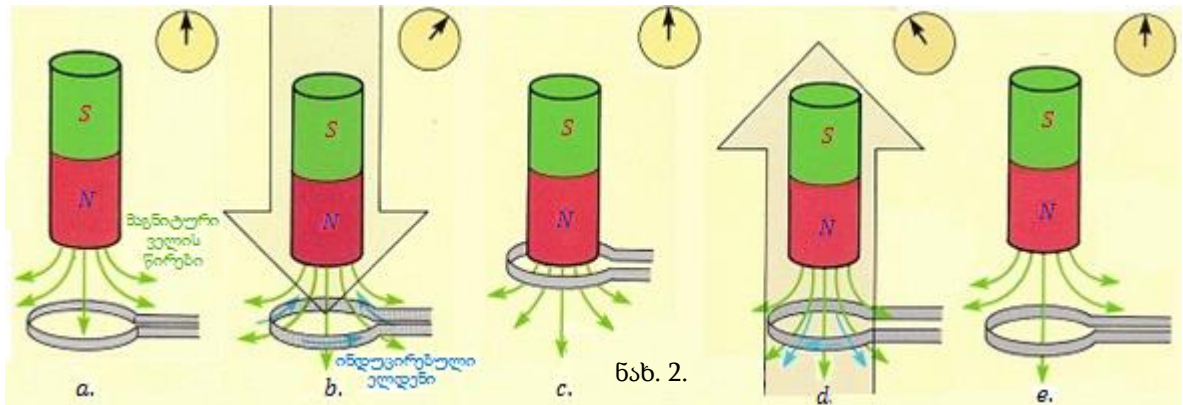
თავი 16. ელექტრომაგნიტური ინდუქცია.

§111. ელექტრომაგნიტური ინდუქცია

ინგლისელი ფიზიკოსის მ. ფარადეის (1791–1867) მიერ 1831წ., მაგნიტური ველის მოქმედებით, ჩაკეტილ გამტარ კონტურში, ექსპერიმენტულად მიღებული იქნა ელექტრული დენი. ფოლადის გულარზე დახვეული იყო ორი L_1 და L_2 კოჭა. ამასთან, პირველი კოჭა მიერთებული იყო $\mathcal{E}$ ემმ-ის დენის წყაროსთან. მეორე კოჭას წრედში ჩართული იყო გალვანომეტრი (ნახ. 1). ფარადეიმ შენიშნა, რომ k გადამრთველით დანადგარის გამორთვისას, გალვანომეტრის ისარი შესამჩნევად გადაიხრებოდა. ექსპერიმენტების შედეგად აღმოჩენილი იქნა, რომ L_1 კოჭას, დენის წყაროსთან ჩართვისა და გამორთვისას, ადგილი ჰქონდა



გალვანომეტრის ისრის გადახრა-ს. ცხადი იყო, რომ მეორე L_2 კონტურში, სადაც ჩართული იყო გალვანომეტრი, დროის იმ მომენტში, როცა მაგნიტური ველის ინდუქცია იზრდება, ან, კლებულობს, წარმოიშობა ემძ. აღმოჩენილი კანონზომიერება შემოწმებული იქნა, გალვანომეტრთან მიერთებული მრავალხვიანი კო-ჭას შიგნით, მუდმივი მაგნიტის მიახლოების, ან დაშორებისას. ამ მოვლენას ელექტრომაგნიტური ინდუქცია ეწოდება, ხოლო, წარმოშობილ დენს ინდუქციური. თავის ცდების განზოგადოების საფუძველზე, ფარადეის მიერ ნაჩვენები იქნა, რომ როცა ადგილი აქვს კონტურის გამჭოლ-ლი მაგნიტური ინდუქციის ნაკადის ცვლილებას, კონტურში წარმოიშობა ინდუქციური დენი.



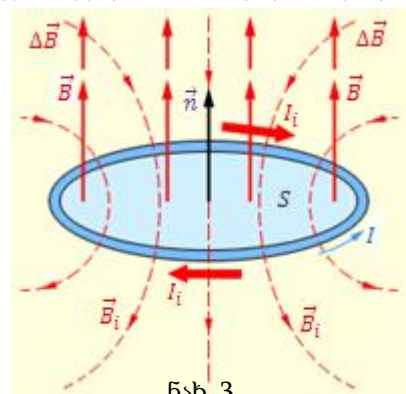
მაგნიტის კოჭასთან მიახლოებისას, ის ინდუცირებს მასში ელექტრულ დენს, რასაც გვიჩვენებს, გალვანომეტრის ისრის, ნულოვანი მდებარეობიდან გადახრა (ნახ. 2, b). კოჭას მაგნიტიდან დაშორებისას, მასში ინდუცირდება საპირისპირო მიმართულების ელექტრული დენი (გალვანომეტრის ისარი გადაიხრება ნულოვანი მდებარეობიდან მეორე მხარეს (ნახ. 2, d)). მაგნიტის საშუალებით, ელექტრული დენის ინდუცირება არ ხდება მანამ, სანამ მაგნიტის ძალწირები არ გადაკვეთავენ კოჭას ხვიას (ნახ. 2, a და e). თუ მაგნიტი შეწყვეტს მოძრაობას, მაშინ შეწყდება აგრეთვე ელექტრული დენი (ცისფერი ისრები) (ნახ. 2, c).

ინდუქციური დენის წარმოშობა გვიჩვენებს წრედში ინდუქციის ელექტრომომდრავებელი (ემძ) არსებობას. ინდუქციურ დენი და ცხადია, რომ ელექტრომაგნიტური ინდუქციის ემძ განისაზღვრება მაგნიტური ნაკადის ცვლილების სიჩქარით,

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (1)$$

ელექტრომაგნიტური ინდუქციის ემძ-ის ერთეულია ვოლტი (ვ). „–“ ნიშანი გვიჩვენებს, რომ ნაკადის ზრდა ($d\Phi/dt > 0$) იწვევს $\mathcal{E}_i < 0$ ემძ-ს, ე.ი. ინდუქციური დენის ველი მიმართულია ნაკადის საპირისპიროდ, ხოლო, ნაკადის შემცირება ($d\Phi/dt < 0$) კი იწვევს $\mathcal{E}_i > 0$ ემძ-ს, ე.ი. ნაკადისა და ინდუქციური დენის ველის მიმართულება ემთხვევა.

ცდები გვიჩვენებენ, რომ მაგნიტური ნაკადის ცვლილებისას, ჩაკეტილ კონტურში წარმოშობილი ინდუქციური დენი, ყოველთვის ისეა მიმართული, რომ მის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველი, ეწინააღმდეგება ინდუქციური დენის გამომწვევი მაგნიტური ნაკადის ცვლილებას (ნახ. 3). ეს მტკიცებულება, ფორმულირებული იყო გერმანელი ფიზიკოსის ე. ლენცის (1804–1865) მიერ 1833წ., და ლენცის წესი ეწოდება.



ლენცის წესი გამოხატავს იმ ექსპერიმენტულ ფაქტს, რომ $\mathcal{E}_i$ და $d\Phi/dt$ ყოველთვის გააჩნიათ საპირისპირო ნიშანი (ნიშანი „-“ ფარადეის ფორმულაში). ლენცის წესს გააჩნია ღრმა ფიზიკური აზრი - ის გამოსახავს ენერგიის შენახვის კანონს.

ჩაკეტილი კონტურის გამჭოლი მაგნიტური ნაკადის ცვლილება, შეიძლება მოხდეს ორი მიზეზით:

1. მაგნიტური ნაკადი იცვლება კონტურის, ან მისი ნაწილის დროით მუდმივ მაგნიტურ ველში გადაადგილების შედეგად. ეს არის ის შემთხვევა, როცა გამტარი და მასთან ერთად მუხტის თავისუფალი გადამტანები, მოძრაობენ მაგნიტურ ველში. ინდუქციის ემმ-ის წარმოშობა აიხსნება, მოძრავ გამტარებში თავისუფალ მუხტებზე ლორენცის ძალის მოქმედებით. ლორენცის ძალა ამ შემთხვევაში თამაშობს გარეშე ძალის როლს. მაგალითისათვის, განვიხილოთ $\vec{B}$ ინდუქციის ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში მოთავსებულ, მართკუთხა კონტურში ინდუქციის ემმ-ს წარმოშობა, როცა კონტურის სიბრტყე, მაგნიტური ველის მართობია. დაუშვათ, რომ კონტურის ერთერთი, ℓ სიგრძის გვერდი სრიალებს $\vec{v}$ სიჩქარით, სხვა ორი გვერდის გასწვრივ (ნახ. 4). კონტურის ამ უბანზე, თავისუფალ მუხტებზე მოქმედებს ლორენცის ძალა. ამ ძალის ერთერთი მდგენელი, დაკავშირებულია მუხტების გადატანით სიჩქარესთან და მიმართულია გამტარის გასწვრივ. ეს მდგენელი ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 4). ის თამაშობს გარეშე ძალის როლს. მისი მოდული ტოლია,

$$F_L = evB$$

F_L ძალის მიერ, ℓ გზაზე შესრულებული მუშაობა ტოლია,

$$A = F_L \cdot \ell = evB\ell$$

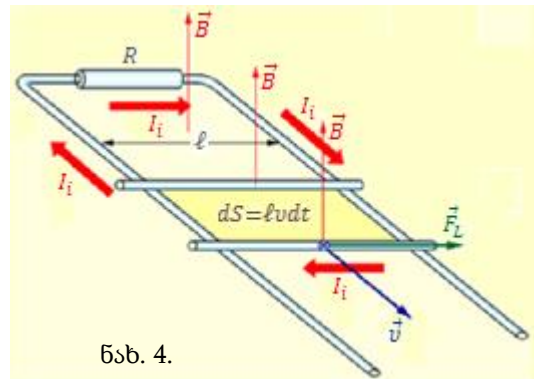
განმარტების თანახმად,

$$\mathcal{E}_i = \frac{A}{e} = vB\ell \quad (1)$$

კონტურის სხვა უძრავ ნაწილებში, გარეშე ძალა ნულის ტოლია. (1) თანაფარდობას შეიძლება მივცეთ ჩვეულებრივი სახე. dt დროის განმავლობაში კონტურის ფართობი შეიცვლება $dS = \ell v dt$ სიდიდით. ამ დროის განმავლობაში მაგნიტური ნაკადის ცვლილება ტოლი იქნება $d\Phi = B\ell v dt$. სადაც, თუ გავითვალისწინებთ (1)-დან, რომ $vB\ell = \mathcal{E}_i$, მივიღებთ,

$$|\mathcal{E}_i| = \left| \frac{d\Phi}{dt} \right| \quad (3)$$

2. კონტურის გამჭოლი მაგნიტური ნაკადის ცვლილების მეორე მიზეზია - მაგნიტური ველის დროის მიხედვით ცვლილება, როცა კონტური უძრავია. ამ შემთხვევაში ინდუქციის ემმ-ს წარმოშობა არ აიხსნება ლორენცის ძალის მოქმედებით. უძრავ გამტარში ელექტრონები შეიძლება მოვიდნენ მოძრაობაში მხოლოდ ელექტრული ველის მოქმედებით. ასეთი ელექტრული ველი წარმოიშობა დროით ცვალებად მაგნიტური ველით. ამ ველის მიერ, ჩაკეტილ გამტარ კონტურში, ერთეულოვანი დადებითი მუხტის გადაადგილებისას შესრულებული მუშაობა ტოლია, უძრავ გამტარში ინდუქციის ემმ-ს. ცხადია, რომ ცვლადი მაგნიტური ველით წარმოშობილი ელექტრული ველი არ არის პოტენციური. მას გრიგალური ელექტრული ველი ეწოდება. გრიგალურ ელექტრულ ველზე წარმოდგენა ფიზიკაში შემოღებული იყო ინგლისელი ფიზიკოსის ჯ. მაქსველის (1831-1879) მიერ 1861წ.



უძრავ გამტარებში ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენა, რომელიც წარმოიშობა გარემომცველი მაგნიტური ველის ცვლილებისას, აგრეთვე აღიწერება ფარადეის ფორმულით. ე.ი. მოძრავ და უძრავ გამტარებში ინდუქციის მოვლენა მიმდინარეობს ერთნაირად, მაგრამ, ინდუქციური დენის წარმოშობის ფიზიკური მიზეზი, ამ ორ შემთხვევაში განსხვავებულია: მოძრავი გამტარების შემთხვევაში, ინდუქციის ემმ განპირობებულია ლორენცის ძალით. ხოლო, უძრავი გამტარების შემთხვევაში, ინდუქციის ემმ წარმოადგენს, თავისუფალ მუხტებზე, მაგნიტური ველის ცვლილებისას წარმოშობილი გრიგალური ელექტრული ველის მოქმედების შედეგს.

§112. მაგნიტურ ველში მბრუნავი ჩარჩო

ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენა გამოიყენება მექანიკური ენერგიის ელექტრულ ენერგიად გარდაქმნისათვის. ამისათვის გამოიყენება გენერატორები, რომელთა მოქმედების პრინციპი შეიძლება განვიხილოთ ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში მბრუნავი ჩარჩოს მაგალითზე (ნახ. 1). დაუშვათ, რომ ჩარჩო ბრუნავს ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში ($B = \text{const}$) თანაბრად, $\omega = \text{const}$ კუთხური სიჩქარით. S ფართობის ჩარჩოს გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი ტოლია,

$$\Phi = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t \quad (1)$$

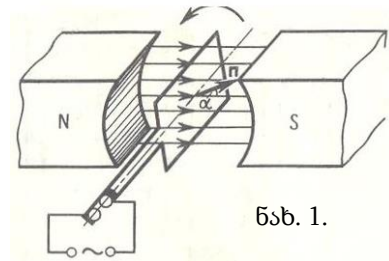
სადაც, $\alpha = \cos \omega t$ ჩარჩოს შემობრუნების კუთხეა დროის t მომენტისათვის. ჩარჩოს ბრუნვისას მასში აღიძვრება ინდუქციის ცვლადი ემმ,

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt} = BS\omega \sin \omega t = \mathcal{E}_{\max} \sin \omega t \quad (2)$$

სადაც,

$$\mathcal{E}_{\max} = BS\omega \quad (3)$$

ამრიგად, როცა ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში თანაბრად ბრუნავს ჩარჩო, მასში აღიძვრება ცვლადი ემმ, რომელიც იცვლება ჰარმონიული კანონით.



თუ მაგნიტურ ველში მოთავსებულ ჩარჩოში გადის დენი, მაშინ მასზე მოქმედებს $\vec{M} = [\vec{\mu}_m, \vec{B}]$ მაბრუნებელი მომენტი და ჩარჩო დაიწყებს ბრუნვას. რაც საფუძვლად უდევს ელექტროძრავების მოქმედების პრინციპს, რომლებიც გამოიყენებიან ელექტრული ენერგიის მექანიკურ ენერგიად გარდაქმნისათვის.

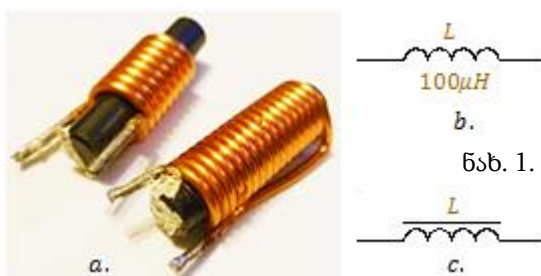
(2) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ $\mathcal{E}_{\max}$ დამოკიდებულია ω , B და S სიდიდეებზე. დენის სიხშირედ მიღებულია სტანდარტული მნიშვნელობა, ამიტომ შესაძლებელია მხოლოდ დანარჩენი ორი სიდიდის გაზრდა. B და S სიდიდის გაზრდის მიზნით გამოიყენება ძლიერი მუდმივი მაგნიტები, ან ელექტრომაგნიტები. ელექტრომაგნიტის შიგნით ათავსებენ აგრეთვე, დიდი μ მაგნიტური შეღწევადობის გულარს. თუ ვაბრუნებთ არა ერთ, არამედ მიმდევრობით შეერთებულ მრავალ ხვიას, მაშინ გაიზრდება S სიდიდე. მექანიკური ენერგიის, ელექტრულ ენერგიად გარდაქმნა, განხილულ შემთხვევის საპირისპიროა. თუ მაგნიტურ ველში მოთავსებულ ჩარჩოში გადის დენი, მაშინ მასზე იმოქმედებს მაბრუნებელი მომენტი და ჩარჩო დაიწყებს ბრუნვას. რაც საფუძვლად უდევს ელექტროძრავების მუშაობას, რომლებიც განკუთვნილია ელექტრული ენერგიის მექანიკურ ენერგიად გარდაქმნისათვის.

§113. ინდუქციურობა. თვითინდუქცია

ჩაკეტილ კონტურში გამავალი დენი თავის გარშემო ქმნის მაგნიტურ ველს, რომელიც ბიოსავარ-ლაპლასის კანონის თანახმად პროპორციულია დენის ($B \sim I$). ხოლო, კონტურთან დაკავშირებული მაგნიტური ნაკადი პროპორციულია მაგნიტური ველის ($\Phi \sim B$). ცხადია, რომ კონტურთან დაკავშირებული მაგნიტური ნაკადი, კონტურში დენის პროპორციულია ($\Phi \sim I$), ამიტომ შეიძლება დავწეროთ,

$$\Phi = LI$$

სადაც, L - პროპორციულობის კოეფიციენტს კონტურის ინდუქციურობა ეწოდება. ინდუქციურობის კოჭა (ნახ. 1, *a*) ელექტრულ სქემებზე აღინიშნება ლათინური „ L “ ასოთი და შემდეგნაირად გამოისახება (ნახ. 1, *b* - გულარის გარეშე, *c* - გულარით). ინდუქციურობის ერთეულია ჰენრი (35) (ინგლ. „ H “), $1\text{ჰ} = 1\text{ვბ/ა} = 1(\text{ვ} \cdot \text{წმ})/\text{ა}$. 1ჰ-ნრი საკმაოდ დიდი სიდიდეა, ამიტომ, პრაქტიკაში გამოიყენება მცირე მნიშვნელობები - მჰ $= 10^{-3}\text{ჰ}$, მკრჰ $= 10^{-6}\text{ჰ}$. კოჭას ინდუქციურობის მნიშვნელობა მითითებულია მისი პირობითი გამოსახვის გვერდით (მაგალითად, $100\mu\text{H}$).



ნახ. 1.

კონტურში დენის ძალის ცვლილებისას, იცვლება აგრეთვე მასთან დაკავშირებული მაგნიტური ნაკადი. ცხადია, რომ კონტურში ინდუცირდება ემძ. გამტარ კონტურში დენის ძალის ცვლილებისას, მასში ინდუქციის წარმოშობას, თვითინდუქცია ეწოდება.

თვითინდუქციის მოვლენისათვის თუ გამოვიყენებთ ფარადეის ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონს, მივიღებთ რომ თვითინდუქციის ემძ,

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(LI)}{dt} = -\left(L\frac{dI}{dt} + I\frac{dL}{dt}\right) \quad (1)$$

თუ კონტური არ განიცდის დეფორმაციას და გარემოს მაგნიტური შეღწევადობა არ იცვლება, მაშინ $L = \text{const}$ და გვექნება,

$$\mathcal{E}_i = -L\frac{dI}{dt} \quad (1)$$

სადაც, „-“ ნიშანი გვიჩვენებს, რომ კონტურში ინდუქციურობის არსებობა იწვევს, მასში დენის ცვლილების შენელებას.

როცა დენი იზრდება დროის მიხედვით $dI/dt > 0$, მაშინ $\mathcal{E}_i < 0$, ე.ი. თვითინდუქციის დენი მიმართულია, გარეშე დენის წყაროს დენის საპირისპიროდ და ამუხრუჭებს მის ზრდას. როცა დენი დროის მიხედვით კლებულობს $dI/dt < 0$, მაშინ $\mathcal{E}_i > 0$, ე.ი. ინდუქციურობის დენს გააჩნია ისეთივე მიმართულება, როგორც კონტურში კლებად დენს და ამუხრუჭებს მის კლებას.

დროის ყოველ მომენტში, წრედში დენი განისაზღვრება ომის კანონით ($I = \mathcal{E}_i/R$), ამიტომ, (1) ფორმულა შეიძლება ასე ჩავწეროთ,

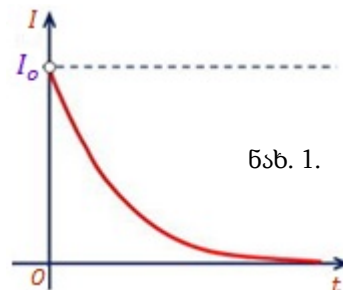
$$IR = -L\frac{dI}{dt}$$

რომელიც ასე გადავწეროთ,

$$\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L}dt$$

რომლის ინტეგრირებით მიიღება,

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2)$$



ნახ. 1.

სადაც, $\tau = L/R$ - მუდმივას, რელაქსაციის დრო ეწოდება და წარმოადგენს დროს, რომლის განმავლობაში დენის ძალა e -ჯერ კლებულობს. ამრიგად, ემმ-ის წყაროს გამორთვისას, დენის ძალა კლებულობს ექსპონენციალური კანონით (ნახ. 1). რაც უფრო მეტია წრედის ინდუქციურობა და ნაკლები წინაღობა, მით მეტია τ და ცხადია, რომ მით უფრო ნელა კლებულობს წრედში დენი განრთვისას.

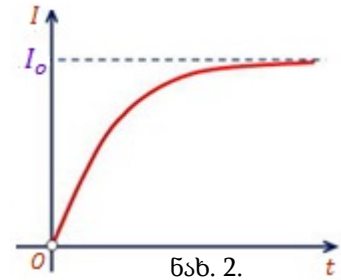
წრედის ჩართვისას, გარე $\mathcal{E}$ ემმ-თან ერთად აღიძვრება თვითინდუქციის $\mathcal{E}_i = -L(di/dt)$ ემმ, რომელიც ლენცის წესის თანახმად ხელს უშლის დენის ზრდას. ომის კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$IR = \mathcal{E} - L \frac{di}{dt}$$

საიდანაც მიიღება, რომ

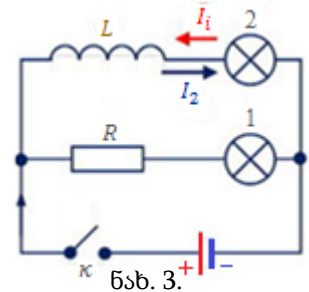
$$I = I_o \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (3)$$

ამრიგად, ემმ-ის წყაროს ჩართვისას წრედში დენის ძალის ზრდა განისაზღვრება (3) კანონით (ნახ. 2). დენის ძალა იზრდება და ასიმპტოტურად მიისწრაფვის $I_o = \mathcal{E}/R$ მნიშვნელობისაკენ. დენის ზრდის სიჩქარე განისაზღვრება ისეთივე $\tau = L/R$ რელაქსაციის დროით.



ნახ. 2.

თვითინდუქციის მოვლენას შეიძლება დავაკვირდეთ მარტივი ცდით. ნახაზზე (ნახ. 3) ნაჩვენებია, ორი ერთნაირი ნათურის პარალელურად ჩართვის სქემა. ერთერთი მათგანი ჩართულია დენის წყაროსთან R წინაღობის რეზისტორით, ხოლო, მეორე კი L ინდუქციურობის კოჭათი, მიმდევრობით. ჩამრთველის ჩართვისას, პირველი ნათურა აინთება მაშინვე, ხოლო მეორე კი შესამჩნევი დაგვიანებით. რაც იმით აიხსნება, რომ 1 ნათურის წრედის უბანზე არ არსებობს ინდუქციურობა და შესაბამისად არ წარმოიშობა თვითინდუქციის დენი, ამიტომ, ამ ნათურაში დენის ძალა თითქმის მყისიერად აღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას. 2 ნათურის უბანზე წრედში დენის გაზრდისას (ნულიდან მაქსიმალურამდე), თავს იჩენს თვითინდუქციის დენი I_i , რომელიც ხელს უშლის ნათურაში დენის სწრაფ ზრდას. ჩამრთველის გამორთვისას, 1 ნათურაში დენი მყისიერად ჩაქრება, ხოლო, 2 ნათურაში კი თანდათანობით, რადგან თვითინდუქციის გამო, დენი ნელა მიიღევა (ნახ. 3). თუ კოჭას ინდუქციურობა საკმაოდ დიდია, მაშინ ჩამრთველის გამორთვის მომენტში შესაძლებელია დენის მკვეთრი ზრდა (2 ნათურა ძლიერ აინთება) და მხოლოდ ამის შემდეგ დაიწყებს დენი კლებას (ნახ. 3).

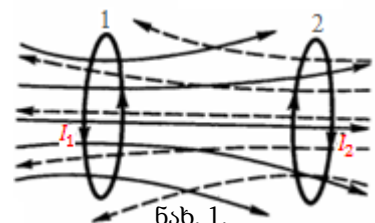


ნახ. 3.

§114. ურთიერთინდუქცია

განვიხილოთ, ერთმანეთთან საკმაოდ ახლოს განლაგებული, ორი (1 და 2) უძრავი კონტური (ნახ. 1). როცა 1 კონტურში გადის I_1 დენი, მაშინ ამ დენის მიერ შექმნილი მაგნიტური ნაკადი (ნახაზზე გამოსახულია უწყვეტი ხაზებით) პროპორციულია I_1 . 2 კონტურის გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი ავლნიშნოთ Φ_{21} , მაშინ შეიძლება დავწეროთ,

$$\Phi_{21} = L_{21}I_1 \quad (1)$$



ნახ. 1.

სადაც, L_{21} - პროპორციულობის კოეფიციენტი.

თუ I_1 დენი იცვლება, მაშინ 2 კონტურში ინდუცირებული $\mathcal{E}_{i2}$ ემძ, ფარადეის კანონის თანახმად ტოლი იქნება,

$$\mathcal{E}_{i2} = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21}\frac{dI_1}{dt} \quad (2)$$

ანალოგიურად, 2 კონტურში I_2 დენის გავლისას, 1 კონტურის გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი (ნახაზზე გამოსახულია პუნქტირით) ტოლი იქნება,

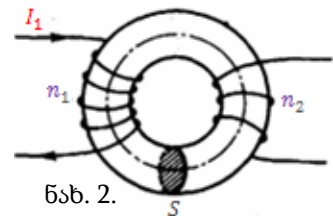
$$\Phi_{12} = L_{12}I_2 \quad (3)$$

თუ I_2 დენი იცვლება, მაშინ 1 კონტურში ინდუცირებული $\mathcal{E}_{i1}$ ემძ, ტოლი იქნება

$$\mathcal{E}_{i1} = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -L_{12}\frac{dI_2}{dt} \quad (3)$$

ერთ კონტურში ემძ-ის წარმოშობის მოვლენას, სხვა კონტურში დენის ძალის ცვლილებისას, ურთიერთინდუქცია ეწოდება. L_{21} და L_{12} პროპორციულობის კოეფიციენტებს კონტურის ურთიერთინდუქციურობა ეწოდებათ. გამოთვლები გვიჩვენებენ, რომ $L_{21} = L_{12}$. L_{12} და L_{21} კოეფიციენტები დამოკიდებულია კონტურის გეომეტრიულ ფორმასა და ზომებზე, ურთიერთგანლაგებაზე, და კონტურის გარემომცველი გარემოს მაგნიტურ შეღწევა-ადობაზე. ურთიერთინდუქციურობის ერთეული იგივეა რაც ინდუქციურობის - ჰენრი (ჰნ). დიდი პრაქტიკული მნიშვნელობა გააჩნია ტოროიდურ გულარზე დახვეული ორი კოჭას ინდუქციურობას (ნახ. 2), რომელიც ტოლია,

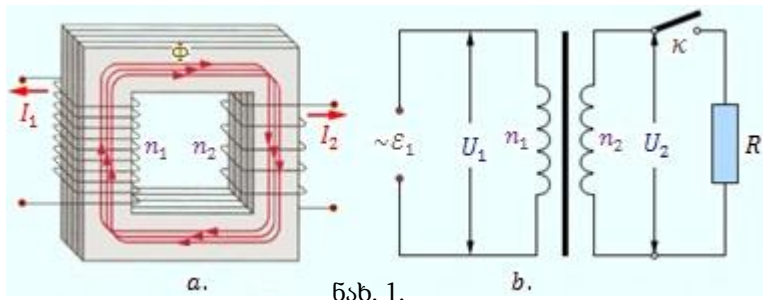
$$L_{12} = L_{21} = \mu_0 \mu \frac{n_1 n_2}{\ell} S$$



§115. ტრანსფორმატორები

ცვლადი დენის ხელსაწყოებს შორის, რომელთაც ფართო გამოყენება ჰპოვეს ტექნიკაში, მნიშვნელოვანი ადგილი უჭირავთ ტრანსფორმატორებს, რომელთა მოქმედებას საფუძვლად უდევს ელექტრომაგნიტური ინდუქცია. ტრანსფორმატორები გამოიყენებიან ცვლადი დენის ძაბვის ასამაღლებლად, ან დასადაბლებლად. ტრანსფორმატორის პრინციპული სქემა ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 1, a). ის შედგება ჩაკეტილი გულარისაგან, რომელზედაც დახვეულია n_1 და n_2 ხვიების მქონე ორი გრაგნილი: პირველადი და მეორეული. პირველადი გრაგნილი მიერთებულია $\mathcal{E}_1(t)$ ემძ-ის ცვლადი ძაბვის წყაროსთან (ნახ. 1, b), ამიტომ, მასში აღიმდგება $I_1(t)$ ცვლადი დენი, რომელიც, ტრანსფორმატორის გულარში ქმნის Φ ცვლად მაგნიტურ ნაკადს, რომელიც პრაქტიკულად მთლიანად ლოკალიზებულია ჩაკეტილ მაგნიტურ გულარში და ცხადია, რომ თითქმის მთლიანად განსჭოლავს პირველადი და მეორეული გრაგნილის ხვიებს. ამ ნაკადის ცვლილება მეორეულ გრაგნილში იწვევს ურთიერთინდუქციის ემძ გაჩენას, ხოლო პირველში კი თვითინდუქციის ემძ-ის.

თუ მეორეული გრაგნილის წრედში ჩავრთავთ R წინაღობის დატვირთვას, მასში წარმოიშობა $I_2(t)$ ცვლადი დენი.



ასეთ შემთხვევაში გულარში სრული მაგნიტური ნაკადი (Φ) იქმნება ორივე დენის მიერ. მაგრამ, ლენცის წესის თანახმად, მეორე გრაგნილში, I_2 დენის მიერ ინდუცირებული Φ_2 მაგნიტური ნაკადი, მიმართულია Φ_1 ნაკადის საპირისპიროდ, ამიტომ,

$$\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$$

ომის კანონის თანახმად, პირველად გრაგნილში დენის ძალა განისაზღვრება გამოსახულებით,

$$\mathcal{E}_1 - \frac{d}{dt}(n_1\Phi) = I_1 R_1$$

სადაც, R_1 - პირველადი გრაგნილის წინაღობაა. $I_1 R_1$ გაცილებით მცირეა სხვა ორ წევრთან შედარებით, ამიტომ

$$\mathcal{E}_1 \approx n_1 \frac{d\Phi}{dt} \quad (1)$$

მეორეულ გრაგნილში წარმოშობილი ურთიერთინდუქციის ემძ ტოლია,

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{d}{dt}(n_2\Phi) = -n_2 \frac{d\Phi}{dt} \quad (2)$$

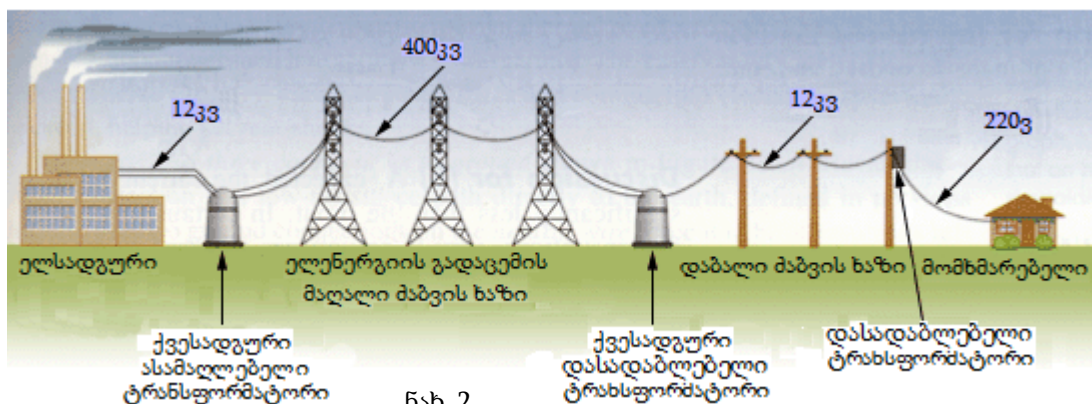
(1) და (2) გამოსახულებებიდან მიიღება, რომ

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{n_2}{n_1} \mathcal{E}_1 \quad (3)$$

სადაც, „-“ ნიშანი გვიჩვენებს, რომ პირველად და მეორეულ გრაგნილებში ემძ-ები ფაზებით საპირისპიროა. n_2/n_1 ფარდობას ტრანსფორმაციის კოეფიციენტი ეწოდება. შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ ტრანსფორმატორის ორვე გრაგნილში სიმძლავრე პრაქტიკულად ერთნაირია $\mathcal{E}_2 I_2 = \mathcal{E}_1 I_1$. სადაც, თუ გავითვალისწინებთ (3) თანაფარდობას მივიღებთ,

$$\frac{\mathcal{E}_2}{\mathcal{E}_1} = \frac{I_1}{I_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

როცა $n_2/n_1 > 1$, საქმე გვაქვს სამაღლებელ ტრანსფორმატორთან (გამოიყენება შორ მანძილებზე ენერგიის გადასაცემად). როცა $n_2/n_1 < 1$, საქმე გვაქვს სადაბლებელ ტრანსფორმატორთან (გამოიყენება ელექტროშემდუღებისას). თანამედროვე ტექნიკაში ფართოდ გამოიყენება სხვადასხვა კონსტრუქციის ტრანსფორმატორებმა. რადიოტექნიკურ მოწყობილობებში გამოიყენებიან მცირე ზომის, 4 ÷ 5 გრაგლიანი, დაბალი სიმძლავრის ტრანსფორმატორები, რომელთაც გააჩნიათ სხვადასხვა მუშა ძაბვა. ერთი გრაგნილისაგან შემდგარ ტრანსფორმატორებს ავტოტრანსფორმატორები ეწოდებათ. ელექტროტექნიკაში ხშირად გამოიყენება ე.წ. სამფაზიანი ტრანსფორმატორები, რომლებიც ერთდროულად სამი, ერთმანეთისადმი 120° კუთხით წანაცვლებული ფაზების მქონე ძაბვის ასამაღლებლად, ან დასადაბლებლად გამოიყენება. მძლავრი სამფაზიანი ტრანსფორმატორები, გამოიყენებიან დიდ მანძილებზე ელექტროენერგიის გადაცემისათვის, რაც



ნახ. 2.

რთულ სამეცნიერო-ტექნიკურ პრობლემას წარმოადგენს. სქემაზე მაღალი ძაბვის ელექტროგადამცემი ხაზის სამი სადენიდან, მხოლოდ ერთია გამოსახული (ნახ. 2). გამტარების გათბობაზე დანაკარგების შეამცირებლად, აუცილებელია გადამცემ ხაზებზე დენის ძალის შემცირება, და ე.ი. ძაბვის გადიდება. ჩვეულებრივ გადაცემის ხაზები გათვლილია $(400 \div 500)$ კვ-ზე. ძაბვის გადიდებისას, გადაცემის ხაზებში იზრდება ჰაერში ენერგიის გადინება - დანაკარგები. ტენიან ამინდებში, გამტარების მახლობლობაში შეიძლება წარმოიშვეს ე.წ. გვირგვინისებრი განმუხტვა.

§116. მაგნიტური ველის ენერგია

გამტარი, რომელშიც გადის დენი, თავის გარემომცველ სივრცეში ქმნის მაგნიტურ ველს. ამასთან, მაგნიტური ველი ჩნდება და ქრება დენის გაჩენასა და გაქრობასთან ერთად. მაგნიტურ ველს, ელექტრული ველის ანალოგიურად გააჩნია ენერგია. მაგნიტური ველის ენერგია ტოლია მუშაობის, რომელიც იხარჯება, დენის მიერ ამ ველის შესაქმნელად.

განვიხილოთ L ინდუქციურობის კონტური, რომელშიც გადის I დენი. კონტურთან დაკავშირებულია მაგნიტური ნაკადი $\Phi = LI$. დენის dI სიდიდით ცვლილებისას, მაგნიტური ნაკადი შეიცვლება $d\Phi = LdI$ სიდიდით. მაგრამ, მაგნიტური ნაკადის $d\Phi$ სიდიდით ცვლილებისათვის, საჭიროა შესრულდეს $dA = Id\Phi = LI dI$ მუშაობა. მაშინ, მაგნიტური ნაკადის შესაქმნელად საჭირო მუშაობა ტოლი იქნება,

$$A = \int_0^I LI dI = \frac{LI^2}{2}$$

ცხადია, რომ კონტურთან დაკავშირებული მაგნიტური ველის ენერგია ასევე ტოლი იქნება,

$$W = \frac{LI^2}{2} \quad (1)$$

მაგნიტური ველის ენერგია შეიძლება წარმოვადგინოთ გარემომცველ გარემოში ველის დამახასიათებელი სიდიდეების ფუნქციის სახით. ამისათვის განვიხილოთ კერძო შემთხვევა - ერთგვაროვანი მაგნიტური ველი, გრძელი სოლენოიდის შიგნით. (1) ფორმულაში თუ გავითვალისწინებთ სოლენოიდის ინდუქციურობის გამოსათვლელი ფორმულას,

$$L = \mu_0 \mu \frac{N^2 S}{\ell}$$

მივიღებთ,

$$W = \frac{1}{2} \mu_0 \mu \frac{N^2 I^2}{\ell} S$$

სადაც,

$$I = \frac{B\ell}{\mu_0 \mu N}, \quad \text{ხოლო, } B = \mu_0 \mu H$$

ამიტომ, გვექნება

$$W = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} V = \frac{BH}{2} V \quad (2)$$

სადაც, $V = S\ell$ - სოლენოიდის მოცულობაა. სოლენოიდის მაგნიტური ველის ენერგია ერთგვაროვანია და კონცენტრირებულია მის შიგნით. ამიტომ, ენერგია მოთავსებულია სოლენოიდის მოცულობაში და განაწილებულია მასში მუდმივი,

$$w = \frac{W}{V} = \frac{B^2}{2\mu_o\mu} = \frac{\mu_o\mu H^2}{2} = \frac{BH}{2} \quad (3)$$

მოცულობითი სიმკვრივით. მას მაგნიტური ენერგიის მოცულობითი სიმკვრივე ეწოდება. ის, მიღებული იქნა ერთგვაროვანი მაგნიტური ველისათვის, მაგრამ, სამართლიანია არაერთგვაროვანი ველების შემთხვევაში და მხოლოდ გარემოებებისათვის, რომელთათვისაც B და H დამოკიდებულება წრფივია, ე.ი. მხოლოდ პარა- და დიამაგნეტიკებისათვის.

§117. მაქსველის განტოლებები

ელექტრული და მაგნიტური ველების გამოვლინების ყველა ფაქტები შეიძლება განვაზოგადოთ რამოდენიმე მტკიცებულების სახით.

1. ელექტრული ველის დამაბულობის (ინდუქციის) ვექტორის ნაკადისათვის გაუსის თეორემის თანახმად, ელექტრული ინდუქციის ვექტორის ნაკადი, ნებისმიერი ჩაკეტილი ზედაპირის გასწვრივ, ამ ზედაპირით გარშემოცული მოცულობის ჯამური მუხტის ტოლია, და არ არის დამოკიდებული განსახილველი ზედაპირის გარეთ განლაგებული მუხტებზე.

$$\Phi_E = \oint_S (\vec{E} \cdot d\vec{S}) = \frac{1}{\epsilon_o} \oint_V \rho dV \quad (1)$$

აქედან გამომდინარეობს ელექტრული ველის მნიშვნელოვანი თვისება: ძალწირები იწყებიან ან მთავრდებიან მხოლოდ ელექტრულ მუხტებზე, ან მიდიან უსასრულობაში.

2. გაუსის თეორემის თანახმად, მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის ნაკადი ნებისმიერი ჩაკეტილი ზედაპირის გასწვრივ ნულის ტოლია,

$$\Phi_B = \int_S (\vec{B}, d\vec{S}) = 0 \quad (2)$$

რაც თავის მხრივ წარმოადგენს იმის მათემატიკურ გამოსახვას, რომ ბუნებაში არ არსებობს მაგნიტური მუხტები - მაგნიტური ველის წყარო.

3. ელექტრული ველის დამაბულობის ვექტორის ცირკულაცია ნებისმიერი ფორმის ჩაკეტილი ტრაექტორიის (კონტურის) გასწვრივ ნულის ტოლია,

$$\int_L (\vec{E} \cdot d\vec{\ell}) = 0 \quad (3)$$

რაც სამართლიანია მხოლოდ პოტენციური ველებისათვის. როცა (3) პირობა არ სრულდება, ველს ეწოდება გრიგალური. (3) განტოლებიდან გამომდინარეობს, რომ ელექტრული ველის დამაბულობის წირები არ შეიძლება იყოს ჩაკეტილი.

4. მაგნიტური ველის ინდუქციის ვექტორის ცირკულაციის თეორემის თანახმად,

$$\oint_{\ell} \vec{B} d\vec{\ell} = \mu_o \int_S \vec{j} d\vec{S} \quad (4)$$

სადაც, $\vec{j}$ - დენის სიმკვრივის ვექტორია. აქედან გამომდინარეობს, რომ გრიგალურ მაგნიტურ ველს ქმნის ელექტრული დენი.

ყველა ოთხივე პირობა ფორმულირებული იყო ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენისას წარმოშობილი თავისებურებების გათვალისწინების გარეშე. თუ გამტარ კონტურს, მაგალი-

თად წრიულს მოვათავსებთ ცვლად მაგნიტურ ნაკადში, მასში აღიმგრება ინდუქციის ემმ, რაც ნიშნავს რომ მასში გადაადგილდებიან ელექტრული მუხტები. მეორეს მხრივ, მუხტების გადაადგილება გვიჩვენებს ელექტრული ველის არსებობას, ამასთან ამ ველის ცირკულაცია კონტურის პერიმეტრის გასწვრივ განმარტების თანახმად ტოლია ინდუქციის ემმ-ს,

$$\oint_l \vec{E} d\vec{\ell} = \varepsilon_i \quad (5)$$

ფარადეის ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონის თანახმად,

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi_m}{dt} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_s (\vec{B}, d\vec{S}) = -\int_s \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} \quad (6)$$

ემმ ინდუქციის (5) მნიშვნელობას თუ გავითვალისწინებთ (6) გამოსახულებაში გვექნება,

$$\oint_l \vec{E} d\vec{\ell} = -\int_s \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} \quad (7)$$

რაც საშუალებას გვადლევს ჩავწეროთ მესამე მტკიცებულება შემდეგი სახით: მაგნიტური ველის ცვლილება იწვევს, გრიგალური ელექტრული ველის წარმოშობას.

შესაძლებელია მეთხე მტკიცებულების კორექტირებაც. მაგალითად, როცა სისტემა არ შეიცავს მუხტებს და დენებს, შეიძლება თუ არა ამ შემთხვევაში ვილაპარაკოთ მაგნიტური ველის წარმოშობის შესახებ. (4) განტოლებაში ასეთი დაშვება არ არის გათვალისწინებული. რეალური ელექტრომაგნიტური ტალღები ვრცელდებიან გარემოში დენებისა და მუხტების გარეშე, და აგრეთვე მატერიალური გარემოს გარეშე. ტალღებისათვის ასეთი ანომალიის ნათელ მაგალითს წარმოადგენს მზის ელექტრომაგნიტური გამოსხივება, რომელიც აღწევს დედამიწას, კოსმოსურ სივრცის კოლოსალური მანძილის გავლისას.

კონდენსატორის შემონაფენებზე მუხტის სიმკვრივესა σ და ელექტრული წანაცვლების სიდიდეს შორის არსებობს მარტივი კავშირი,

$$\sigma = D \quad (8)$$

ყოველ შემონაფენზე სრული მუხტი,

$$q = SD \quad (9)$$

სადაც, S - კონდენსატორის შემონაფენის ფართობია. როცა მუხტი შემონაფენზე იცვლება დროის მიხედვით, მაშინ დენის სიდიდე,

$$i = \frac{dq}{dt} = S \frac{dD}{dt} \quad (10)$$

თუ დენის ძალის ნაცვლად ვისარგებლებთ მისი სიმკვრივით, მაშინ (10) განტოლება ვექტორული ფორმით ასე ჩაიწერება,

$$\vec{J}_c = \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (11)$$

სადაც, $\vec{J}_c$ სიდიდე წარმოადგენს წანაცვლების დენის სიმკვრივეს. ამრიგად, (11) განტოლება გვიჩვენებს, რომ დროით ცვლადი ელექტრული ველი იწვევს ისეთივე მაგნიტურ ველს, როგორსაც $\vec{J}_c$ სიმკვრივის გამტარებლობის დენი. უფრო ზუსტად ელექტრული ველი შეიძლება იყოს ცვლადი არა მხოლოდ დროში, არამედ შეიძლება იცვლებოდეს კოორდინატების მიხედვით. ამიტომ (11) განტოლება შეიძლება ჩავწეროთ უფრო ზოგადი ფორმით,

$$\vec{J}_c = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (12)$$

ან,

$$\vec{J}_c = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (13)$$

წანაცვლების დენის სიმკვრივეს გააჩნია იგივე განზომილება, რაც გამტარებლობის დენის სიმკვრივეს, ეს იმნავს, რომ გამტარებლობის დენის სიმკვრივის წირები გამტარში მდოვრედ გადადიან კონდენსატორის შემონაფენებს შორის სივრცეში წანაცვლების დენის წირებში. ამრიგად, გამტარში არსებობს ორი დენი, გამტარებლობის დენი და წანაცვლების დენი,

$$\vec{J}_\Sigma = \vec{J} + \vec{J}_c = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{J} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (14)$$

განხილული მსჯელობის საფუძველზე მეოთხე მტკიცებულება შეიძლება ჩამოვაყალიბოთ შემდეგი სახით, გრიგალური მაგნიტური ველი იქმნება ჯამური ველით, ე.ი. გამტარებლობის დენით და ცვლადი ელექტრული ველით,

$$\oint_{\ell} \vec{B} d\vec{\ell} = \mu_0 \int_S \vec{J} d\vec{S} + \mu_0 \varepsilon_0 \int_S \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} d\vec{S} \quad (15)$$

ამრიგად, ზემოთ ფორმულირებული (1), (2) (3) და (4) განტოლებები შემდეგნაირად ჩაიწერება,

$$I. \oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_S \rho dV; II. \oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0; III. \oint_S \vec{E} d\vec{\ell} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}; IV. \oint_{\ell} \vec{B} d\vec{\ell} = \mu_0 \int_S \left(\vec{J} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) d\vec{S}$$

და წარმოადგენენ მაქსველის განტოლებებს ინტეგრალური ფორმით.

მაქსველის განტოლებები ელექტრომაგნეტიზმში ისეთივე როლს თამაშობს, როგორსაც ნიუტონის თეორია მექანიკაში. მაქსველის თეორია წარმოადგენს ფენომენოლოგიურს, მასში არ განიხილება მოლეკულურ, ატომურ და ბირთვულ დონეზე მიმდინარე პროცესები. მაქსველის თეორიაში გარემოს ფიზიკური პარამეტრები მოცემულია სამი მახასიათებლებით: $\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}$, $\varepsilon = \vec{D}/\vec{E}$, $\gamma = 1/\rho$. სადაც იგულისხმება, რომ გარემოს დიელექტრიკული შეღწევადობა ε , გარემოს მაგნიტური შეღწევადობა μ და გარემოს კუთრი წინაღობა ρ განსაზღვრულია ცდებით.

მაქსველის განტოლებები ჩაიწერება აგრეთვე დიფერენციალური ფორმით და ამყარებს კავშირს ველის მახასიათებლებსა და ელექტრული მუხტების სიმკვრივეების და დენებს შორის კავშირს, ველით დაკავებული სივრცის ყოველ წერტილში. მაქსველმა განტოლებების ჩაწერის ინტეგრალური ფორმიდან, დიფერენციალურ ფორმაზე გადასვლისას გამოიყენა ვექტორული ანალიზის ორი ძირითადი თეორემა: სტოქსის თეორემა და გაუსის თეორემა.

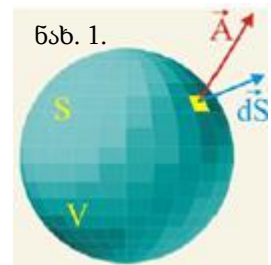
გაუსის თეორემის თანახმად, ვექტორული ველის მახასიათებელი ვექტორის ნაკადი (ნახ. 1), ამ ველში აზრობრივად გავლებული ჩაკეტილი ზედაპირის გასწვრივ ტოლია, განსახილველი ვექტორის დივერგენციიდან ინტეგრალის, ამ ზედაპირით შემოსაზღვრული მოცულობის მიხედვით,

$$\int_S \vec{A} d\vec{S} = \int_V \text{div} \vec{A} dV \quad (16)$$

დივერგენცია (*div*) არის რიცხვი, რომელიც ახასიათებს ვექტორული სიდიდის ნაკადის ცვლილებას მოცემულ წერტილში.

$$\text{div} \vec{A} = \lim_{V_i \rightarrow 0} \frac{1}{V_i} \int_{S_i} \vec{A} d\vec{S}_i \quad (17)$$

სადაც, V_i - მოცულობაა, რომელშიც იმყოფება განსახილველი წერტილი, S_i - ამ მოცულობის ზე-



დაპირი, რომელზედაც აიღება ზედაპირული ინტეგრალი. $\text{div}\vec{A}$ სკალარული სიდიდეა. როცა $\text{div}\vec{A} > 0$, ველის მოცემულ წერტილში არსებობენ წყაროები და სწორედ ამ წერტილში იწყება ვექტორული წირები, ხოლო, როცა $\text{div}\vec{A} < 0$ წერტილი წარმოადგენს ჩამონადენს, ვექტორული წირები ამ წერტილში მთავრდებიან.

იმ შემთხვევაში, როცა განსახილველი ვექტორი მოცემულია $\{A_x, A_y, A_z\}$ კოორდინტული ფორმით, პროექციების სახით, დივერგენცია განისაზღვრება

$$\text{div}\vec{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$$

განტოლებით, რომელიც უფრო კომპაქტური ფორმით ჩაიწერება

$$\text{div}\vec{A} = \nabla \vec{A}$$

ოპერატორის საშუალებით, სადაც,

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}$$

დივერგენციის ცნების გამოყენებით, გაუსის თეორემა ელექტრული ველისათვის შეიძლება ჩავწეროთ დიფერენციალური ფორმით. მაგალითად, როცა მუხტის სიმკვრივე მუდმივია, მაშინ მაქსველის პირველი განტოლება შეიძლება ასე ჩავწეროთ,

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \int_V dV = \frac{\rho V}{\epsilon_0}$$

მიღებული განტოლება გავყოთ V მოცულობაზე,

$$\frac{1}{V} \oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

და $1/V$ სიდიდე შევიტანოთ ინტეგრალის ნიშნის ქვეშ,

$$\oint_S \frac{1}{V} \vec{E} d\vec{S} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (18)$$

მიღებულ განტოლებას თუ შევადარებთ (17) დივერგენციის განტოლებას, მივიღებთ გაუსის თეორემის გამოსახულებას დიფერენციალური ფორმით,

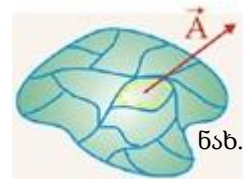
$$\text{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (19)$$

სტოქსის თეორემის თანახმად, ველის მახასიათებელი $\vec{A}$ ვექტორის ცირკულაცია, ნებისმიერი ჩაკეტილი L კონტურის გასწვრივ, L ამ კონტურით შემოსაზღვრული S ზედაპირის გასწვრივ (ნახ. 2), $\text{rot}\vec{A}$ ვექტორის ნაკადის ტოლია,

$$\int_S \vec{A} d\vec{\ell} = \int_V \text{rot}\vec{A} d\vec{S} \quad (20)$$

სადაც,

$$\text{rot}\vec{A} = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta S} \oint_L (\vec{A}, d\vec{\ell}) \quad (21)$$



როტორის ქვეშ იგულისხმება ვექტორული ველის გრიგალი - რაღაც ვექტორი, რომელიც ახასიათებს ბრუნვით მოძრაობას ველის განსახილველ წერტილში. დეკარტეს კოორდინატთა სისტემაში, როტორი შემდეგი ოპერატორით გამოისახება,

$$rot \vec{E} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix} = \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) \vec{i} + \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) \vec{j} + \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \vec{k}$$

დივრგენციისა და როტორის ცნებების გამოყენებით მაქსველის განტოლებები დიფერენციალური ფორმით შემდეგნაირად ჩაიწერება,

$$I. div \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_o}; II. div \vec{B} = 0; III. rot \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; IV. rot \vec{B} = \mu_o \left(\vec{j} + \varepsilon_o \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$$

ნაწილი IV. ოპტიკა.

§118. შესავალი. სინათლის ბუნების შესახებ წარმოდგენათა განვითარების მოკლე ისტორია

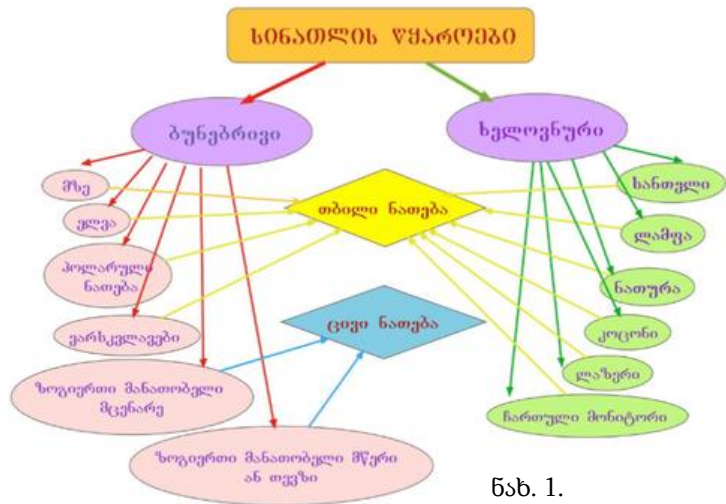
ოპტიკა არის ფიზიკის ნაწილი, რომელიც შეისწავლის სინათლის ბუნებას, გამოსხივების, გავრცელების და შთანთქმის კანონზომიერებებს. სინათლე მნიშვნელოვან როლს თამაშობს ჩვენს ცხოვრებაში. ოპტიკა არის ერთერთი უძველესი მეცნიერება, რომელიც მთელი თავისი განვითარების განმავლობაში მჭიდროდ იყო დაკავშირებული პრაქტიკული მოთხოვნილებებთან. სინათლის ბუნების შესახებ პირველი შეხედულებები არსებობდა ძველ საბერძნეთსა და ეგვიპტეში. სხვადასხვა ოპტიკური ხელსაწყოების (პარაბოლური სარკის, მიკროსკოპის, საჭკრეტი მილის) გამოგონებებისა და გაუმჯობესებისას, ეს შეხედულებები შემდგომში განვითარებული და ტრანსფორმირებული იქნა და XVIII-ის ბოლოს წარმოიშვა სინათლის ბუნების შესახებ ორი თეორია: კორპუსკულური და ტალღური. კორპუსკულური თეორიის ფუძემდებელი იყო ინგლისელი მეცნიერი ი. ნიუტონი (1643-1727), რომლის თანახმადაც სინათლე წარმოადგენდა მნათი სხეულების მიერ გამოსხივებული ნაწილაკების (კორპუსკულების) ნაკადს, რომლებიც მოძრაობენ სივრცეში და ურთიერთქმედებენ ნივთიერებასთან მექანიკის კანონების თანახმად. ამ თეორიით კარგად აიხსნებოდა სინათლის წრფივი გავრცელება, არეკვლა და გარდატეხა. სინათლის ტალღური ბუნების შესახებ ჰიპოთეზა გამოთქმული იქნა ინგლისელი მეცნიერის რ. ჰუკის (1635-1703) მიერ, ხოლო, შემდგომი განვითარება ჰპოვა ნიდერლანდიელი ფიზიკოსის ქ. ჰიუგენსის (1629-1695), ფრანგი ფიზიკოსის ო.ფრენელის (1788-1827) და ინგლისელი მეცნიერის თ. იუნგის (1773-1829) შრომებში. ტალღური თეორიის თანახმად, სინათლე განიხილებოდა როგორც მექანიკური ტალღების ანალოგიური ტალღური პროცესი.

სინათლის ბუნების ახსნაში მნიშვნელოვანი როლი ითამაშა მისი სიჩქარის ცდით განსაზღვრამ. მაქსველის განტოლებებიდან გამომდინარე, ტალღური თეორიით მიღებული იქნა ელექტრომაგნიტური ტალღების სიჩქარე ვაკუუმში, რომელიც $v = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ სიდიდის ტოლი აღმოჩნდა (თანამედროვე აღნიშვნებით, რომელსაც იმ დროს ელექტროდინამიკური მუდმივა ეწოდებოდა). ვაკუუმისათვის $\epsilon = 1$ და $\mu = 1$, ამიტომ ცხადია, რომ ელექტრომაგნიტური ტალღების სიჩქარე ვაკუუმში $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0} \approx 3 \cdot 10^8$ მ/წმ. მისი რიცხვითი მნიშვნელობა ($3.1 \cdot 10^8$ მ/წმ) მიღებული იქნა რამდენადმე ადრე (1856წ) გერმანელი ფიზიკოსების ვ.ე. ვებერისა (1804-1891) და რ.გ. კოლრაუშის (1809-1858) მიერ ექსპერიმენტულად, ელექტრომაგნიტური გაზომვების საფუძველზე. რაც თითქმის დაემთხვა ვაკუუმში სინათლის სიჩქარეს ($c = 3.15 \cdot 10^8$ მ/წმ) მნიშვნელობას, რომელიც მიღებული იყო ფრანგი მეცნიერის ი.ლ. ფიზოს (1819-1896) მიერ, ასევე ექსპერიმენტული გაზომვებით (1849წ.). თანამედროვე ლაზერული ტექნიკა საშუალებას გვაძლევს გავზომოთ სინათლის სიჩქარე ძალიან მაღალი სიზუსტით, სინათლის ტალღის სიგრძის (λ) და სიხშირის (ν) დამოუკიდებელი გაზომვების საფუძველზე ($c = \lambda\nu$). ასეთი გზებით ვაკუუმში სინათლის სიჩქარის მნიშვნელობად მიღებულია $c = 299792458 \pm 1.2$ მ/წმ. ელექტრომაგნიტური ტალღების და სინათლის თვისებების მეორე მნიშვნელოვანი თანამთხვევა განპირობებულია ტალღების განივობით. ელექტრომაგნიტური ტალღების განივობა გამომდინარეობს ასევე მაქსველის განტოლებებიდან, ხოლო სინათლის ტალღების განივობა დადასტურდა სინათლის პოლარიზაციის ცდებიდან (თ. იუნგი, 1817წ.). ამ ორი ფაქტის საფუძველზე მაქსველი მივიდა დასკვნამდის, რომ სინათლე წარმოადგენდა ელექტრომაგნიტურ ტალღას.

თანამედროვე შეხედულებების თანახმად სინათლეს გააჩნია ორმაგი ბუნება - კორპუსკულური და ტალღური. ერთის მხრივ სინათლე წარმოიდგინება როგორც განივი მონოქრომატული

ელექტრომაგნიტურ ტალღა, რომლის გავრცელების სიჩქარე ვაკუუმში მუდმივია, ხოლო, მეორეს მხრივ კი როგორც ნაწილაკების - სინათლის კვანტების (ფოტონების - განსაზღვრული ენერგიის და ნულოვანი მასის ნაწილაკების) ნაკადი. რიგ მოვლენებში (ინტერფერენცია, დიფრაქცია, პოლარიზაცია, დისპერსია) სინათლე ამჟღავნებს ტალღურ თვისებებს, ხოლო, სხვა მოვლენებში (ფოტოეფექტი, კომპტონის ეფექტი, სინათლის წნევა, გამოსხივებისა და შთანთქმის ხაზოვანი სპექტრები) - ნაწილაკის თვისებებს. ამჟამად დადგენილია, რომ კორპუსკულურტალღური ბუნება დამახასიათებელია აგრეთვე ნებისმიერი ელემენტარული ნაწილაკისათვის.

ენერგიის ერთერთ სახეს წარმოადგენს გამოსხივება (ბუნებრივი და ხელოვნური წარმოშობის სხეულების მიერ გამოსხივებული). ასეთ სხეულებს გამოსხივების წყაროები ეწოდებათ (ნახ. 1). გამოსხივების ყველასათვის ცნობილ ბუნებრივ წყაროებს წარმოადგენენ მზე, მთვარე, დედამიწა, პლანეტები და თანავარსკვლავედები, ცა, ღრუბლები, პოლარული ნათება. ოპტიკური გამოსხივების ხელოვნური წყაროები შეიძლება იყოს სითბური, ლუმინესცენციური და აირგანმუხტავი. მათ მიეკუთვნებიან აგრეთვე შუქდიოდები და ლაზერები.



ნახ. 1.

გამოსხივების მიმღებად შეიძლება ჩავთვალოთ ცოცხალი და არაცოცხალი ბუნების ყველა სხეული (რომლებიც შთანთქავენ გამოსხივებას). გამოსხივების მოქმედების ტიპის მიხედვით განასხვავებენ სითბურ (ბოლომეტრები, თერმოელემენტები, თერმორეზისტორები და სხვ.), ფოტოელექტრულ (ფოტოელემენტები, ფოტომამრავლები, ფოტოწინაღობები) და ფოტოგრაფულ (ფოტოგრაფული შრეები, ფენები) მიმღებებს. ცოცხალი ბუნების მიმღებებს შორის პირველ რიგში შეიძლება დავასახელოთ თვალი (თვალის ბადურა), ადამიანის კანი და მცენარეთა ფოთლები. გამოსხივების მიმღებებს გააჩნიათ, გამოსხივების ენერგიის გარდაქმნის სხვადასხვა მექანიზმი.

სინათლე გამოსხივდება გახურებულ, ან აგზნებულ მდგომარეობაში მყოფი სხეულების მიერ. ჩვენს ძირითად სინათლის წყაროს წარმოადგენს მზე. დედამიწის ატმოსფეროში გავლის შემდეგ მზის გამოსხივების სპექტრი განიცდის მნიშვნელოვან ცვლილებას ატმოსფეროს მოლეკულებთან და ნაწილაკებთან სინათლის გაბნევის და შთანთქმის შედეგად. დედამიწის ზედაპირზე მზის გამოსხივების ძირითადი ენერგია კონცენტრირებულია 500 ნმ სიგრძის ტალღის მახლობლობაში. ამიტომ, ხანგრძლივი ევოლუციის შედეგად ადამიანს და სხვა ცხოველებს გაუჩნდათ $\lambda = (380 \div 760)$ ნმ დიაპაზონის ელექტრომაგნიტური ტალღების აღქმის უნარი, რომელსაც ხილულ დიაპაზონი ეწოდება. ხილულ დიაპაზონის ელექტრომაგნიტური ტალღებს, სინათლე ეწოდება. მაგრამ, ოპტიკაში სინათლის ქვეშ ივლისხმება არა მხოლოდ ხილული სინათლე, არამედ მასთან მიმდებარე ელექტრომაგნიტური გამოსხივების სპექტრის ფართო დიაპაზონი - ინფრაწითელი (780 ნმ $\div$ 1 მმ) და ულტრაიისფერი (100 $\div$ 380) ნმ, რომელსაც აგრეთვე სპექტრის ოპტიკური არე ეწოდება. ოპტიკურ დიაპაზონს მიეკუთვნება ვაკუუმში 10 ნმ-დან, 1 მმ-მდე ტა-

ლლის სიგრძის გამოსხივება. თავისი ფიზიკური თვისებებით სინათლე პრინციპულად განურჩეველია სხვა დიაპაზონის ელექტრომაგნიტური გამოსხივებისაგან - სპექტრის სხვადასხვა უბნები განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან მხოლოდ ტალღის სიგრძით λ , ან სიხშირით ν (ნახ. 2).

ოპტიკაში გამოიყენება როგორც როგორც წრიული (ციკლური) სიხშირე,

$$\omega = 2\pi/T$$

სადაც, T - ტალღის რხევის პერიოდი; ასევე სიხშირე,

$$\nu = 1/T$$

წრიული სიხშირე და სიხშირე დაკავშირებულია ერთმანეთთან თანაფარდობით,

$$\omega = 2\pi\nu$$

სიხშირე გამოსახება ჰერცებში ($1\text{ჰ} = 1\text{წმ}^{-1}$). სინათლის ტალღის სიგრძე ტოლია,

$$\lambda = cT$$

სადაც, $c = 3 \cdot 10^8$ მ/წმ - სინათლის სიჩქარე ვაკუუმში. მაშინ ხილული დიაპაზონისათვის მიიღება, რომ

$$\nu = (4 \div 8) \cdot 10^{14}\text{ჰ}, \text{ ან } \omega = (2.5 \div 5.0) \cdot 10^{15}\text{წმ}^{-1}$$

ვაკუუმში სინათლის სიჩქარის, გარემოში სინათლის სიჩქარესთან ფარდობას, გარემოს აბსოლუტური გარდატეხის მაჩვენებელი ეწოდება,

$$n = \frac{c}{v}$$

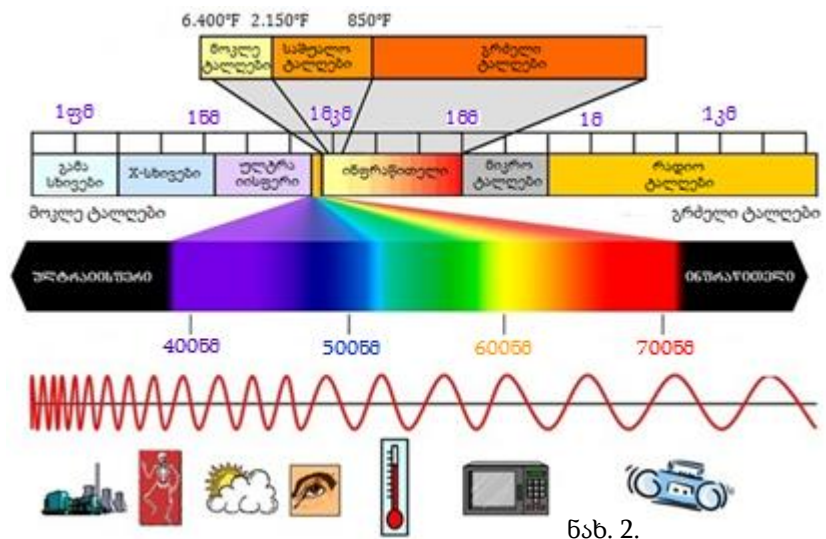
სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ და $v = 1/\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}$ მნიშვნელობებს, გვექნება

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}$$

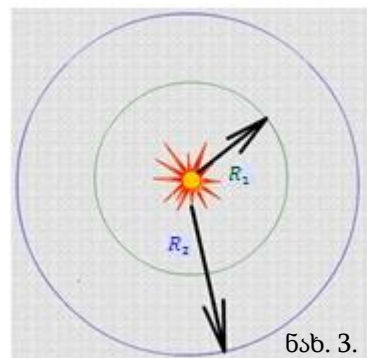
არამაგნიტური გარემოებისათვის ($\mu = 1$) კი, $n = \sqrt{\epsilon}$.

გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელი დამოკიდებულია სინათლის სიხშირეზე $n = n(\nu)$. პრაქტიკული თვალსაზრისით მიღებულია, რომ გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელი წარმოადგენს ტალღის სიგრძის ფუნქციას $n = n(\lambda)$.

ფიზიკის სხვადასხვა ნაწილების შესწავლისას ჩვენ უკვე გამოვიყენეთ რიგი იდეალიზებული მოდელები (ნივთიერი წერტილი, იდეალური აირი, წერტილოვანი მუხტი, აბსოლუტურად შავი სხეული და სხვ.), რომლებიც დაგვეხმარა ფიზიკური მოვლენების და კანონების განხილვისას. ფოტომეტრიაში მოსახერხებელია გამოვიყენოთ კიდევ ერთი იდეალიზაცია - წერტილოვანი წყარო. სინათლის წყაროს, რომლის ზომები დაკვირვების წერტილის მანძილთან შედარებით შეიძლება უგულებელვყოთ, და რომელიც ყველა მიმართულებით ერთნაირად გამოსხივებს სინათლეს, სინათლის წერტილოვან წყარო ეწოდება (ნახ. 3). მაგალითად, თუ 10სმ



ნახ. 2.

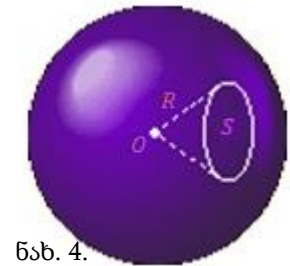


ნახ. 3.

დიაპეტრის ნათურა ანათებს ზედაპირს 100მ მანძილზე, მაშინ ეს ნათურა შეიძლება ჩავთვალოთ წერტილოვან წყაროდ. მაგრამ, თუ ზედაპირამდე მანძილი 50სმ-ია, მაშინ ის არ შეიძლება ჩავთვალოთ წერტილოვან წყაროდ. სინათლის წერტილოვანი წყაროების ტიპური მაგალითია - ვარსკვლავები.

სინათლის წყაროს მიერ, სხვადასხვა მიმართულებით გამოსხივებული სინათლის დასახასიათებლად გამოიყენება სხეულოვანი კუთხის ცნება. განვიხილოთ R რადიუსის სფერო (ნახ. 4). ამ სფეროს შიგნით წარმოვიდგინოთ კონუსი, რომლის წვერო მოთავსებულია სფეროს ცენტრში, ხოლო, სფეროს ზედაპირზე ამოჭრის რაღაც S ფართობს. კონუსის ზედაპირით შემოსაზღვრულ სივრცის არეს, სხეულოვანი კუთხე ეწოდება და ტოლია, აღნიშნული ფართობის, სფეროს რადიუსის კვადრატთან ფარდობის,

$$\Omega = \frac{S}{R^2}$$



ნახ. 4.

სხეულოვანი კუთხის მნიშვნელობა არ არის დამოკიდებული სფეროს რადიუსზე, რადგან მის მიერ ამოჭრილი ფართობი, რადიუსის კვადრატის პროპორციულია. სხეულოვანი კუთხის ერთეულია სტერადიანი (სტრ.). სრული სხეულოვანი კუთხე, რომელიც მოიცავს წერტილის გარშემო მთელ სივრცეს ტოლია,

$$\Omega = \frac{S}{R^2} = \frac{4\pi R^2}{R^2} = 4\pi \text{ სტრ}$$

ოპტიკა იყოფა გეომეტრიულ და ფიზიკურ ოპტიკად. გეომეტრიული (ან, სხივური) ოპტიკა შეისწავლის გამჭვირვალე გარემოში სინათლის წრფივად გავრცელების, არეკვლისა და გარდატეხის ძირითად კანონებს. ამასთან, სინათლე განიხილება როგორც სინათლის სხივების - წრფეების ერთობლიობა, რომელთა გასწვრივაც ვრცელდება სინათლე. ფიზიკური ოპტიკა შეისწავლის სინათლის ბუნებასთან დაკავშირებულ საკითხებს და ოპტიკურ მოვლენებს. ამასთან დაკავშირებით განასხვავებენ ტალღურ და კვანტურ ოპტიკას. ტალღური ოპტიკა შეისწავლის ოპტიკურ მოვლენებს, სადაც მჟღავნდება სინათლის ტალღური თვისებები - ინტერფერენცია, დიფრაქცია, პოლარიზაცია და დისპერსია. ტალღურ ოპტიკას საფუძვლად უდევს მაქსველის განტოლებები და მათგან გამომდინარე თანაფარდობები, ოპტიკური დიაპაზონის ელექტრომაგნიტური ტალღებისათვის. კვანტური ოპტიკა შეისწავლის მოვლენებს, სადაც მჟღავნდება სინათლის კვანტური თვისებები (სითბური გამოსხივება, ფოტოეფექტი, კომპტონის ეფექტი, რამანის ეფექტი, ფოტოქიმიური პროცესები, იძულებითი გამოსხივება და სხვ.). შეიძლება ითქვას, რომ კვანტური ოპტიკა არის სინათლის კვანტური ფიზიკა. სწორედ სინათლისათვის, უფრო ზუსტად, ელექტრომაგნიტური ველისათვის გამოითქვა პირველად იდეა, რომ სინათლის გამოსხივება ხდება პორციებით - კვანტებით.

თავი 17. ფოტომეტრია. ძირითადი ფოტომეტრული ცნებები, სიდიდეები და ერთეულები.

§119. სინათლის ენერგეტიკული სიდიდეები

ფოტომეტრია არის ოპტიკის ნაწილი, სადაც განიხილება ოპტიკური გამოსხივების ენერგეტიკული მახასიათებლები. ფოტომეტრიის, როგორც მეცნიერების დამოუკიდებელი დარგის ჩამოყალიბება დაიწყო მხოლოდ XVIII საუკუნეში, სინათლის გავრცელების ძირითადი კანონების დადგენის და სპექტრის ხილულ ნაწილში ელექტრომაგნიტური გამოსხივების გაზომვების მი-

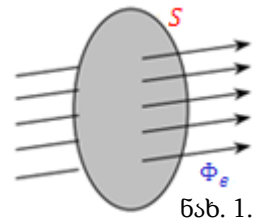
ზნით. ფოტომეტრიის ფუძემდებლად ითვლება ფრანგი ფიზიკოსი-მეცნიერი პ. ბუგერი (1698-1758), რომელმაც შემოიღო სინათლის ძალის, განათებულობისა და სიკაშკაშის ცნებები. მის მიერ მიღებული იქნა ოპტიკურად ერთგვაროვან გარემოში სინათლის შესუსტების კანონი. მოგვიანებით გერმანელი მეცნიერის ი. ლამბერტის (1728-1777) მიერ განვითარებული და გაუმჯობესებული იქნა ფოტომეტრიის თეორიული საფუძვლები. ფოტომეტრიის საკითხები კვლავ განვითარებული იქნა XX საუკუნის დასაწყისში - სამუშაო, სამრეწველო და საყოფაცხოვრებო შუქტექნიკის განვითარების მოთხოვნილებებიდან გამომდინარე. თანამედროვე თეორიული ფოტომეტრია განიცდის განვითარებას ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ტალღური და კვანტური თვისებების საფუძველზე. ჩვეულებრივ, ფოტომეტრიაში განიხილება თვალზე და სხვა ოპტიკურ ხელსაწყოებზე, ხილული დიაპაზონის ელექტრომაგნიტური ტალღების მოქმედება. რომელთა განსასაზღვრავად გამოიყენება ორი მეთოდი: ობიექტური და სუბიექტური, ანუ, ვიზუალური. პირველ შემთხვევაში გამოსხივების ენერგიის სიდიდე განისაზღვრება, ელექტრომაგნიტური ტალღის ფოტომიმდებზე მოქმედების საფუძველზე. ვიზუალური მეთოდის გამოყენებისას კი, ტალღის ენერგიის მახასიათებელი სიდიდეების შეფასება ხდება ადამიანის მხედველობითი აღქმის საშუალებით. მაგალითად, 400°C-მდე ტემპერატურამდე გახურებული სხეული წარმოადგენს ინფრაწითელი სხივების საკმაოდ ინტენსიურ წყაროს, მაგრამ ეს სხივები უხილავია - მხედველობით არ აღიქმება. გაზომვისას გამოყენებული მეთოდის მიხედვით გამოიყენება ორი ტიპის ფოტომეტრული სიდიდეები: ენერგეტიკული - რომელიც ახასიათებს ოპტიკური გამოსხივების ენერგეტიკულ მახასიათებლებს, გამოსხივების, მიმღებზე მისი მოქმედების მიუხედავად, და სინათლის - რომელიც ახასიათებს სინათლის ფიზიოლოგიურ მოქმედებას და რომლის შეფასება ხდება თვალზე, ან სხვა მიმღებზე ზემოქმედებით. ენერგეტიკული სიდიდეები აღინიშნებიან „e“ ინდექსით, მაგალითად, X_e . ხოლო, ფოტომეტრული სიდიდეები კი აღინიშნებიან ენერგეტიკული სიდიდეების ანალოგიურად, „v“ ინდექსით, ან ინდექსის გარეშე.

ენერგეტიკული ნაკადი წარმოადგენს ერთ-ერთ ძირითად ენერგეტიკულ სიდიდეს, ახასიათებს ოპტიკური გამოსხივების მიერ რაიმე ზედაპირზე გადატანილ სიმძლავრეს (ნახ. 1), აღინიშნება Φ_e სიმბოლოთი და რიცხობრივად ტოლია,

$$\Phi_e = \frac{dW}{dt} \quad (1)$$

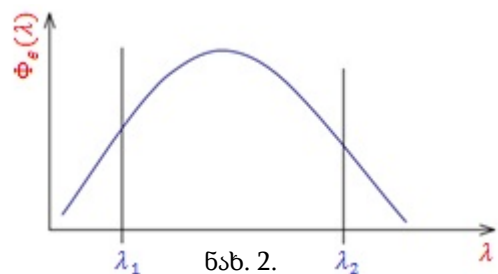
სადაც, dW - რაიმე S ფართობის ზედაპირზე, dt დროის განმავლობაში გადატანილი გამოსხივების ენერგიაა. გამოსხივების ენერგეტიკული ნაკადის ერთეულია ვატი (ვტ). როცა ნაკადი სტაციონარულია - არ იცვლება დროის მიხედვით, მაშინ ნაკადი ტოლია,

$$\Phi_e = \frac{W}{t} \quad (2)$$



ნახ. 1.

პრაქტიკაში, ფოტომეტრიაში გამოყენებული წყაროები არ არიან მონოქრომატულები, რადგან, სინათლის ენერგია გადაიტანება სპექტრის განსაზღვრულ ინტერვალში მოთავსებული სხვადასხვა სიგრძის ტალღების მიერ. ამიტომ, ენერგიის განაწილება ტალღის სიგრძეების მიხედვით არაერთგვაროვანია და შეიძლება დავახასიათოთ განაწილების ფუნქციით, რომელსაც შესაბამისი სიდიდის სპექტრული სიმკვრივე ეწოდება (ნახ. 2). სპექტრული სიმკვრივის



ნახ. 2.

აღსანიშნავად გამოიყენება შესაბამისი სიდიდის ასოითი აღნიშვნა. რაიმე X_e ენერგეტიკული (ფოტომეტრული) სიდიდის სპექტრული სიმკვრივე განისაზღვრება λ და $\lambda + d\lambda$ ტალღის სიგრძეებს შორის მოთავსებულ, ტალღის სიგრძის მცირე $d\lambda$ სპექტრულ ინტერვალზე მოსული $dX_e(\lambda)$ სიდიდით,

$$X_{e,\lambda}(\lambda) = \frac{dX_e(\lambda)}{d\lambda} \quad (3)$$

სპექტრის წერტილები შეიძლება მოცემული იყოს მათი ტალღის სიგრძით, სიხშირით, გამოსხივების კვანტის ენერგიით, ტალღური რიცხვით და სხვა. ტალღის სიგრძის შემთხვევაში, გამოსხივების ნაკადის სპექტრული სიმკვრივისათვის გვექნება,

$$\Phi_{e,\lambda}(\lambda) = \frac{d\Phi_e(\lambda)}{d\lambda} \quad (4)$$

ხოლო, სიხშირის შემთხვევაში კი,

$$\Phi_{e,\nu}(\nu) = \frac{d\Phi_e(\nu)}{d\nu} \quad (5)$$

$\lambda_1 \div \lambda_2$ ინტერვალში გამოსხივებული სრული ნაკადი ტოლი იქნება,

$$\Phi_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda \quad (6)$$

ამასთან, მხედველობაში უნდა მივიღოთ, რომ

$$\Phi_{e,\nu}(\nu) \neq \Phi_{e,\lambda}(\lambda)$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ

$$\Phi_{e,\lambda}(\lambda) = \Phi_{e,\nu}(\nu) \frac{d\nu}{d\lambda} \text{ და } \lambda = \frac{c}{\nu}$$

გვექნება,

$$\Phi_{e,\lambda}(\lambda) = -\frac{c}{\lambda^2} \Phi_{e,\nu}(\nu)$$

სადაც, ნიშანი „-“ გვიჩვენებს, რომ ტალღის სიგრძის გაზრდისას, სიხშირე მცირდება.

გამოსხივების ნაკადის, სპექტრული განაწილების მიხედვით, წყაროები იყოფიან სამ კლასად: ხაზოვან, ზოლოვან და უწყვეტ სპექტრებად. ხაზოვანი სპექტრის მქონე წყაროს გამოსხივების ნაკადი შედგება ცალკეული ხაზების მონოქრომატული ნაკადებისაგან:

$$\Phi_e = \Phi_{\lambda_1} + \Phi_{\lambda_2} + \dots + \Phi_{\lambda_n}$$

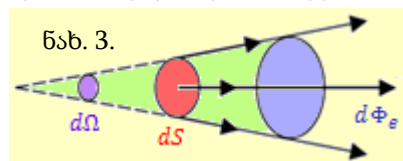
სადაც, Φ_{λ} - არის გამოსხივების მონოქრომატული ნაკადი; Φ_e - გამოსხივების ნაკადი. წყვეტილი და ზოლოვანი სპექტრის მქონე გამოსხივების ნაკადის სპექტრული განაწილების დასახასიათებლად სარგებლობენ გამოსხივების ნაკადის სპექტრული სიმკვრივით.

ენერგეტიკული სინათლის ძალა წარმოადგენს გამოსხივების წერტილოვანი წყაროების მახასიათებელ სიდიდეს, და რიცხობრივად ტოლია, წერტილოვანი წყაროს მიერ, $d\Omega$ სხეულოვან კუთხით გამოსხივებული $d\Phi_e$ ენერგეტიკული ნაკადის, ამ სხეულოვან კუთხესთან ფარდობის (ნახ. 3),

$$J_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega} \quad (7)$$

ენერგეტიკული სინათლის ძალის ერთეულია ვტ · სტრ⁻¹. წყაროები, რომელთა გამოსხივების ძალა ერთნაირია ყველა მიმართულებით, იზოტროპული ეწოდება. ასეთი წყაროებისათვის,

$$J_e = \frac{\Phi_e}{\Omega} \quad (8)$$



რადგან სრული სხეულოვანი კუთხე ტოლია 4π , ამიტომ იზოტროპული წყაროებისათვის,

$$J_e = \frac{\Phi_e}{4\pi} \quad (9)$$

აქედან ცხადია, რომ იზოტროპული წყაროს მიერ ყველა მიმართულებით გამოსხივებული სინათლის ნაკადი ტოლი იქნება,

$$\Phi_e = 4\pi J_e \quad (10)$$

სიდიდეს, რომელიც გვიჩვენებს გამოსხივების ენერგეტიკული ძალის, სპექტრის მიხედვით განაწილებას, ენერგეტიკული სინათლის ძალის სპექტრული სიმკვრივე ეწოდება და განისაზღვრება λ და $\lambda + d\lambda$ ტალღის სიგრძეებს შორის მოთავსებულ მცირე $d\lambda$ სპექტრულ ინტერვალზე მოსული $dJ_e(\lambda)$ სიდიდით,

$$J_{e,\lambda}(\lambda) = \frac{dJ_e(\lambda)}{d\lambda} \quad (11)$$

ენერგეტიკული განათებულობა ახასიათებს რაიმე ზედაპირზე დაცემული გამოსხივების ენერგიას, და რიცხობრივად ტოლია ზედაპირის dS ფართობზე დაცემული გამოსხივების $d\Phi_e$ ენერგეტიკული ნაკადის, ამ ფართობის სიდიდესთან ფარდობის,

$$E_e = \frac{d\Phi_e}{dS} \quad (12)$$

ენერგეტიკული განათებულობის ერთეულია ვტ $\cdot$ მ $^{-2}$. როცა დაცემული ნაკადი დროის მიხედვით არ იცვლება, მაშინ ენერგეტიკული განათებულობა ტოლია,

$$E_e = \frac{\Phi_e}{S} \quad (13)$$

დაუშვათ, რომ სფეროს ცენტრში მოთავსებულია სინათლის წერტილოვანი წყარო, რომელიც გამოსხივებს ყველა მიმართულებით. თუ გავითვალისწინებთ, რომ სფეროს ზედაპირის ფართობი ტოლია $4\pi R^2$, მაშინ სრული ნაკადი ტოლი იქნება $\Phi_e = 4\pi J_e$. ამიტომ, (13) ფორმულის თანახმად განათებულობა ტოლი იქნება,

$$E_e = \frac{\Phi_e}{S} = \frac{4\pi J_e}{4\pi R^2} = \frac{J_e}{R^2} \quad (14)$$

ე.ი. სინათლის წერტილოვანი წყაროს მიერ რაიმე ზედაპირზე შექმნილი განათებულობა, წყაროდან მანძილის კვადრატის უკუპროპორციულია.

მაგრამ, ხშირ შემთხვევაში სინათლის ნაკადი ეცემა ზედაპირს არა მართობულად, არამედ, რაღაც კუთხით. დაუშვათ, რომ სინათლის ნაკადი ეცემა სინათლის სხივების მიმართულებიდან α კუთხით განლაგებულ ზედაპირის dS ფართობის ელემენტს (ნახ. 4). dS ფართობი დაკავშირებულია სფერული ზედაპირის ელემენტის dS_o ფართობთან თანაფარდობით,

$$dS_o = dS \cos \alpha$$

სხეულოვანი კუთხე ტოლია,

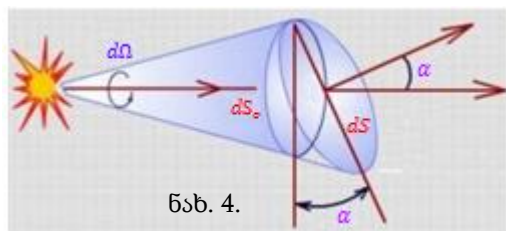
$$d\Omega = \frac{dS_o}{R^2} = \frac{dS \cos \alpha}{R^2}$$

მიღებული გამოსახულების (12) ფორმულაში გავთვალისწინებთ მივიღებთ,

$$E_e = \frac{d\Phi_e}{dS} = \frac{J_e d\Omega}{dS} = \frac{J_e dS \cos \alpha}{dS R^2} = \frac{J_e \cos \alpha}{R^2} \quad (15)$$

ე.ი. ზედაპირის განათებულობა, სხივების დაცემის კუთხის კოსინუსის პირდაპირპროპორციულია. შესაბამისად, დახრილი ფართობის განათებულობა (E_e), სინათლის სხივების მართობული ფართობის განათებულობასთან (E_o), დაკავშირებულია თანაფარდობით

$$E_e = E_o \cos \varphi \quad (16)$$



ნახ. 4.

იმ შემთხვევაში, როცა, ზედაპირის განათება ხდება რამოდენიმე სხვადასხვა დამოუკიდებელი წყაროს საშუალებით, მაშინ, ზედაპირის სრული განათება ტოლია ცალკეული წყაროს მიერ შექმნილი განათებულობათა ჯამის.

სიდიდეს, რომელიც გვიჩვენებს, სპექტრის მიხედვით გამოსხივების ენერგეტიკული განათებულობის განაწილებას, ენერგეტიკული განათებულობის სპექტრული სიმკვრივე ეწოდება და განისაზღვრება λ და $\lambda + d\lambda$ ტალღის სიგრძეებს შორის მოთავსებულ მცირე $d\lambda$ სპექტრულ ინტერვალზე მოსულ $dE_e(\lambda)$ სიდიდით,

$$E_{e,\lambda}(\lambda) = \frac{dE_e(\lambda)}{d\lambda} \quad (17)$$

სინათლის განფენილი წყაროების დასახასიათებლად გამოიყენება ენერგეტიკული სიკაშკაშის და ნათობის ცნებები.

ენერგეტიკული სიკაშკაშე ახასიათებს რაიმე მნათი ზედაპირის გამოსხივებას (არეკვლას) მოცემული მიმართულებით, და რიცხობრივად ტოლია ზედაპირის dS ფართობის ელემენტის მიერ, მოცემული მიმართულებით გამოსხივების ენერგეტიკული ძალის $J_e(\theta)$, მოცემულ მიმართულების მართობულ სიბრტყეზე, მნათი ზედაპირის dS ელემენტის პროექციასთან ($dS_{\perp} = dS \cos\theta$) ფარდობის (ნახ. 5),

$$B_e(\theta) = \frac{J_e(\theta)}{dS \cos\theta} \quad (18)$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ გამოსხივების ენერგეტიკული ძალის მნიშვნელობას,

$$J_e(\theta) = \frac{d\Phi_e(\theta)}{d\Omega}$$

მივიღებთ,

$$B_e(\theta) = \frac{d\Phi_e(\theta)}{d\Omega dS \cos\theta} \quad (19)$$

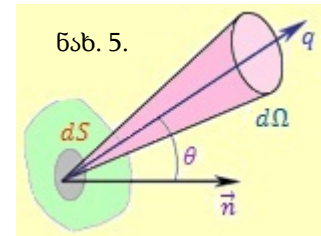
სადაც, $d\Omega$ - სხეულოვანი კუთხეა, მოცემული მიმართულების გარშემო; θ - ზედაპირის dS ელემენტის ნორმალსა და მოცემულ მიმართულებას შორის კუთხეა; $dS \cos\theta = dS_{\perp}$ - dS ფართობის პროექციაა, მოცემული მიმართულების მართობულ სიბრტყეზე; სიკაშკაშის ერთეულია ვტ · მ⁻² · სტრ⁻¹. ზოგად შემთხვევაში, სიკაშკაშე სხვადასხვა მიმართულებით სხვადასხვაა. მაგრამ, არსებობენ წყაროები რომელთა სიკაშკაშე არ არის დამოკიდებული მიმართულებაზე - $B_{\theta} = B = const.$ ასეთ წყაროებს ლამბერტული (ალიწერებიან ლამბერტის კანონით), ან კოსინუსური (ასეთი წყაროს ელემენტის მიერ გამოსხივებული ნაკადი $\cos\theta$ -ს პროპორციულია) ეწოდება. ლამბერტულ წყაროებს მიეკუთვნებიან აბსოლუტურად შავი სხეული და სხეულები რომლებიც თანაბრად გააბნევენ სინათლეს ყველა მიმართულებით (იდეალური გამზნევეები).

სიდიდეს, რომელიც გვიჩვენებს, ენერგეტიკული სიკაშკაშის სპექტრის მიხედვით განაწილებას, ენერგეტიკული სიკაშკაშის სპექტრული სიმკვრივე ეწოდება და განისაზღვრება λ და $\lambda + d\lambda$ ტალღის სიგრძეებს შორის მოთავსებულ მცირე $d\lambda$ სპექტრულ ინტერვალზე მოსული $dB_e(\lambda)$ სიდიდით,

$$B_{e,\lambda}(\lambda) = \frac{dB_e(\lambda)}{d\lambda} \quad (20)$$

სიკაშკაშე მნიშვნელოვანი სიდიდეა, რადგან, უშუალოდ სწორედ სიკაშკაშეზე რეაგირებს თვალი. დიდი სიკაშკაშის წყაროები იწვევენ თვალის მტკივნეულ შეგრძნებას. ასეთ შემთხვევებში სარგებლობენ მუქი დამცავი სათვალეებით.

ენერგეტიკული ნათობა ახასიათებს, რაიმე ზედაპირის მიერ, მოცემული მიმართულებით სინათ-



ლის გამოსხივებას (არეკვლას), და რიცხობრივად ტოლია ზედაპირის dS' ფართობის მიერ (2π სხეულოვანი კუთხით, ნახევარსფერო), ყველა მიმართულებით გამოსხივებული ნაკადის, ამ ზედაპირის ფართობთან ფარდობის,

$$M_e = \frac{d\Phi_e}{dS'} \quad (21)$$

ენერგეტიკული ნათობის ერთეულია ვტ $\cdot$ მ⁻². ლამბერტული წყაროებისათვის $M_e = \pi B_e$.

სიდიდეს, რომელიც გვიჩვენებს ენერგეტიკული სიკაშკაშის სპექტრის მიხედვით განაწილებას, ენერგეტიკული ნათობის სპექტრული სიმკვრივე ეწოდება და განისაზღვრება λ და $\lambda + d\lambda$ ტალღის სიგრძეებს შორის მოთავსებულ მცირე $d\lambda$ სპექტრულ ინტერვალზე მოსული $dM_e(\lambda)$ სიდიდით,

$$M_{e,\lambda}(\lambda) = \frac{dM_e(\lambda)}{d\lambda} \quad (22)$$

სრული ენერგეტიკული ნათობა განისაზღვრება ინტეგრირებით,

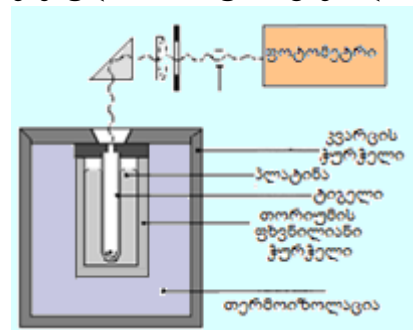
$$M_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda \quad (23)$$

სადაც, λ_1 და λ_2 - განსაზღვრული სპექტრული ინტერვალის საზღვრებია.

განხილული ენერგეტიკული სიდიდეები $\Phi_e, E_e, J_e, B_e, M_e$ გვაძლევენ სინათლის წყაროს და სინათლის ენერგიის ობიექტურ მახასიათებლებს, რომლებიც შეიძლება გაზომილი იქნენ სპეციალური ხელსაწყოებით.

§120. სინათლის ფოტომეტრული სიდიდეები

პრაქტიკული თვალსაზრისით, ხშირად მნიშვნელოვანია ელექტრომაგნიტური ტალღების არა მხოლოდ სითბური მოქმედება, არამედ მათ მიერ გამოწვეული მხედველობითი შეგრძნება. რასაც, როგორც ცნობილია იწვევს (380 ÷ 760)ნმ ტალღის სიგრძის ელექტრომაგნიტური გამოსხივება, რომელსაც ჩვეულებრივი სინათლე ეწოდება. ამ შემთხვევაში ხდება ორი ფოტომეტრული ველის: ეტალონური და გამოსაკვლევის - სიკაშკაშის, ან, განათებულობის ვიზუალური შედარება. სინათლის გაზომვისათვის გამოიყენება სინათლის ეტალონური წყარო. ამ მხრივ ყველაზე უფრო მოსახერხებელია მაღალ ტემპერატურამდე გახურებული მყარი სხეულის სინათლის ძალის ეტალონი. ამისათვის გამოიყენება პლატინის დნობის ტემპერატურის ($T = 2045K$) მქონე აბსოლუტურად შავი გამომსხივებელი. ის შედგება ~2მმ დიამეტრის და 40მმ სიგრძის, ქვემოდან დახურული კერამიკის მილისაგან (ნახ. 1), რომელიც მოთავსებულია პლატინით სავსე დნობის ტიგელში. თერმოიზოლაციის მიზნით, ტიგელი მოთავსებულია თორიუმის ფხვნილიან ჭურჭელში. პლატინის დნობა ხდება ცვლადი ინდუქციური დენით, რომლის სიდიდე შეირჩევა ისეთნაირად, რომ პლატინა იმყოფებოდეს კრისტალიზაციის (~2045K) ტემპერატურის ქვეშ. მილი და ტიგელი დახურულია ხვრელის მქონე სახურავით, საიდანაც გამოსული გამოსხივება ეცემა ფოტომეტრის ზედაპირს. გამოსაკვლევი წყაროს სინათლის ძალა განისაზღვრება, გამოსაკვლევი და ეტალონური წყაროების ზედაპირების განათებულობების შედარების გზით.



ნახ. 1.

ფოტომეტრული სინათლის ძალა არის ერთ-ერთი ძირითადი, სიდიდე, რომელიც ახასიათებს, რაიმე მიმართულებით ერთეულ დროში გადატანილი სინათლის ენერგიის სიდიდეს და რიცხობრივად ტოლია, ელემენტარული სხეულოვანი კუთხის შიგნით გავრცელებული სინათლის ნაკადის, ამ სხეულოვან კუთხესთან ფარდობის,

$$J_v = \frac{d\Phi_v}{d\Omega} \quad (1)$$

როცა სინათლის წყარო თანაბრად გამოასხივებს სინათლეს ყველა მიმართულებით, მაშინ

$$J_v = \frac{\Phi_v}{4\pi} \quad (2)$$

სადაც, Φ_v - სინათლის წყაროს სრული სინათლის ნაკადია. ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში (SI) ფოტომეტრული სინათლის ძალის ერთეულია კანდელი (კდ) (ლათ. candela - სანთელი).

(1) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ სინათლის ნაკადი, წყაროს მიერ $d\Omega$ სხეულოვანი კუთხით გამოსხივებული სინათლის ძალის ტოლია,

$$d\Phi_v = J_v d\Omega \quad (3)$$

ერთეულთა საერთაშორისო (SI) სისტემაში სინათლის ნაკადის ერთეულად მიღებულია ლუმენი (ლმ), 1ლმ = 1კდ · 1სტრ. სინათლის ნაკადი არის, მხედველობით შეგრძნებით შეფასებული სინათლის ენერგიის ნაკადი.

დანარჩენი სინათლის ფოტომეტრული სიდიდეები: განათებულობა (რაიმე ზედაპირზე დაცემული სინათლის ნაკადის, ამ ფართობთან ფარდობა), სიკაშკაშე (მნათი (ამრეკლი) ზედაპირის სინათლის ძალის, მოცემული მიმართულების მართობულ სიბრტყეზე მნათი ზედაპირის პროექციის ფართობთან ფარდობა), ნათობა (მნათი (ამრეკლი) ზედაპირის გამოსხივების ნაკადის, ამ ზედაპირის ფართობთან ფარდობა), განისაზღვრებიან ენერგეტიკული ფოტომეტრული სიდიდეების ანალოგიურად (ცხრ. 1).

ცხრ.1.					
ენერგეტიკული სიდიდეები			ფოტომეტრული სიდიდეები		
დასახელება	ფორმულა	ერთეულები	დასახელება	ფორმულა	ერთეულები
გამოსხივების ენერგეტიკული ნაკადი	$\Phi_e = \frac{dW_e}{dt}$	ვატი (ვტ)	სინათლის ნაკადი	$\Phi = \frac{dW}{dt}$	ლუმენი (ლმ)
ენერგეტიკული განათებულობა	$E_e = \frac{d\Phi_e}{dS}$	ვტ · მ ⁻²	განათებულობა	$E = \frac{d\Phi}{dS}$	ლუქსი (ლქ)
ენერგეტიკული სინათლის ძალა	$J_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega}$	ვტ · სტრ ⁻¹	სინათლის ძალა	$J = \frac{d\Phi}{d\Omega}$	კანდელი (კდ)
ენერგეტიკული სიკაშკაშე	$B_e = \frac{J_e}{dS \cos\theta}$	ვტ · მ ⁻² · სტრ ⁻¹	ენერგეტიკული სიკაშკაშე	$B = \frac{J}{dS \cos\theta}$	კდ · მ ⁻²
ენერგეტიკული ნათობა	$M_e = \frac{d\Phi_e}{dS'}$	ვტ · მ ⁻²	ენერგეტიკული ნათობა	$M = \frac{d\Phi}{dS'}$	ლმ · მ ⁻²

განათებულობის ერთეულად მიღებულია ლუქსი (ლქ). 1ლქ = 1ლმ/1მ². სიკაშკაშის ერთეულად მიღებულია კდ/მ², ხოლო, ნათობის ერთეულად კი ლმ/მ².

§121. თვალის სპექტრული მგრძნობიარობა

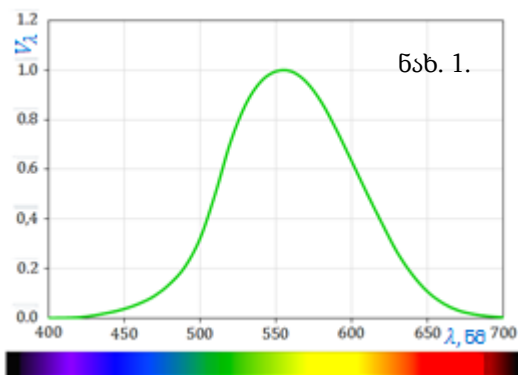
ერთნაირი ენერგიის ნაკადის მქონე, სხვადასხვა ტალღის სიგრძის სინათლე იწვევს, ადამიანის თვალის განსხვავებულ მხედველობით შეგრძნებებს. ამიტომ, ადამიანის თვალის მგრძნობიარობა შესამჩნევად იცვლება დაცემული გამოსხივების ტალღის სიგრძის მიხედვით. ნორმალური თვალისათვის საუკეთესო მხედველობით შეგრძნებას აქვს ადგილი $\lambda \cong 555$ ნმ ტალღის სიგრძის სინათლის შემთხვევაში. სხვადასხვა ტალღის სიგრძის მონოქრომატული გამოსხივებისადმი, ადამიანის თვალის მგრძნობიარობის განმსაზღვრელ მახასიათებელს წარმოადგენს, სპექტრული სინათლის ეფექტურობა, რომელიც ტოლია სინათლის ნაკადის ($d\Phi_v$), - მის წარმომშობი გამოსხივების ენერგეტიკულ ნაკადთან ($d\Phi_e(\lambda)$) ფარდობის,

$$K_\lambda = \frac{d\Phi_v(\lambda)}{d\Phi_e(\lambda)} \quad (1)$$

სპექტრული სინათლის ეფექტურობის მაქსიმალური მნიშვნელობა შეესაბამება $\lambda_{max} = \sim 555$ ნმ ტალღის სიგრძისათვის. მოცემული ტალღის სიგრძისათვის, სპექტრული სინათლის ეფექტურობის K_λ , მის მაქსიმალურ მნიშვნელობასთან $K_{\lambda,max}$ ფარდობას,

$$V_\lambda = \frac{K_\lambda}{K_{\lambda,max}} \quad (2)$$

ფარდობითი სპექტრული სინათლის ეფექტურობა ეწოდება. რომლის სპექტრული დამოკიდებულება, რომელსაც ხილვადობის მრუდს უწოდებენ, მოცემულია ნახაზზე (ნახ. 1).



ნახაზზე (ნახ.2) მოცემულია, ფარდობითი სპექტრული სინათლის ეფექტურობის, სპექტრული დამოკიდებულება ადამიანის „საშუალო“ (ნორმალური) თვალისათვის“ დღის (წითელი მრუდი) და ღამის (ლურჯი მრუდი) ხედვის შემთხვევისათვის.

(1) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ λ ტალღის სიგრძის გამოსხივების ენერგეტიკულ $d\Phi_e(\lambda)$ მონოქრომატულ ნაკადს, შეესაბამება

$$d\Phi_v(\lambda) = K_\lambda d\Phi_e(\lambda) \quad (3)$$

სინათლის ფოტომეტრული ნაკადი. სადაც, თუ გავითვალისწინებთ (2) ფორმულიდან K_λ სიდიდის მნიშვნელობას,

$$K_\lambda = K_{\lambda,max} V_\lambda$$

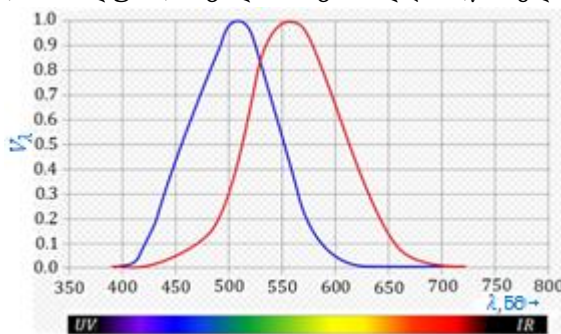
მივიღებთ,

$$d\Phi_v(\lambda) = K_{\lambda,max} V_\lambda d\Phi_e(\lambda) \quad (4)$$

მაშინ, რთული გამოსხივების სინათლის ნაკადი ტოლი იქნება,

$$\Phi_v = K_{\lambda,max} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} V_\lambda d\Phi_e(\lambda) \quad (5)$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ რომ $d\Phi_e(\lambda) = d\Phi_{e,\lambda}(\lambda)d\lambda$, გვექნება



ნახ. 2.

$$\Phi_v = K_{\lambda, \max} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} V_{\lambda} d\Phi_{e, \lambda}(\lambda) d\lambda \quad (6)$$

სადაც, λ_1 და λ_2 - თვალის სპექტრული მგრძნობიარობის საზღვრების განმსაზღვრელი ტალღის სიგრძეებია. სპექტრის ხილული არის გარეთ, ინტეგრალქვეშა ფუნქცია ნულის ტოლია.

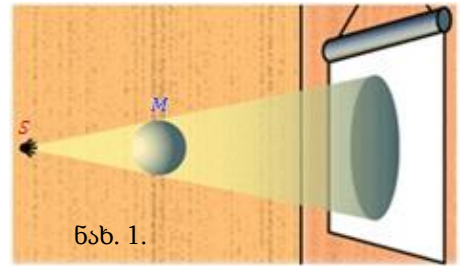
(5) და (6) ფორმულები განსაზღვრავენ ენერგეტიკულ და ფოტომეტრულ სიდიდეებს შორის კავშირს. სადაც, $K_{\lambda, \max}$ - გამოსხივების სპექტრული სინათლის ეფექტურობის მაქსიმალური მნიშვნელობაა (გამოსხივების ფოტომეტრული ექვივალენტი), და ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში (SI) მიღებულია 683 ლმ/ვტ ტოლად. ღამის ხედვის შემთხვევაში გამოსხივების ფოტომეტრული ექვივალენტი იცვლება და $K'_m = 1699$ ლმ/ვტ.

თავი 18. გეომეტრიული ოპტიკის საფუძვლები.

§122. გეომეტრიული ოპტიკის ძირითადი კანონები

სინათლის ბუნების დადგენამდე, ჯერ კიდევ უძველეს დროში, დაკვირვების საფუძველზე ცნობილი იყო გეომეტრიული ოპტიკის შემდეგი ძირითადი კანონები:

1. სინათლის წრფივად გავრცელების კანონი - ოპტიკურად ერთგვაროვან გარემოში სინათლე ვრცელდება წრფივად. სინათლის წრფივად გავრცელება მტკიცდება მრავალი მოვლენით. მაგალითად, გაუმჭვირვალე სხეულების ჩრდილების წარმოშობა. თუ მცირე ზომის S სინათლის წყაროდან გავრცელებული სინათლის გზაზე მოთავსებულია M გაუმჭვირვალე სხეული, მაშინ ეკრანზე მიიღება M სხეულის კონუსის ფორმის ჩრდილი (ნახ. 1).



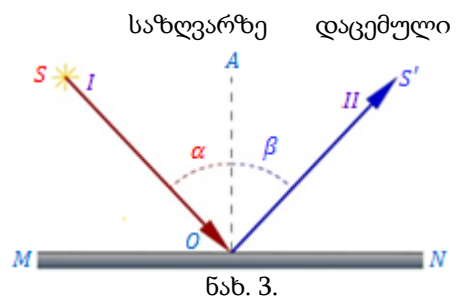
ნახ. 1.

2. სინათლის ნაკადების ურთიერთდამოუკიდებლობის კანონი - გარემოში ნებისმიერი სინათლის ნაკადის გავრცელება არ არის დამოკიდებული სხვა სინათლის ნაკადის (ნაკადების) გავრცელებაზე (ნახ. 2). სამართლიანია მხოლოდ წრფივი ოპტიკისათვის, სადაც, გარდატეხის მაჩვენებელი არ არის დამოკიდებული გასული სინათლის ინტენსივობასა და ამპლიტუდაზე. რამოდენიმე სინათლის ნაკადის მიერ შექმნილი განათებულობა, ცალკეული ნაკადის მიერ შექმნილი განათებულობების ჯამის ტოლია.



ნახ. 2.

3. სინათლის არეკვლის კანონი - ორი გარემოს გამყოფ სხივი, არეკვლილი სხივი და დაცემის წერტილში აღმართული მართობი, ერთ სიბრტყეში მდებარეობს (ნახ. 3. MN ზედაპირი - ორი გარემოს გამყოფი საზღვარი; SO სხივი - დაცემული სხივი; OB სხივი - არეკვლილი სხივი; OC - MN ზედაპირისადმი გავლებული მართობი; α კუთხე - დაცემის კუთხე; β კუთხე - არეკვლის კუთხე). არეკვლის კუთ-



ნახ. 3.

ხე, დაცემის კუთხის ტოლია,

$$\angle \alpha = \angle \beta \quad (1)$$

4. სინათლის გარდატეხის კანონი - ორი გარემოს გამყოფი საზღვარზე დაცემული სინათლის სხივი, გარდატეხილი სხივი და დაცემის წერტილში აღმართული მართობი ერთ სიბრტყეში მდებარეობს (ნახ. 4. *MN* ზედაპირი - ორი გარემოს გამყოფი საზღვარი; *SO* სხივი - დაცემული სხივი; *OB* სხივი - გარდატეხილი სხივი; *OC* - *MN* ზედაპირისადმი გავლებული მართობი; α კუთხე - დაცემის კუთხე; γ კუთხე - გარდატეხის კუთხე).

დაცემის კუთხის სინუსის ფარდობა გარდატეხის კუთხის სინუსთან მოცემული გარემოსათვის მუდმივი სიდიდეა,

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = n_{21} \quad (2)$$

სადაც, n_{21} - მუდმივი სიდიდე, მეორე გარემოს ფარდობითი გარდატეხის მაჩვენებელია, პირველი გარემოს მიმართ. გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელს ვაკუუმის მიმართ, აბსოლუტური გარდატეხის მაჩვენებელი (ან, უბრალოდ გარდატეხის მაჩვენებელი) ეწოდება. ე.ი. ორი გარემოს ფარდობითი გარდატეხის მაჩვენებელი ტოლია, ვაკუუმის მიმართ მათი აბსოლუტური გარდატეხის მაჩვენებლების ფარდობის,

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} \quad (3)$$

სამართლიანია სინათლის სხივების ურთიერთშეცეცადობის პრინციპი. თუ *III* სხივი ეცემა გარემოს გამყოფ საზღვარს γ კუთხით, მაშინ გარდატეხილი სხივი პირველ გარემოში გავრცელდება α კუთხით, ე.ი. *I* სხივის საპირისპირო მიმართულებით.

ორი გარემოს გამყოფ საზღვარზე, სინათლის ნაკადის დაცემის განხილვისას, ჩვენ ცალკე განვიხილეთ სინათლის არეკვლა და გარდატეხა. რაც გამოწვეულია სინათლის არეკვლისა და გარდატეხის კანონების გამოყვანის აუცილებლობით. მაგრამ, პრაქტიკულად ყოველთვის ორი გარემოს გამყოფ საზღვარზე სინათლის ნაკადი იყოფა ორად: არეკვლილ და გარდატეხილ სხივებად (ნახ. 5).

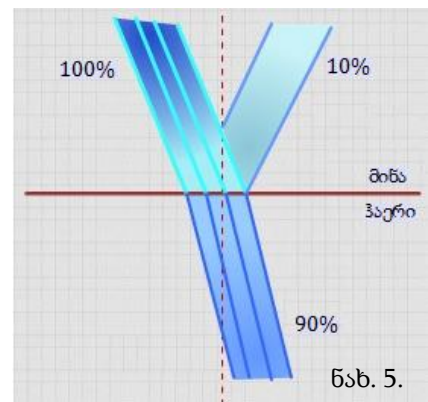
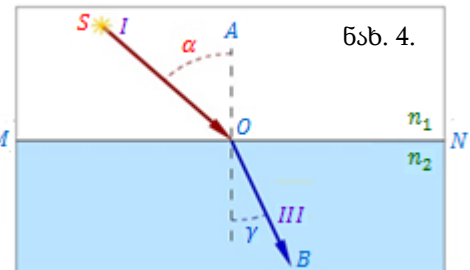
არეკვლისა და გარდატეხის კანონები აიხსნება ტალღური ფიზიკის თეორიით. რომლის თანახმადაც, გარდატეხა წარმოადგენს ერთი გარემოდან მეორეზე გადასვლისას, ტალღების გავრცელების სიჩქარის ცვლილების შედეგს. შესაბამისად, ფარდობითი გარდატეხის მაჩვენებელი ეს არის, პირველ გარემოში ტალღების გავრცელების სიჩქარის (v_1), მეორე გარემოში ტალღების გავრცელების სიჩქარესთან (v_2) ფარდობა,

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} \quad (4)$$

ხოლო, აბსოლუტური გარდატეხის მაჩვენებელი ტოლია, ვაკუუმში სინათლის სიჩქარის (c), გარემოში სინათლის სიჩქარესთან (v) ფარდობის,

$$n = \frac{c}{v} \quad (5)$$

როცა სინათლე ვრცელდება მეტი გარდატეხის მაჩვენებლის (n_1) მექონე გარემოდან (ოპტიკურად მეტად მკვრივი გარემოდან), ნაკლები გარდატეხის მაჩვენებლის (n_2) მექონე გარემოში



(ოპტიკურად ნაკლებად მკვრივ გარემოში) ($n_1 > n_2$), მაგალითად, მინიდან წყალში, მაშინ (2) ფორმულის თანახმად გვექნება,

$$\frac{\sin \gamma}{\sin \alpha} = \frac{n_1}{n_2} > 1 \quad (6)$$

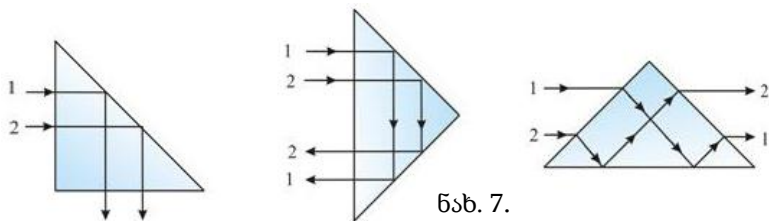
ასეთ შემთხვევაში გარდატეხილი სხივი შორდება ნორმალს და γ გარდატეხის კუთხე უფრო მეტია, ვიდრე α დაცემის კუთხე ($\gamma > \alpha$) (ნახ. 6). დაცემის კუთხის გაზრდისას გარდატეხის კუთხე იზრდება მანამ, სანამ დაცემის კუთხის რაღაც მნიშვნელობისას ($\alpha = \alpha_o$) გარდატეხის კუთხე არ გახდება $\pi/2$ -ს ტოლი. შესაბამის α_o კუთხეს, არეკვლის ზღვრული კუთხე ეწოდება. დაცემის $\alpha > \alpha_o$ კუთხისას, დაცემული სხივი მთლიანად აირეკლება. ამ მოვლენას სრული არეკვლა ეწოდება. არეკვლის ზღვრული კუთხე განისაზღვრება (6) ფორმულიდან, სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\gamma = \pi/2$, გვექნება,

$$\sin \alpha_o = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (7)$$

სრული არეკვლის მოვლენას ადგილი აქვს მხოლოდ, სინათლის ოპტიკურად უფრო მეტად მკვრივი გარემოდან, ოპტიკურად უფრო ნაკლებად მკვრივ გარემოში გადასვლისას.

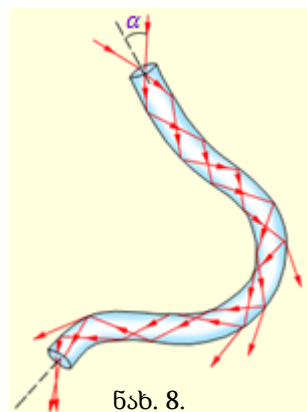
სრული არეკვლის მოვლენა გამოიყენება სრული არეკვლის პრიზმებში. მინის გარდატეხის მაჩვენებელი $n \approx 1.5$, ამიტომ, მინა-ჰაერი გარემოთა გამყოფი საზღვრის არეკვლის ზღვრული კუთხე ტოლია 42° . ცხადია,

რომ მინა-ჰაერი გარემოთა გამყოფ საზღვრზე, სინათლის $\alpha > 42^\circ$ მეტი კუთხით დაცემისას, ყოველთვის ადგილი ექნება სრული არეკვლის მო-



ნახ. 7.

ვლენას. ნახაზზე (ნახ. 7) ნაჩვენებია სრული არეკვლის პრიზმები, რომლებიც საშუალებას გვაძლევს მოვაბრუნოთ სხივები 90° კუთხით, მოვაბრუნოთ გამოსახულება და შევაბრუნოთ სხივები. ასეთი პრიზმები გამოიყენებიან ოპტიკურ ხელსაწყოებში (მაგალითად, ბინოკლებში, პერისკოპებში), აგრეთვე რეფრაქტომეტრებში, რომელთა საშუალებითაც შესაძლებელია სხეულების გარდატეხის მაჩვენებლების განსაზღვრა. სრული არეკვლის მოვლენა გამოიყენება აგრეთვე შუქსატარებში, რომლებიც წარმოადგენენ ოპტიკურად გამჭვირვალე მასალისაგან (მინა, კვარცი) დამზადებულ თხელ (რამოდენიმე მიკრომეტრიდან, რამოდენიმე მილიმეტრამდე) ნებისმიერი სახით მოღუნულ ძაფებს (ბოჭკოებს). შუქსატარის ტორსზე, ზღვრულ კუთხეზე მეტი კუთხით დაცემული სინათლე, შეიძლება გავრცელდეს მასში დიდ მანძილებზე, გვერდით ზედაპირებიდან სრული არეკვლის შედეგად (ნახ. 8). ოპტიკური შუქსატარების დამზადებასა და გამოყენებას შეისწავლის ოპტიკის სპეციალური ნაწილი - ბოჭკოვანი ოპტიკა.



ნახ. 8.

ორი გარემოს გამყოფი საზღვრის თვისებების მიხედვით, არეკვლას შეიძლება გააჩნდეს სხვადასხვა ხასიათი. როცა ორი გარემოს გამყოფი საზღვრის ზედაპირის უსწორმასწორობის ზომები ნაკლებია სინათლის ტალღის სიგრძეზე, მაშინ ზედაპირს სარკული, ხოლო შესაბამისად არეკვლას, სარკული არეკვლა ეწოდება. ხოლო, როცა ზედაპირის უსწორმასწორობის ზომები სინათლის ტალღის სიგრძის რიგისაა, ან მეტია მასზე და განლაგებული არიან უწყესრიგოდ, მაშინ ზედაპირს დიფუზიური და შესაბამისად არეკვლასაც დიფუზიური არეკვლა ეწოდება. დიფუზიური არეკვლის დროს დაცემული სხივი აირეკლება რამოდენიმე კუთხით და არა ერთი კუთხით, როგორც სარკული არეკვლისას (ნახ. 9). სხვაგვარად, როცა ზედაპირი არეკლავს სხივებს იმავე კუთხით, რა კუთხითაც ისინი ეცემიან მას, ასეთ ზედაპირს სარკული ეწოდება. როცა დაცემული სხივი, არეკვლისას გაიხლიჩება ყველა შესაძლო მიმართულებით გავრცელებულ მრავალ სხივებად, მაშინ, ასეთ არეკვლას დიფუზიური არეკვლა ეწოდება (მაგალითად, ცარცის ზედაპირი). შერეული არეკვლის შემთხვევაში სინათლის ნაწილი აირეკლება სარკულად, ხოლო, ნაწილი დიფუზიურად. ერთი და იგივე ზედაპირი შეიძლება იყოს მქრქალი და დიფუზიურ-ამრეკლი, ხილული და ულტრაიისფერი გამოსხივებისადმი, მაგრამ სწორი და სარკულ-ამრეკლი ინფრაწითელი გამოსხივებისადმი.

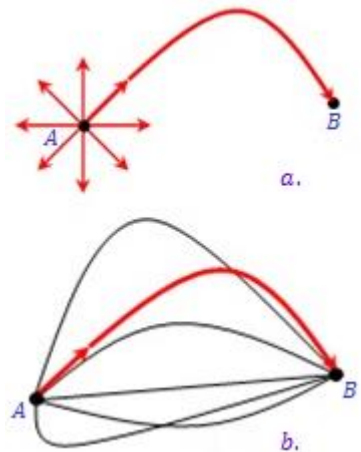


§123. ფერმას პრინციპი

ავიღოთ ორი A და B წერტილი. დავუშვათ, რომ A წერტილიდან ვრცელდება სინათლის სხივები ყველა შესაძლო მიმართულებით, რომელთაგან ერთ-ერთი ხვდება B წერტილში (ნახ. 1a). A წერტილიდან, B წერტილამდე გავავლოთ ყველა შესაძლო გზა და მათ შორის თვით სინათლის სხივი (ნახ. 1b). ფრანგი მეცნიერის ჰ. ფერმას (1601–1665) მიერ გამოთქმული იქნა პრინციპი, რომლის თანახმადაც, სინათლე ერთი წერტილიდან მეორეში გავრცელებისას ირჩევს ისეთ გზას, რომელსაც შეესაბამება გავრცელების უმცირესი დრო. ე.ი. რეალური სინათლის სხივი, განსხვავდება ამ წერტილების შემაერთებელი ყველა დანარჩენი გზისაგან. ოპტიკურად ერთგვაროვან გარემოში სინათლე ვრცელდება წრფივად. მაგრამ, როგორი იქნება სინათლის გავრცელება ცვლადი გარდატეხის მაჩვენებლის მქონე გარემოში. ამისათვის შემოაქვთ ოპტიკური გზის სიგრძის ცნება - ერთგვაროვან გარემოში სინათლის სხივის გზის გეომეტრული სიგრძის (s), გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელზე (n) ნამრავლი,

$$L = ns \quad (1)$$

თუ გარემო რომელშიც ვრცელდება სინათლე ოპტიკურად არერთგვაროვანია, მაშინ სხივის მთლიანი გზა (L) უნდა დავყოთ $\Delta L_i = n_i \Delta s_i$ სიგრძის ისეთ მცირე უბნებად, რომელთა ფარგლებშიც გარდატეხის მაჩვენებელი შეიძლება ჩავთვალოთ მუდმივი. ასეთ შემთხვევაში მთლიანი ოპტიკური გზის სიგრძე ტოლი იქნება,



$$L = \int_A^B n ds \quad (2)$$

სინათლის სხივის მიერ dL მანძილის გავლისათვის საჭირო დრო ტოლია,

$$dt = \frac{ds}{v}$$

სადაც, v - სინათლის გავრცელების სიჩქარეა, n გარდატეხის მაჩვენებლის მქონე გარემოში. A წერტილიდან, B წერტილამდე სინათლის გავრცელებისათვის საჭირო დრო კი ტოლი იქნება,

$$t = \int_A^B \frac{ds}{v} = \int_A^B \frac{n ds}{c} = \int_A^B \frac{dL}{c}$$

ფერმას პრინციპის თანახმად, ინტეგრალის ვარიაცია, რომლითაც განისაზღვრება სინათლის გავრცელების დრო, ტოლი უნდა იყოს ნულის,

$$\delta t = \delta \int_A^B \frac{ds}{v} = \delta \int_A^B \frac{n ds}{c} = \delta \int_A^B \frac{dL}{c} = 0 \quad (3)$$

რაც წარმოადგენს ფერმას პრინციპის მათემატიკურ გამოსახვას.

უნდა აღინიშნოს, რომ $\delta t = 0$ პირობა არ წარმოადგენს მხოლოდ მინიმუმის პირობას. ეს არის ექსტრემუმის პირობა - მინიმუმის, მაქსიმუმის, ან სტაციონარულობის პირობა. ცხადია, რომ სინათლე ორ წერტილს შორის გავრცელებისას „ირჩევს“ არა მხოლოდ ისეთ გზას, რომლის გავლასაც სჭირდება მინიმალური დრო, არამედ რომელსაც სჭირდება მაქსიმალური დრო, ან რომელსაც სჭირდება ერთნაირი დრო. ყველა ეს სამივე შემთხვევა უფრო ნათელი გახდება შემდეგ კონკრეტულ მაგალითებზე.

1. სინათლის წრფივად გავრცელების კანონი. რადგან ორ წერტილს შორის მინიმალური მანძილი არის ამ წერტილების შემაერთებული წრფე, ამიტომ ერთგვაროვან გარემოში სინათლის წრფივად გავრცელება წარმოადგენს ფერმას პრინციპის პირდაპირ შედეგს.

2. სინათლის არეკვლის კანონი. დაუშვათ, რომ რაიმე სარგულ ზედაპირს ეცემა სინათლე A წერტილიდან, ხოლო, სარკიდან არეკვლილი სხივების შეკრება ხდება B წერტილში (ნახ. 2). A წერტილიდან B წერტილამდე სინათლე შეიძლება გავრცელდეს ორი გზით - O_1 და O წერტილში არეკვლით. A წერტილიდან, B წერტილამდე, O წერტილის გავლით სინათლის გავრცელებისათვის საჭირო დრო ტოლი იქნება,

$$t = \frac{AO}{v} + \frac{OB}{v} = \frac{\sqrt{h_1^2 + x^2}}{v} + \frac{\sqrt{h_2^2 + (\ell - x)^2}}{v}$$

სადაც, v - სინათლის გავრცელების სიჩქარეა. ფერმას პრინციპის თანახმად, ყველა შესაძლო გზიდან, სინათლე „ირჩევს“ ისეთს, რომლის გავლასაც სჭირდება მინიმალური დრო, ე.ი. რეალური იქნება ის გზა, რომლისთვისაც სრულდება $dt = 0$ პირობა. ამიტომ შეიძლება დავწეროთ,

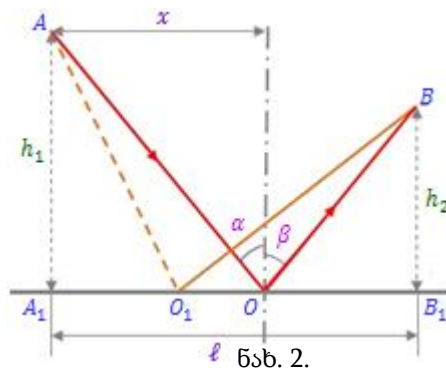
$$dt = \frac{1}{v} \frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} - \frac{1}{v} \frac{\ell - x}{\sqrt{h_2^2 + (\ell - x)^2}} = \frac{1}{v} \frac{x}{AO} - \frac{1}{v} \frac{\ell - x}{OB} = 0$$

რადგან, ნახაზის (ნახ. 2) თანახმად $\sin \alpha = x/AO$ და $\sin \beta = (\ell - x)/BO$, ამიტომ, გვექნება,

$$dt = \frac{1}{v} (\sin \alpha - \sin \beta) = 0$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ

$$\sin \alpha - \sin \beta = 0$$



ანუ,

$$\sin \alpha = \sin \beta$$

საიდანაც მიიღება, რომ

$$\alpha = \beta$$

მივიღეთ თანაფარდობა რომელიც გამოსახავს არეკვლის კანონს - არეკვლის კუთხე (β), დაცემის კუთხის (α) ტოლია. ფერმას პრინციპიდან გამომდინარეობს აგრეთვე, რომ არეკვლილი სხივი მდებარეობს დაცემული სხივის და ზედაპირის ნორმალისადმი გავლებულ სიბრტყეში. სხვა მხრივ, ეს სხივები რომ მდებარეობდნენ სხვადასხვა სიბრტყეებში, მაშინ AOB გზა არ იქნებოდა მინიმალური.

3. სინათლის გარდატეხის კანონი. დაუშვათ, რომ ორი გარემოს გამყოფ რაიმე ზედაპირს ეცემა სინათლე A წერტილიდან (ნახ. 3). დაუშვათ აგრეთვე, რომ I გარემოში სინათლის სიჩქარეა v_1 , ხოლო II გარემოში კი v_2 . ისევე, როგორც წინა შემთხვევაში, A წერტილიდან, B წერტილამდე, სინათლის გავრცელებისათვის საჭირო დრო ტოლი იქნება,

$$t = \frac{AO}{v_1} + \frac{OB}{v_2} = \frac{\sqrt{h_1^2 + x^2}}{v_1} + \frac{\sqrt{h_2^2 + (\ell - x)^2}}{v_2}$$

ფერმას პრინციპის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$dt = \frac{1}{v_1} \frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} - \frac{1}{v_2} \frac{\ell - x}{\sqrt{h_2^2 + (\ell - x)^2}} = \frac{1}{v_1} \frac{x}{AO} - \frac{1}{v_2} \frac{\ell - x}{OB} = 0$$

რადგან, ნახაზის (ნახ. 3) თანახმად $\sin \alpha = x/AO$ და $\sin \gamma = \ell - x/OB$, გვექნება

$$dt = \frac{\sin \alpha}{v_1} - \frac{\sin \gamma}{v_2} = 0$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ,

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{v_1}{v_2}$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ

$$v_1 = \frac{c}{n_1} \text{ და } v_2 = \frac{c}{n_2}$$

მივიღებთ,

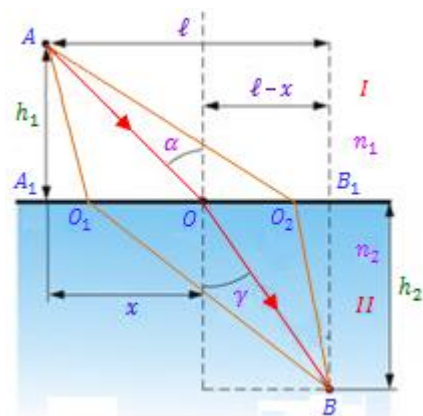
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1}$$

რაც წარმოადგენს სინათლის გარდატეხის კანონს. ფერმას პრინციპიდან გამომდინარეობს აგრეთვე, რომ გარდატეხილი სხივი მდებარეობს დაცემული სხივის და ორი გარემოს გამყოფი ზედაპირის ნორმალისადმი გავლებულ სიბრტყეში.

4. დღის ხანგრძლივობის „გადიდება“. როგორც ცნობილია დედამიწის ზედაპირიდან დაშორებისას ატმოსფერული წნევა სიმაღლის მიხედვით კლებულობს ბარომეტრული ფორმულით,

$$p = p_0 e^{-\frac{mgh}{kT}}$$

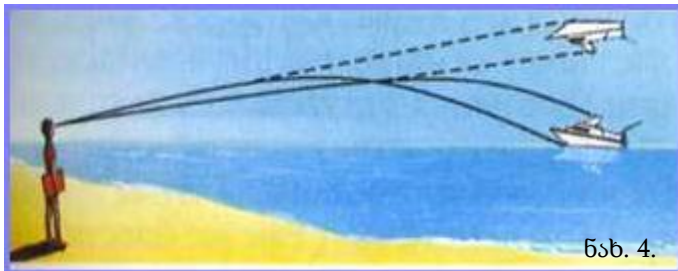
სადაც, p_0 - წნევაა დედამიწის ზედაპირზე; p - წნევა h სიმაღლეზე; k - ბოლცმანის მუდმივა; T - აბსოლუტური ტემპერატურა; g - თავისუფალი ვარდნის აჩქარება; m - აირის მოლეკულების საშუალო მასა. ანალოგიურად მცირდება ჰაერის გარდატეხის მაჩვენებელი სიმაღლის მიხედვით დედამიწის ზედაპირიდან დაშორებისას. ამიტომ, მზის სხივები აისის და დაისის დროს ვრცელდებიან არა წრფის გასწვრივ, არამედ მრუდი წირის გასწვრივ, რის შედეგადაც ხდება თავიანთი გზის შემცირება. რადგან, საგანი ყოველთვის ჩანს მისგან გამომავალი სხივის წრფივი გაგრძელების მიმართულებით, ამიტომ, ამოსვლისას ჩვენ ვხედავთ მზეს რამოდენიმე წუთით



ნახ. 3.

ადრე, ხოლო, ჩასვლისას კი მზე ჩანს, მისი ჩასვლიდან რამოდენიმე წუთის განმავლობაში. ამ მოვლენებით გამოწვეული დღის „გახანგრძლივება“ შეადგენს $7 \div 8$ წთ.

5. მირაჟი. ზაფხულში ზღვის ზედაპირის ზევით ჰაერის ტემპერატურა ნაკლებია, ვიდრე მის ზედაპირიდან უფრო დაშორებულ წერტილებში. სხვა სიტყვებით, ზღვის ზედაპირიდან დაშორებისას ჰაერის ტემპერატურა იზრდება. ჰაერის გათბობა იწვევს მის გაფართოებას, ხოლო, გაფართოება კი თავის მხრივ გარდატეხის მაჩვენებლის შემცირებას. რადგან სინათლე თბილ ფენებში უფრო სწრაფად ვრცელდება სწრაფად, ვიდრე ცივში, ამიტომ, ის ვრცელდება უმცირესი დროის შესაბამისი ტრაექტორიის გასწვრივ. ამიტომ ზაფხულში, ზღვაში მცურავი რაიმე საგნის, მაგალითად, ნავის სინათლის სხივის გზა, გამრუდებულია და ჩვენ მას ვხედავთ როგორც ჰაერში დაკიდებულს (ნახ. 4). ამავე, მიზეზით ზაფხულში, როცა ჰაერის ტემპერატურა დედამიწის ზედაპირიდან დაშორებისას კლებულობს, გზის გასწვრივ ჩვენ ვხედავთ „წყალს (ტბას)“, სინამდვილეში ლურჯი ცაა, რომელც გაქრება მოცემულ ადგილთან მიახლოებისას.



§124. სხივთა სვლა სამკუთხა პრიზმაში

ოპტიკურ ხელსაწყოებში, ხშირად გამოიყენება მინის, ან სხვა გამჭვირვალე მასალისაგან დამზადებული სამკუთხა პრიზმები. სამკუთხა პრიზმაში გავლის შემდეგ სხივები გარდატეხიდან ორივე ზედაპირზე. პრიზმის გარდამტეხ ზედაპირებს შორის θ კუთხეს, პრიზმის გარდამტეხი კუთხე ეწოდება. დაუშვათ, რომ სინათლის სხივი ეცემა n გარდატეხის მაჩვენებლის მქონე სამკუთხა პრიზმას α_1 კუთხით (ნახ. 1). პრიზმიდან გამოსული სხივი აღმოჩნდება φ კუთხით გადახრილი თავდაპირველი მიმართულებიდან. პირველ გარდამტეხ ზედაპირზე, A წერტილში დაცემული სხივისათვის, გარდატეხის კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \gamma_1} = n \quad (1)$$

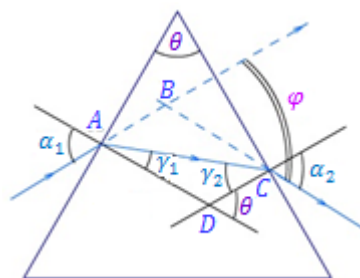
ხოლო, მეორე გარდამტეხ ზედაპირზე, C წერტილში დაცემული სხივისათვის, გარდატეხის კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$\frac{\sin \gamma_2}{\sin \alpha_2} = \frac{1}{n} \quad (2)$$

სიმარტივისათვის დავუშვათ, რომ პრიზმის გარდამტეხი (θ) და სხივის დაცემის (α_1) კუთხეები მცირეებია. მაშინ, მცირე იქნება აგრეთვე α_2 , γ_1 და γ_2 კუთხეებიც. ამიტომ, ამ კუთხეების სინუსების ნაცვლად, შეიძლება ვისარგებლოთ მათი მნიშვნელობებით:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \gamma_1} \approx \frac{\alpha_1}{\gamma_1} = n, \quad \frac{\sin \gamma_2}{\sin \alpha_2} \approx \frac{\gamma_2}{\alpha_2} = \frac{1}{n} \quad (3)$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ $\alpha_2 = n\gamma_2$. რადგან $\gamma_1 + \gamma_2 = \theta$, ამიტომ, გვექნება



ნახ. 1.

$$\alpha_2 = n\gamma_2 = n(\theta - \gamma_1) = n\left(\theta - \frac{\alpha_1}{n}\right) = n\theta - \alpha_1$$

საიდანაც მიიღება, რომ

$$\alpha_1 + \alpha_2 = n\theta \quad (4)$$

რადგან ოთხკუთხედის შიგა კუთხეების ჯამი 2π ტოლია, ამიტომ, $ABCD$ ოთხკუთხედისათვის (ნახ. 1), შეიძლება დავწეროთ,

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \pi - \theta + \pi - \varphi = 2\pi$$

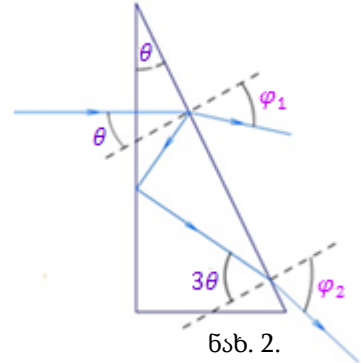
აქედან,

$$\varphi = \alpha_1 + \alpha_2 - \theta \quad (5)$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ (4)-დან, რომ $\alpha_1 + \alpha_2 = n\theta$, მივიღებთ

$$\varphi = \theta(n-1) \quad (6)$$

ე.ი. სამკუთხა პრიზმაში სხივის გადახრის კუთხე დამოკიდებულია n გარდატეხის მაჩვენებელზე და პრიზმის θ გარდამტეხ კუთხეზე. ნახაზზე (ნახ. 2) ნაჩვენებია სხივთა სვლა მართკუთხა სამკუთხა პრიზმაში, როცა სინათლის სხივი მართობულად ეცემა გარდამტეხ ზედაპირს.



ნახ. 2.

§125. სხივთა სვლა ბრტყელპარალელურ ფირფიტაში

დავუშვათ, რომ n გარდატეხის მაჩვენებლის და d სისქის ბრტყელპარალელურ გამჭვირვალე ფირფიტას, α კუთხით ეცემა ბრტყელი მოწოქრომატული სინათლის ტალღა (სიმარტივის განვიხილოთ ერთი სხივი) (ნახ. 1). ფირფიტის ზედა ზედაპირის O წერტილში დაცემული სხივი გაიყოფა ორად: ნაწილი აირეკლება და გავრცელდება კვლავ პირველ გარემოში, ხოლო ნაწილი გარდატეხდება და გავრცელდება მეორე გარემოში. გარდატეხილი სხივი მიაღწევს რა ფირფიტის ქვედა ზედაპირის A წერტილს, ნაწილობრივ გარდატეხდება და გამოვა ფირფიტიდან გარეთ, ხოლო ნაწილობრივ აირეკლება და მიაღწევს რა ფირფიტის ზედა ზედაპირის B წერტილს, ის კვლავ ნაწილობრივ აირეკლება, ხოლო ნაწილობრივ გარდატეხდება და გამოვა ფირფიტიდან გარეთ α კუთხით. ფირფიტის O წერტილისათვის, გარდატეხის კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1} = n \quad (1)$$

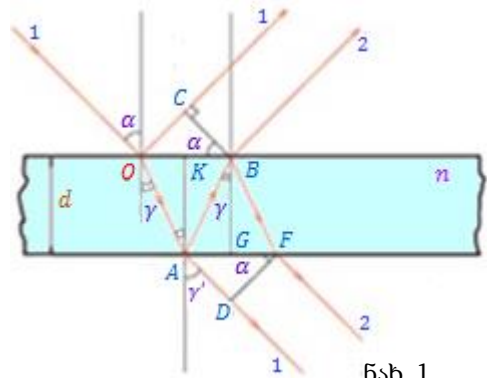
ფირფიტის ქვედა ზედაპირის A წერტილისათვის, ასევე გარდატეხის კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{\sin \gamma}{\sin \gamma'} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{1}{n} \quad (2)$$

(1) და (2) გამოსახულებების გადამრავლებით მივიღებთ,

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma'} = 1 \quad (3)$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ ბრტყელპარალელურ ფირფიტაში გავლის შემდეგ, სინათლის



ნახ. 1.

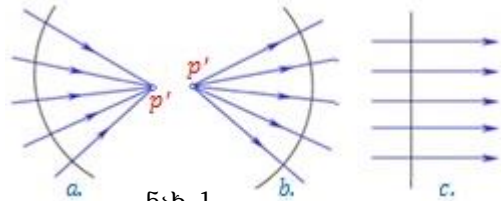
სხივი არ იცვლის თავის მიმართულებას, ის მხოლოდ წაინაცვლებს თავდაპირველი მიმართულებიდან.

§126. ცენტრირებული ოპტიკური სისტემა

ოპტიკური სისტემა წარმოადგენს ერთმანეთისაგან, ოპტიკურად ერთგვაროვანი გარემოთი გაყოფილი, ამრეკლი და/ან გარდამტეხი ზედაპირების ერთობლიობებს, რომლებიც ან სფერულია, ან ბრტყელი (სიბრტყე შეიძლება განვიხილოთ როგორც უსასრულო რადიუსის სფერო). იშვიათად გამოიყენება უფრო რთული (ელიფსოიდი, ჰიპერბოლოიდი, ბრუნვითი პარაბოლოიდი და სხვ.) ზედაპირები.

სფერული (კერძო შემთხვევაში ბრტყელი) ზედაპირებით წარმოშობილ ოპტიკურ სისტემას, ეწოდება ცენტრირებული, როცა ყველა ზედაპირების ცენტრები მდებარეობენ ერთ წრფეზე, რომელსაც სისტემის ოპტიკური ღერძი ეწოდება.

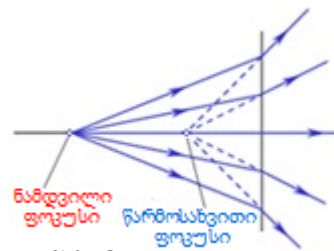
სხივების ერთობლიობა ქმნის ნაკადს. როცა სხივები თავიანთი გაგრძელებისას გადაიკვეთებიან ერთ წერტილში, ნაკადს ჰომოცენტრული ეწოდება. სხივების ჰომოცენტრულ ნაკადს, შეესაბამება სფერული ტალღური ზედაპირი. ნახაზზე (ნახ. 1, *a*) ნაჩვენებია შემკრები, ხოლო ნახაზზე (ნახ. 1, *b*) კი, განშლადი ჰომოცენტრული ნაკადები. ჰომოცენტრული ნაკადის კერძო შემთხვევას წარმოადგენს პარალელური სხივების ნაკადი (ნახ. 1, *c*).



ნახ. 1.

ნებისმიერი ოპტიკური სისტემის საშუალებით ხდება სინათლის ნაკადის გარდაქმნა. როცა სისტემის მიერ არ ხდება ნაკადის ჰომოცენტრულობის დარღვევა, მაშინ რაიმე P წერტილიდან გამოსული სხივები, გადაიკვეთებიან ერთ P' წერტილში, რომელიც P წერტილის ოპტიკურ გამოსახულებას წარმოადგენს. როცა საგნის ნებისმიერი წერტილი, გამოსახება წერტილის სახით, გამოსახულებას წერტილოვანი, ან სტიგმატური ეწოდება.

როცა სინათლის სხივები P' წერტილში ნამდვილად გადაიკვეთებიან, გამოსახულებას ნამდვილი ეწოდება, ხოლო, როცა P' წერტილში გადაიკვეთებიან სინათლის გავრცელების საპირისპიროდ გავლებული სხივების გაგრძელებები, მაშინ გამოსახულებას წარმოსახვითი ეწოდება (ნახ. 2). სინათლის სხივების შექცევადობის თანახმად, სინათლის წყაროს (P) და გამოსახულებას (P') შეიძლება შევუცვალოთ ადგილები - P' წერტილში მოთავსებულ წერტილოვან წყაროს გამოსახულება იქნება P წერტილში. ამიტომ, P და P' წერტილებს შეუღლებული წერტილები ეწოდებათ.

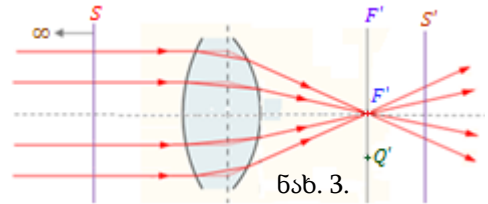


ნახ. 2.

ოპტიკური სისტემას, რომლის საშუალებითაც მიიღება საგნის გეომეტრიულად მსგავსი სტიგმატური გამოსახულება, იდეალური სისტემა ეწოდება. ასეთი სისტემის საშუალებით, P წერტილთა სივრცითი უწყვეტობა, P' წერტილთა სივრცითი უწყვეტობით აისახება. წერტილთა პირველ უწყვეტობას, საგნთა სივრცე ეწოდება, ხოლო მეორეს კი, გამოსახულებათა სივრცე. ორივე სივრცეში წერტილები, წრფეები და სიბრტყეები ცალსახად შეესაბამებიან ერთმანეთს.

ნახაზზე (ნახ. 3) ნაჩვენებია, რაღაც იდეალური ცენტრირებული ოპტიკური სისტემის, გარე

გარდამტეხი ზედაპირები და ოპტიკური ღერძი. ამ სისტემის საგანთა სივრცეში ავიღოთ ოპტიკური ღერძის მართობი S სიბრტყე. სიმეტრიის მოსაზრებიდან გამომდინარეობს, რომ S სიბრტყის შეუღლებული S' სიბრტყე, აგრეთვე მართობი იქნება ოპტიკური ღერძის. S სიბრტყის სისტემის მიმართ გადაადგილება, გამოიწვევს S' სიბრტყის შესაბამის გადაადგილებას. როცა S სიბრტყე აღმოჩნდება ძალიან შორს, მანძილის შემდგომი გაზრდა პრაქტიკულად არ გამოიწვევს S' სიბრტყის მდებარეობის ცვლილებას. რაც ნიშნავს, რომ S სიბრტყის უსასრულოებაში მოშორებისას, S' სიბრტყე აღმოჩნდება განსაზღვრულ ზღვრულ F' მდებარეობაში. F' სიბრტყეს, რომელიც ემთხვევა S' სიბრტყის ზღვრულ მდებარეობას, ოპტიკური სისტემის უკანა ფოკალური სიბრტყე ეწოდება. სხვაგვარად, რომ ვთქვათ, უკანა F' ფოკალური სიბრტყე წარმოადგენს, საგანთა სივრცეში, უსასრულოებაში მყოფი, სისტემის ღერძის მართობი S_{∞} სიბრტყის, შეუღლებულ სიბრტყეს.

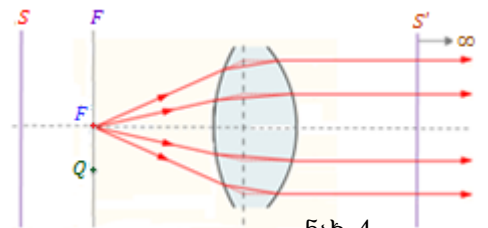


ნახ. 3.

უკანა ფოკალური სიბრტყის, ოპტიკურ ღერძთან გადაკვეთის წერტილს, სისტემის უკანა ფოკუსი ეწოდება. მას აგრეთვე F' ასოთი აღნიშნავენ. ეს წერტილი წარმოადგენს, სისტემის ღერძზე მდებარე, უსასრულოებაში დაშორებული P_{∞} წერტილის შეუღლებულს. P_{∞} წერტილიდან გამოსული სხივები ქმნიან ღერძის პარალელურ ნაკადს (ნახ. 3). სისტემიდან გამოსვლის შემდეგ, ეს სხივები F' ფოკუსში ქმნიან კრებად ნაკადს. სისტემაზე დაცემული ნაკადი შეიძლება გამოვიდეს სისტემიდან არა კრებადი ნაკადის სახით, როგორც ეს ნახაზზეა (ნახ. 3) ნაჩვენები, არამედ განშლადი ნაკადის სახით. მაშინ F' წერტილში გადაიკვეთებიან არა თვით გამოსული სხივები, არამედ საპირისპიროდ მიმართული მათი გაგრძელებები. შესაბამისად, უკანა ფოკალური სიბრტყე აღმოჩნდება სისტემის წინ (სხივების სვლის მიმართულებით), ან სისტემის შიგნით.

უსასრულოდ დაშორებული Q_{∞} წერტილიდან (რომელიც არ მდებარეობს სისტემის ღერძზე) გამოსული სხივები, ქმნიან სისტემის ღერძისადმი კუთხით მიმართულ პარალელურ ნაკადს. სისტემიდან გამოსვლისას შემდეგ ეს სხივები ქმნიან Q' წერტილში კრებად ნაკადს, რომელიც ეკუთვნის უკანა ფოკალურ სიბრტყეს, მაგრამ არ ემთხვევა F' ფოკუსს (ნახ. 3). ე.ი. უსასრულოდ დაშორებული საგნის გამოსახულება მდებარეობს ფოკალურ სიბრტყეში.

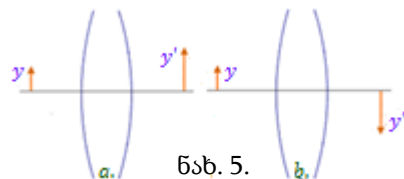
თუ ღერძისადმი მართობ S' სიბრტყეს უსასრულოდ დავაშორებთ (ნახ. 4), მაშინ მისი შეუღლებული S სიბრტყე განლაგდება ზღვრულ F მდებარეობაში, რომელსაც სისტემის წინა ფოკალური სიბრტყე ეწოდება. სხვაგვარად, რომ ვთქვათ, წინა F ფოკალური სიბრტყე წარმოადგენს, გამოსახულებათა სივრცეში მდებარე, უსასრულოდ დაშორებული, ოპტიკური ღერძისადმი მართობი S'_{∞} სიბრტყის შეუღლებულ სიბრტყეს. წინა ფოკალური სიბრტყის ოპტიკურ ღერძთან გადაკვეთის წერტილს, სისტემის წინა ფოკუსი ეწოდება. ამ წერტილს აგრეთვე F ასოთი აღნიშნავენ. F ფოკუსიდან გამოსული სხივები, სისტემიდან გამოსვლის შემდეგ ქმნიან ღერძის პარალელური სხივების ნაკადს. Q წერტილიდან (რომელიც ეკუთვნის F ფოკალურ სიბრტყეს და არ მდებარეობს ღერძზე) გამოსული სხივები (ნახ. 4), სისტემაში გავლის შემდეგ ქმნიან სისტემის ღერძისადმი კუთხით მიმართულ პარალელურ ნაკადს. შესაძლებელია, რომ სისტემიდან გამოსული პარალელური ნაკადი მიიღება არა განშლადი, როგორც ეს ნახაზზეა (ნახ. 4) ნაჩვენები,



ნახ. 4.

არამედ სხივების კრებადი ნაკადი. ამ შემთხვევაში წინა ფოკუსი აღმოჩნდება სისტემის შემდეგ, ან სისტემის შიგნით.

განვიხილოთ სისტემის ოპტიკური ღერძისადმი მართობი ორი შეუღლებული სიბრტყე. ამ სიბრტყეებიდან ერთ-ერთზე მდებარე წრფის y მონაკეთს (ნახ. 5), მეორე სიბრტყეზე მდებარე წრფის y' მონაკეთის, თავისი გამოსახულება შეესაბამება. სისტემის ღერძული სიმეტრიიდან გამომდინარეობს, რომ y და y' მონაკეთები უნდა მდებარეობდნენ, ოპტიკურ ღერძზე გამავალ ერთ სიბრტყეზე (ნახაზის სიბრტყეში). ამასთან, y' გამოსახულება შეიძლება მიმართული იყოს y საგნის მიმართულების მხარეს (ნახ. 5a), ან საპირისპირო მხარეს (ნახ. 5b). პირველ შემთხვევაში გამოსახულებას პირდაპირი ეწოდება, ხოლო მეორე შემთხვევაში კი შებრუნებული. მიღებულია, რომ ოპტიკური ღერძიდან ზევით მიმართული მონაკეთები ჩავთვალოთ დადებითად, ხოლო ქვევით მიმართული კი უარყოფითად.



ნახ. 5.

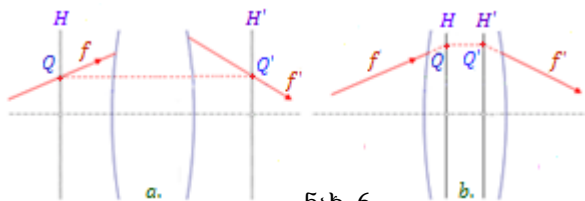
გამოსახულების და საგნის ხაზოვანი ზომების ფარდობას, ხაზოვანი ან განივი გადიდება ეწოდება. მას თუ აღვნიშნავთ Γ ასოთი შეიძლება დავწეროთ,

$$\Gamma = \frac{y'}{y}$$

ხაზოვანი გადიდება ალგებრული სიდიდეა. ის დადებითია, როცა გამოსახულება პირდაპირია (y -ს და y' -ს ნიშნები ერთნაირია) და უარყოფითი, როცა გამოსახულება შებრუნებულია (y' -ს ნიშანი, y -ს ნიშნის საპირისპიროა). არსებობს ორი ისეთი შეუღლებული სიბრტყე, რომლებიც ასახავენ ერთმანეთს $\Gamma = +1$ ხაზოვანი გადიდებით. მათ მთავარი სიბრტყეები ეწოდებათ. საგანთა სივრცეში მდებარე სიბრტყეს, სისტემის წინა მთავარი სიბრტყე ეწოდება. მას აღვნიშნავთ H ასოთი. გამოსახულებათა სივრცეში მდებარე სიბრტყეს, სისტემის უკანა მთავარი სიბრტყე ეწოდება. მას აღვნიშნავთ H' ასოთი. მთავარი სიბრტყეების, ოპტიკურ ღერძთან გადაკვეთის წერტილებს, სისტემის მთავარი წერტილები ეწოდებათ (შესაბამისად წინა და უკანა). მათ აღვნიშნავთ იგივე H და H' სიმბოლოებით.

იმის და მიხედვით, თუ როგორია სისტემა, მთავარი სიბრტყეები და წერტილები შეიძლება იმყოფებოდნენ სისტემის როგორც გარეთ, ასევე შიგნით. შესაძლებელია აგრეთვე, რომ სიბრტყეებიდან ერთერთი იმყოფებოდეს სისტემის გარეთ, ხოლო, მეორე - შიგნით. შესაძლებელია ასევე, რომ ორივე სიბრტყე მდებარეობდეს სისტემის გარეთ, მისგან ერთსა და იმავე მხარეს.

მთავარი სიბრტყეების განმარტებიდან გამომდინარეობს, რომ სხივს რომელიც გადაკვეთს წინა H მთავარ სიბრტყეს, Q წერტილში სინამდვილეში (ნახ. 6a), ან სისტემის შიგნით წარმოსახვითი გაგრძელებები (ნახ. 6b), გააჩნია შეუღლებული სხივი, რომელიც გადაკვეთს (უშუალოდ, ან წარმოსახვითი გაგრძელებებით) H' მთავარ სიბრტყეს, ღერძიდან იმავე მხარეს და იგივე მანძილზე დაშორებულ Q' წერტილში, როგორც Q წერტილი.



ნახ. 6.

წინა H მთავარი წერტილიდან, წინა F ფოკუსამდე მანძილს, სისტემის წინა ფოკუსური მანძილი ეწოდება. ის აღვნიშნავთ f (ან, F) ასოთი. H' -დან F' -მდე მანძილს, უკანა ფოკუსური მანძილი ეწოდება. ის აღვნიშნავთ f' (ან, F') ასოთი. f და f' ფოკუსური მანძილები ალგებრული სიდიდეებია. ისინი დადებითია როცა მოცემული ფოკუსი მდებარეობს შესაბამისი მთავარი წერტილიდან მარჯვნივ და უარყოფითი წინააღმდეგ შემთხვევაში. მაგალითად, ნახაზზე (ნახ. 6)

გამოსახული სისტემისათვის, f' უკანა ფოკუსური მანძილი დადებითია, ხოლო f წინა ფოკუსური მანძილი კი უარყოფითი.

შეიძლება ვაჩვენოთ, რომ სფერული გარდატეხი ზედაპირებით წარმოშობილი ცენტრირებული ოპტიკური სისტემის f და f' ფოკუსურ მანძილებს შორის არსებობს შემდეგი თანაფარდობა,

$$\frac{f}{f'} = -\frac{n}{n'} \quad (1)$$

სადაც, n - ოპტიკური სისტემის წინ მყოფი გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელია, n' - სისტემის შემდეგ მყოფი გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელი. (1)-დან გამომდინარეობს, რომ იმ შემთხვევაში, როცა ოპტიკური სისტემის ორივე მხარეს მყოფ გარემოთა გარდატეხის მაჩვენებლები ერთნაირია, მაშინ ფოკუსური მანძილები განსხვავებულია მხოლოდ ნიშნით,

$$f' = -f \quad (2)$$

ამასთან,

$$D = \frac{n'}{f'} = -\frac{n}{f} \quad (3)$$

სიდიდეს, სისტემის ოპტიკური ძალა ეწოდება. რაც მეტია D , მით ნაკლებია f' ფოკუსური მანძილი და ცხადია რომ მით უფრო ძლიერ გარდატეხებიან სხივები ოპტიკური სისტემის მიერ. ოპტიკური ძალის ერთეულია დიოპტრი (დპტ), $1\text{დპტ}=1\text{მ}^{-1}$. როცა D დადებითია, უკანა ფოკუსური მანძილი აგრეთვე დადებითია. ცხადია, რომ სისტემა გვამღევს უსასრულოდ დაშორებული წერტილის ნამდვილ გამოსახულებას - პარალელური სხივების ნაკადი გარდაიქმნება კრებად ნაკადად. ასეთ შემთხვევაში სისტემას ეწოდება შემკრები. ხოლო, როცა D უარყოფითია, უსასრულოდ დაშორებული წერტილის გამოსახულება იქნება წარმოსახვითი - პარალელური სხივების ნაკადი, სისტემის მიერ გარდაიქმნება განშლად ნაკადად. ასეთ სისტემას გამშენი ეწოდება.

საგანთა სივრცეში ავიღოთ ოპტიკური ღერძისადმი მართობი OP მონაკვეთი. P წერტილიდან გავავლოთ ოპტიკური ღერძის პარალელური 1 სხივი. ის გადაკვეთს H სიბრტყეს A წერტილში. მთავარი სიბრტყეების თვისებების თანახმად, 1 სხივის შეუღლებული $1'$ სხივი, გაივლის A წერტილის შეუღლებულ A' წერტილში H' სიბრტყეში. მაგრამ, რადგან 1 სხივი ოპტიკური ღერძის პარალელურია, ამიტომ, მისი შეუღლებული $1'$ სხივი გაივლის F' უკანა ფოკუსში. ახლა, P წერტილიდან გავავლოთ 2 სხივი, რომელიც გადის წინა F ფოკუსში. ის გადაკვეთს H სიბრტყეს B წერტილში. მისი შეუღლებული $2'$ სხივი, გაივლის B წერტილის შეუღლებულ B' წერტილში, H' სიბრტყეში. F წერტილიში საერთო წვეროს მქონე მართკუთხა სამკუთხედებისათვის (ნახ. 7), შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{OP}{HA} = \frac{y}{-y'} = \frac{-x}{-f} \quad (4)$$

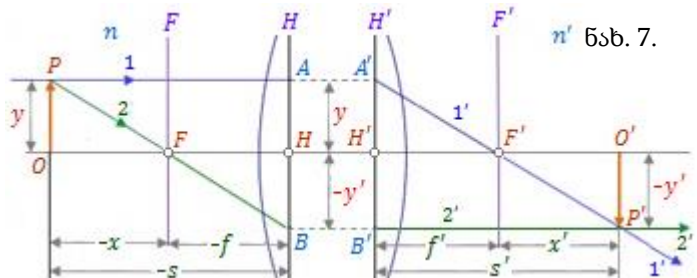
ანალოგიურად, F' წერტილში საერთო წვეროს მქონე მართკუთხა სამკუთხედებისათვის (ნახ. 7) შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{H'A'}{O'P'} = \frac{y}{-y'} = \frac{f'}{x'} \quad (5)$$

(4) და (5) თანაფარდობებიდან გამომდინარეობს,

$$\frac{-x}{-f} = \frac{f'}{x'}$$

აქედან,



$$xx' = ff' \quad (6)$$

როცა $n = n'$, მაშინ გვექნება,

$$xx' = -f^2 \quad (7)$$

ნახაზიდან (ნახ. 7) ჩანს, რომ

$$(-x) = (-s) - (-f), \text{ ანუ, } x = s - f \text{ და } x' = s' - f'$$

x და x' -ს ამ მნიშვნელობებს თუ გავითვალისწინებთ (6)-ში და მოვახდინოთ გარდაქმნებს, მიიღება

$$\frac{f}{s} + \frac{f'}{s'} = 1 \quad (8)$$

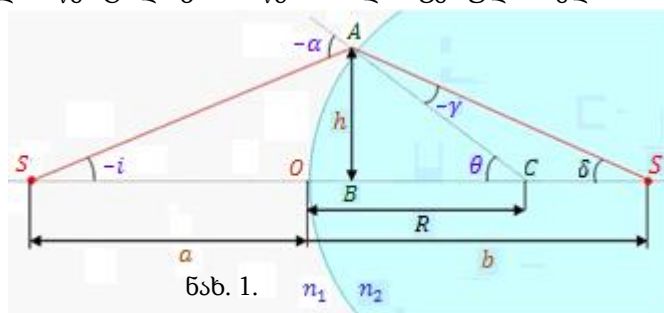
როცა $f' = -f$, მაშინ (8) ფორმულა გამარტივდება და მიიღებს შემდეგ სახეს,

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f} \quad (9)$$

(6)-(9) თანაფარდობები წარმოადგენენ ცენტრირებული ოპტიკური სისტემის ფორმულებს.

§127. გარდატეხა სფერულ ზედაპირზე. გამოსახულების აგება სარკეში. სარკის ფორმულა

ნებისმიერი ოპტიკური სისტემის მარტივი ელემენტია ორი ოპტიკურად ერთგვაროვანი გარემოს გამყოფი სფერული ზედაპირი (ნახ. 1). დაუშვათ, რომ სინათლის S წყარო იმყოფება n_1 გარდატეხის მაჩვენებლის მქონე გარემოში და მისგან გამოსული სინათლის სხივი ეცემა სფერულ ზედაპირს A წერტილში, სადაც გარდატეხდება და ხვდება n_2 გარდატეხის მაჩვენებლის მქონე გარემოში. დაუშვათ, რომ ამ გარემოთა გამყოფი სფერული საზღვრის სიმრუდის რადიუსია R , ხოლო, სფეროს ცენტრი კი C . სინათლის წერტილოვანი S წყაროს და სფერული ზედაპირის სიმრუდის C ცენტრზე გამავალ წრფეს, სფერული ზედაპირის ოპტიკურ ღერძი ეწოდება. სფერული ზედაპირის, ოპტიკურ ღერძთან გადაკვეთის O წერტილს, სფერული ზედაპირის წვერო ეწოდება. SO სხივი, სფერული ზედაპირის მართობია და მასში გავლის შემდეგ არ გარდატეხდება.



ნახ. 1.

მონაკვეთების მიმართულებებს აითვლიან სფერული ზედაპირის წვეროდან: სხივის მიმართულებით ითვლება დადებითი, ხოლო საპირისპიროდ კი უარყოფითი. კუთხეებს აითვლიან ოპტიკური ღერძიდან და სფერული ზედაპირისადმი ნორმალიდან: საათის ისრის მიმართულებით ითვლება დადებითი, ხოლო საათის ისრის საპირისპირო მიმართულებით კი უარყოფითი.

გეომეტრულ ოპტიკაში განიხილება მხოლოდ ის სხივები, რომლებიც თავისი გავრცელების გზაზე უმნიშვნელოდ გადაიხრებიან სისტემის ოპტიკური ღერძიდან. ამიტომ, ოპტიკურ ღერძსა და დაცემულ სხივებს შორის კუთხე იმდენად მცირეა, რომ ამ კუთხეების სინუსები და ტანგენსები, შეიძლება ჩავთვალოთ თვით ამ კუთხეების ტოლი ($\sin \alpha \approx \alpha$, $\tan \alpha \approx \alpha$).

განვიხილოთ S წყაროდან გამოსული ერთი სხივი, რომელიც გარდატეხდება სფერული ზედაპირის A წერტილში და ვრცელდება AS' მიმართულებით. ამ სხივისათვის გარდატეხის კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{\sin(-\alpha)}{\sin(-\gamma)} = \frac{n_2}{n_1} \quad (1)$$

კუთხის სინუსები შევცვალოთ თვით ამ კუთხეებით. მაშინ (1) ფორმულიდან შეიძლება დავწეროთ,

$$n_1(-\alpha) = n_2(-\gamma) \quad (2)$$

$-\alpha$ და θ კუთხეები წარმოადგენენ SAC და $S'AC$ სამკუთხედებისადმი გარე კუთხეებს და ორი შიგა კუთხეების ჯამის ტოლია,

$$\begin{aligned} -\alpha &= \theta - i \\ \theta &= -\gamma + \delta \end{aligned} \quad (3)$$

ანუ,

$$\begin{aligned} -\alpha &= \theta - i \\ -\gamma &= \theta - \delta \end{aligned}$$

$-\alpha$ და $-\gamma$ კუთხეების ამ მნიშვნელობების (2) გამოსახულებაში გათვალისწინებით მივიღებთ,

$$n_1(\theta - i) = n_2(\theta - \delta)$$

სადაც, თავის მხრივ თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\theta \approx h/R$, $i = h/a$ და $\delta \approx h/b$, გვექნება,

$$n_1 \left(\frac{h}{R} - \frac{h}{a} \right) = n_2 \left(\frac{h}{R} - \frac{h}{b} \right)$$

საიდანაც,

$$\frac{n_2}{b} - \frac{n_1}{a} = \frac{n_2 - n_1}{R} \quad (4)$$

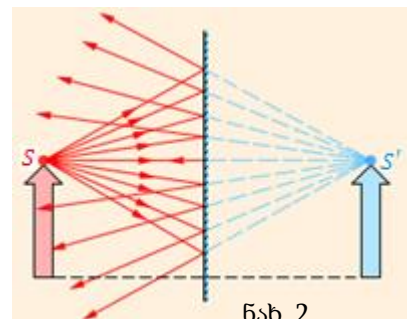
რომელიც წარმოადგენს სფერული გარდამტეხი ზედაპირის ფორმულას. (4) ფორმულაში R სიმრუდის რადიუსი უნდა ჩავთვალოთ დადებითი, ამოზნექილი ზედაპირებისათვის (C სიმრუდის ცენტრი მდებარეობს O წვეროდან მარჯვნივ), და უარყოფითი ჩაზნექილი ზედაპირებისათვის (C სიმრუდის ცენტრი მდებარეობს O წვეროდან მარცხნივ). (4) ფორმულაში n_1 -ს თუ შევცვლით ფორმალურად $(-n_2)$ -ით. მაშინ სფერული გარდამტეხი ზედაპირის (4) ფორმულიდან, მიიღება სფერული სარკის ფორმულა,

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{2}{R} = \frac{1}{f} \quad (5)$$

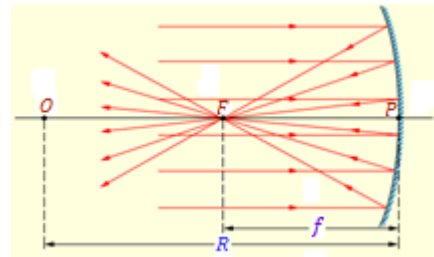
სადაც, $f = R/2$ სიდიდეს სფერული სარკის ფოკუსური მანძილი ეწოდება. როცა $a = \infty$, მაშინ $b = \infty$, ე.ი. პარალელური სხივები იკრიბებიან ფოკუსში სარკიდან f მანძილზე. როცა წყარო მოთავსებულია ფოკუსში ($a = f$), მაშინ $b = f$, ე.ი. სფერული ზედაპირიდან არეკვლის შემდეგ სინათლის ნაკადი იქცევა პარალელური სხივების ნაკადად. როცა $R = \infty$ (ბრტყელი სარკე), მაშინ $b = -a$, ე.ი. გამოსახულება იქნება წარმოსახვითი, განლაგებული სარკიდან სიმეტრიულად (ნახ.2).

მარტივი ოპტიკური მოწყობილობა, რომლის საშუალებითაც მიიღება საგნების გამოსახულებები, არის ბრტყელი სარკე. გამოსახულება წარმოადგენს წარმოსახვითს, რადგან ის მიიღება არა თვით არეკვლილი სხივების გადაკვეთების შედეგად, არამედ მათი საგნიდან სარკის მეორე მხარეს შემდგომი გაგრძელებების გადაკვეთების შედეგად (ნახ. 2). ამასთან, საგნის წარმოსახვითი გამოსახულება განლაგებულია სარკის ზედაპირისადმი სიმეტრიულად, ხოლო გამოსახულების ზომა თვით საგნის ზომის ტოლია.

იმის და მიხედვით, თუ სფეროს სეგმენტის რომელი მხარე - ამოზნექილი თუ ჩაზნექილი წარმოადგენს ამრეკლს, სფერული სარკეები შეიძლება იყოს ამოზნექილი ან ჩაზნექილი.

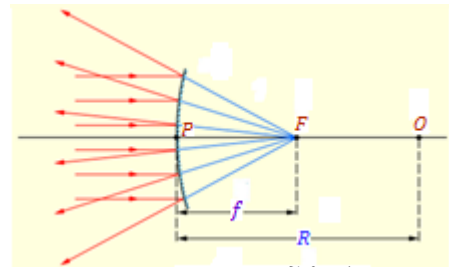


როცა ჩაზნექილ სფერულ სარკეს ეცემა მთავარი ოპტიკური ღერძის პარალელური სხივების ნაკადი, მაშინ სარკიდან არეკვლის შემდეგ, სხივები გადაიკვეთებიან წერტილში, რომელსაც სარკის მთავარი ფოკუსი (F) ეწოდება (ნახ. 3, O - ოპტიკური ცენტრი, P - პოლუსი, F - სარკის მთავარი ფოკუსი, OP - მთავარი ოპტიკური ღერძი, R - სარკის სიმრუდის რადიუსი). ფოკუსიდან, სარკის პოლუსამდე მანძილს, ფოკუსური მანძილი ეწოდება. ის აღინიშნება f ასოთი. ჩაზნექილი სფერული სარკის მთავარი ფოკუსი ნამდვილია. ის განლაგებულია სარკის პოლუსსა და ცენტრს შორის შუაში (ნახ. 3). უნდა გავითვალისწინოთ, რომ არეკვლილი სხივები გადაიკვეთებიან მიახლოებით ერთ წერტილში იმ შემთხვევაში, როცა დაცემული პარალელური ნაკადი საკმაოდ ვიწროა (ე.წ. პარაქსიალური ნაკადი).



ნახ. 3.

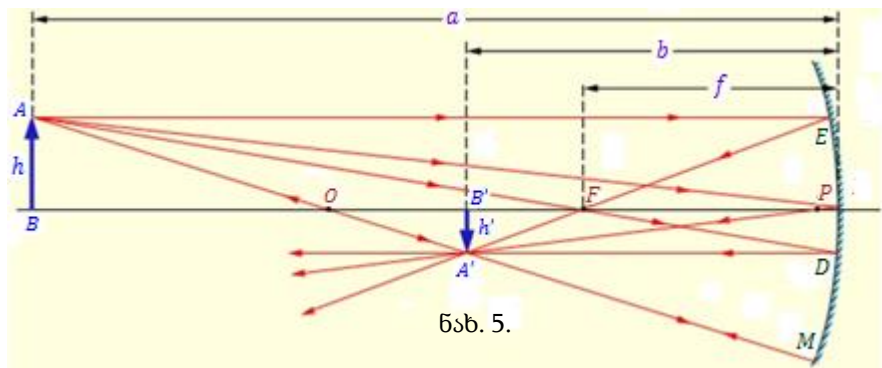
ამოზნექილი სარკის მთავარი ფოკუსი არის წარმოსახვითი. როცა ამოზნექილ სარკეს ეცემა მთავარი ოპტიკური ღერძის პარალელური სხივების ნაკადი, მაშინ არეკვლის შემდეგ ფოკუსში გადაიკვეთებიან არა თვით სხივები, არამედ მათი გავრცელებების საპირისპირო გაგრძელებები (ნახ. 4, სხივების პარალელური ნაკადის არეკვლა ამოზნექილი სარკიდან: O - ოპტიკური ცენტრი, P - პოლუსი, F - სარკის წარმოსახვითი ფოკუსი, OP - მთავარი ოპტიკური ღერძი, R - სარკის სიმრუდის რადიუსი).



ნახ. 4.

სფერული სარკეების ფოკუსურ მანძილებს მიაწერენ განსაზღვრულ ნიშანს: ჩაზნექილი სარკის ფოკუსური მანძილი $f = R/2$ ხოლო, ამოზნექილი სარკის კი $f = -R/2$.

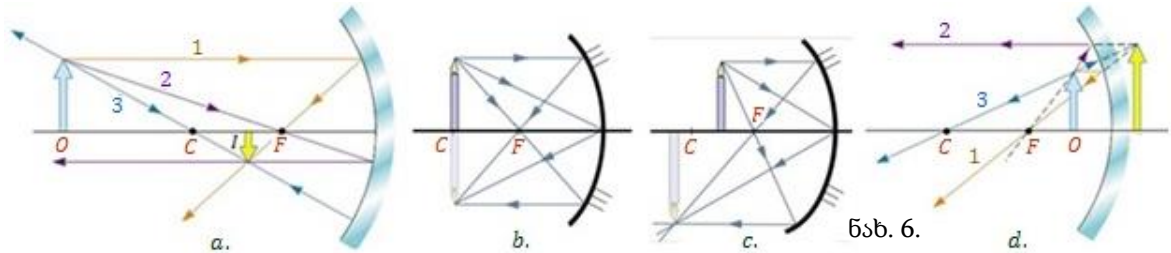
საგნის, რაიმე A წერტილის გამოსახულება სფერულ სარკეში, შეიძლება ავადგოთ შემდეგი ოთხი სტანდარტული სხივის საშუალებით (საკმარისია ორი) (ნახ. 5):



ნახ. 5.

- მთავარი ოპტიკური ღერძის პარალელური AE სხივი; არეკვლილი EFA' სხივი გაივლის ფოკუსში.
- სარკის ფოკუსზე გამავალი AFD სხივი; არეკვლილი DA' სხივი ვრცელდება მთავარი ოპტიკური ღერძის პარალელურად.
- სარკის ოპტიკურ ცენტრზე გამავალი AOM სხივი; არეკვლილი $MA'O$ სხივი ვრცელდება იმავე წრფის გასწვრივ, საპირისპიროდ;
- სარკის პოლუსზე დაცემული AP სხივი; არეკვლილი PA' სხივი, დაცემული სხივის სიმეტრიულია, მთავარი ღერძის მიმართ.

ზემოთ ჩამოთვლილი სტანდარტული სხივები ჩაზნექილი სარკისათვის გამოსახულია ნახაზზე (ნახ. 5). აგება ანალოგიურია ამოზნექილი სარკის შემთხვევისათვის. ჩაზნექილ სარკეში, საგნიდან სარკემდე სხვადასხვა მანძილებისას, შესაძლებელია გამოსახულების სარკის მიმართ განლაგების სხვადასხვა შემთხვევები (ნახ. 6).



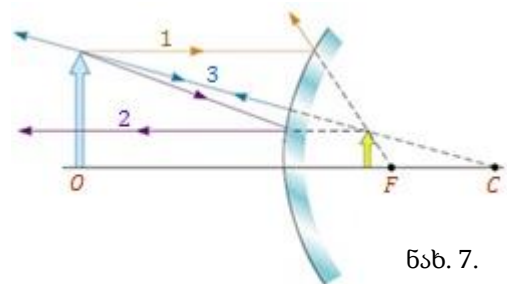
როცა საგანი სარკიდან დაშორებულია სარკიდან ცენტრამდე მანძილზე მეტი მანძილით, მაშინ მისი გამოსახულება იქნება ნამდვილი, შებრუნებული და შემცირებული, და განლაგებულია ფოკუსსა და ცენტრს შორის (ნახ. 6, a).

როცა საგანი მდებარეობს სარკის ცენტრში, მაშინ მისი გამოსახულება განლაგებული იქნება აგრეთვე სარკის ცენტრში. გამოსახულება იქნება ნამდვილი, შებრუნებული და სიდიდით საგნის ტოლი (ნახ. 6, b).

როცა საგანი მდებარეობს სარკის ცენტრსა და ფოკუსს შორის, მაშინ მისი გამოსახულება დაშორებული იქნება სარკიდან ცენტრამდე მანძილზე მეტი მანძილით, და იქნება ნამდვილი, შებრუნებული და გადიდებული (ნახ. 6, c).

როცა საგანი მდებარეობს სარკესა და მის ფოკუსს შორის, მაშინ, გამოსახულება წარმოასხვითია, პირდაპირი, გადიდებული და განლაგებული იქნება საგნიდან სარკის მეორე მხარეს (ნახ. 6, d). ყურადღება მიაქციეთ იმას, რომ საგნის გამოსახულება არის პირდაპირი, ხოლო, უფრო დაშორებული საგნების კი - შებრუნებული.

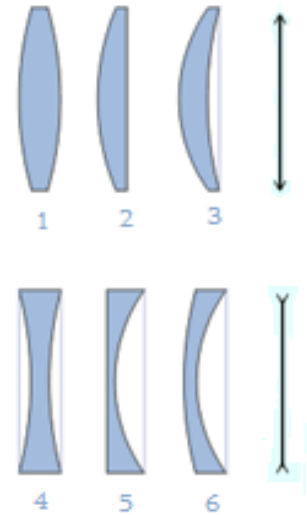
ამოზნექილ სფერულ სარკეში გამოსახულების აგება ადვილია ვიდრე ჩაზნექილ სარკეში: აქ საგნიდან სარკემდე ნებისმიერი მანძილისას, მისი გამოსახულება განლაგებული იქნება საგნიდან სარკის მეორე მხარეს (ნახ. 7). გამოსახულება ამოზნექილ სარკეში არის წარმოსახვითი, პირდაპირი და შემცირებული.



§128. ლინზა. თხელი ლინზის ფორმულა

ორი ზედაპირით (რომელთაგან ერთი ჩვეულებრივ სფერულია, ზოგჯერ ცილინდრული, ხოლო კი მეორე სფერული, ან ბრტყელი) შემოსაზღვრულ გამჭვირვალე სხეულს, ლინზა ეწოდება. ლინზის მასალად გამოიყენება მინა, კვარცი, კრისტალები, პლასტმასები და ა.შ. ფორმის მიხედვით განასხვავებენ ორმხრივამოზნექილ (1), ბრტყელამოზნექილ (2), ამოზნექილჩაზნექილ (3), ორმხრივჩაზნექილ (4), ბრტყელჩაზნექილ (5) და ჩაზნექილამოზნექილ (6) ლინზებს (ნახ. 1). ნახაზზე ნაჩვენებია აგრეთვე, შემკრები და გამზნევი ლინზების პირობითი აღნიშვნები. თუ ლინზის სისქე (შემოსაზღვრელ ზედაპირებს შორის მანძილი), გაცილებით ნაკლებია ლინზის შემოსაზღვრელი ზედაპირების რადიუსებთან შედარებით, თხელი ლინზა ეწოდება. ერთნაირი

რადიუსის ზედაპირების მქონე, ორმხრივ ამოზნექილი, ან ორმხრივამოზნექილი ლინზის შიგნით, მის ცენტრში, ოპტიკურ ღერძზე მდებარე C წერტილს, ლინზის ოპტიკური ცენტრი ეწოდება. ლინზის ცენტრზე გამავალ ნებისმიერ წრფეს, ლინზის ოპტიკური ღერძი ეწოდება. ლინზის შემომსახვრელი ზედაპირების სიმრუდის O_1 და O_2 ცენტრებზე გამავალ წრფეს, ლინზის მთავარი ოპტიკური ღერძი ეწოდება. როცა ლინზას ეცემა მთავარი ოპტიკური ღერძის პარალელური სხივების ნაკადი, მაშინ ლინზაში გავლის შემდეგ, სხივები (ან მათი გაგრძელებები) გადაიკვეთებიან ერთ F წერტილში, რომელსაც ლინზის მთავარი ფოკუსი ეწოდება. თხელ ლინზას გააჩნია ორი მთავარი ფოკუსი, რომლებიც განლაგებული არიან მთავარ ოპტიკურ ღერძზე, ლინზის მიმართ სიმეტრიულად. შემკრები ლინზების ფოკუსები ნამდვილია, ხოლო გამშნვეის კი - წარმოსახვითი. ლინზის ოპტიკურ ცენტრსა (O) და მთავარ ფოკუსს (F) შორის მანძილს, ლინზის ფოკუსური მანძილი ეწოდება. ის აღინიშნება f ასოთი. ლინზის ფოკუსში, მთავარი ოპტიკური ღერძისადმი მართობულად გამავალ სიბრტყეს, ფოკალური სიბრტყე ეწოდება. ლინზების ძირითადი თვისებაა - საგნების გამოსახულებების მიღება. გამოსახულებები არსებობენ პირდაპირი და შებრუნებული, ნამდვილი და წარმოსახვითი, გადიდებული და შემცირებული.



ნახ. 1.

სფერული ზედაპირის ფორმულის გამოყენებით, შეიძლება მივიღოთ თხელი ლინზის ფორმულა. დაუშვათ, რომ ლინზის გარდატეხის მაჩვენებელია n , ხოლო, ლინზის მარჯვენა და მარცხენა გარემოთა გარდატეხის მაჩვენებლები კი, შესაბამისად n_1 და n_2 . ავაგოთ, ლინზიდან a მანძილით დაშორებული, მთავარ ოპტიკურ ღერძზე მდებარე S წერტილის გამოსახულება. ამისათვის მოვიყვეთ შემდეგნაირად: ჯერ ავაგოთ წერტილის გამოსახულება ერთ ზედაპირზე, შემდეგ ეს გამოსახულება განვიხილოთ როგორც წყარო და ავაგოთ მისი გამოსახულება მეორე ზედაპირზე (ნახ. 2). მაშინ, სფერული გარდამტეხი ზედაპირის ფორმულის საფუძველზე (ამ შემთხვევაში პირველი ზედაპირისთვის), შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{n_1}{a} - \frac{n}{x} = \frac{n_1 - n}{R_1} \quad (1)$$

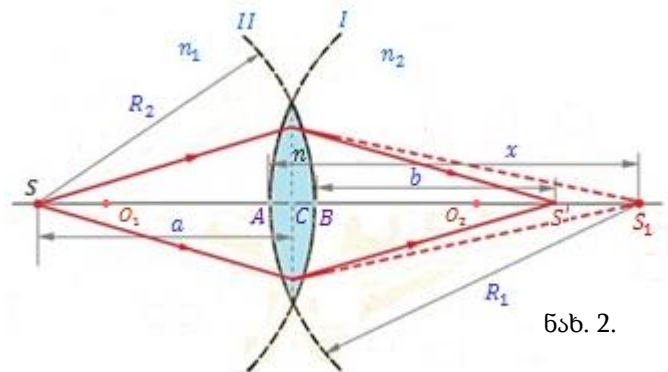
ახლა ავაგოთ S_1 წერტილის გამოსახულება მეორე ზედაპირისათვის. მეორე ზედაპირისათვის S_1 წერტილი წარმოადგენს წარმოსახვით სინათლის წყაროს, რომლის გამოსახულება არის S' წერტილი, რომელიც მდებარეობს ამ ზედაპირიდან b მანძილზე. ამიტომ, ამ შემთხვევაში გვქვია,

$$\frac{n}{x} - \frac{n_2}{b} = \frac{n - n_2}{R_2} \quad (2)$$

რადგან შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ $n_1 = n_2$, ამიტომ (1) და (2) გამოსახულებების შეკრების შედეგად მიიღება,

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = (N - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (3)$$

რომელიც წარმოადგენს თხელი ლინზის ფორმულას. სადაც, $N = n/n_1$ - ლინზის გარდატეხის მაჩვენებელია გარემო-



ნახ. 2.

მცველი გარემოს მიმართ (გარდატეხის ფარდობითი მაჩვენებელი).

როცა $a = -\infty$ - ლინზას ეცემა პარალელური სხივების ნაკადი, მაშინ (3) ფორმულის თანახმად გვექნება,

$$b = 1/(N-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (4)$$

$b = OF = f_1$ შესაბამის მანძილს (ნახ. 3, a), ლინზის ფოკუსური მანძილი ეწოდება,

$$f_1 = b = 1/(N-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (5)$$

როცა $b = \infty$ - გამოსახულება მიიღება უსასრულოებაში, ანუ, ლინზიდან გამოდის პარალელური სხივების ნაკადი, მაშინ (3) ფორმულის თანახმად გვექნება,

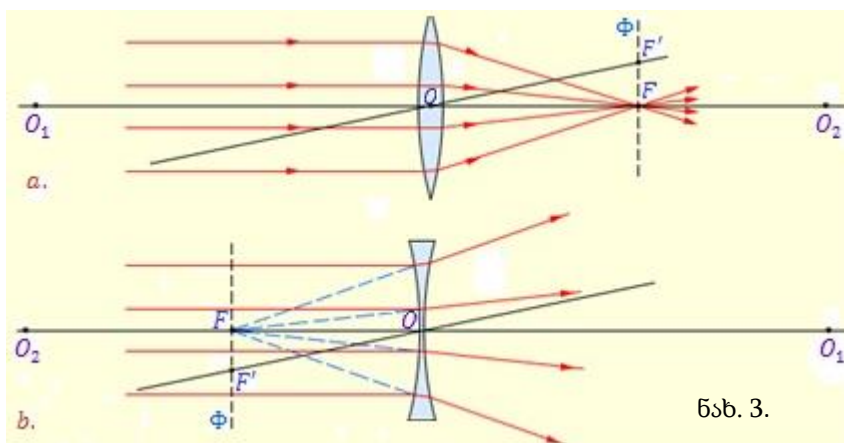
$$a = -1/(N-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (6)$$

$a = OF = f_2$ შესაბამის მანძილს (ნახ. 3, b), ლინზის ფოკუსური მანძილი ეწოდება,

$$f_2 = a = -1/(N-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (7)$$

როგორც ჩანს, $f_1 = ,$
 $= -f_2$, ე.ი. ერთნაირი გარემოთი გარშემოცული ლინზის ორივე მხარეს ფოკუსური მანძილები ტოლია. ნიშანი „-“ გვიჩვენებს, რომ ფოკუსები განლაგებულია ლინზის სხვადასხვა მხარეს.

ფოკუსური მანძილის შებრუნებულ სიდიდეს,



ნახ. 3.

$$D = \frac{1}{f} = (N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (8)$$

ლინზის ოპტიკური ძალა ეწოდება. მისი ერთეულია დიოპტრი (დპტ), $1\text{დპტ} = 1\text{მ}^{-1}$. დიოპტრი არის 1მ ფოკუსური მანძილის ლინზის ოპტიკური ძალა. დადებითი ოპტიკური ძალის ლინზა შემკრებია, ხოლო, უარყოფითის კი გამშნვეი. (8) ფორმულ-ის გათვალისწინებით, თხელი ლინზის (3) ფორმულა შემდეგი სახით ჩაიწერება,

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f} \quad (9)$$

ამ ფორმულების სხვადასხვა შემთხვევებისათვის გამოყენებისას, შეიძლება მივიღოთ კონკრეტული შედეგები. (3), (4), (6) და (7) ფორმულების გამოყენებისას უნდა გვახსოვდეს, რომ ლინზიდან მარჯვენა სიდიდეები დადებითებია, ხოლო მარცხენა კი უარყოფითი.

ლინზაში გამოსახულების ასაგებად, სარგებლობენ ზოგიერთი სტანდარტული სხივების თვისებებით, რომელთა გავრცელებები (სვლები) ცნობილია:

1. ლინზის ოპტიკურ ცენტრზე გამავალი სხივი მიმართულებას არ იცვლის.
2. მთავარი ოპტიკური ღერძის პარალელური სხივი, ლინზაში გარდატეხის შემდეგ გაივლის ლინზის მეორე ფოკუსში.
3. ლინზის პირველ ფოკუსში გასული სხივი (ან ამისი გაგრძელება), გარდატეხის შემდეგ მთავა-

რი ოპტიკური ღერძის პარალელურად ვრცელდება.

ასეთი აგების მაგალითები წარმოდგენილია ნახაზზე (ნახ. 4), სადაც ნაჩვენებია შემკრები (ნახ. 4, a) და გამშენი (ნახ. 4, b) ლინზებში გამოსახულების აგება. გამოსახულებისა და საგნის ხაზოვანი ზომების ფარდობას, ლინზის ხაზოვანი გადიდება ეწოდება,

$$\Gamma = \frac{H}{h} \quad (10)$$

ხაზოვანი გადიდების უარყოფით მნიშვნელობას შეესაბამება ნამდვილი გამოსახულება, (შებრუნებული), დადებითს კი წარმოსახვითი გამოსახულება (პირდაპირი).

საგნის ხაზოვანი ზომა h ყოველთვის ითვლება დადებითად. გამოსახულების ზომას (H), იმის და მიხედვით პირდაპირია თუ შებრუნებული გამოსახულება, მოხერხებულობის მიზნით მიაწერენ „+“ ან „-“ ნიშანს. ამიტომ, ხაზოვანი გადიდების უარყოფით მნიშვნელობას ($\Gamma < 0$) შეესაბამება ნამდვილი (შებრუნებული) გამოსახულება, დადებითს ($\Gamma > 0$) კი - წარმოსახვითი (პირდაპირი) გამოსახულება.

შემკრები და გამშენი ლინზების კომბინაციები გამოიყენება მრავალ ოპტიკურ ხელსაწყოებში. ასეთ სისტემებში სინათლე თანმიმდევრობით გადის ორ ან რამოდენიმე ლინზას. პირველ ლინზაში მიღებული გამოსახულება წარმოადგენს საგანს (ნამდვილს, ან წარმოსახვითს) მეორე ლინზისათვის, რომელშიც აიგება საგნის მეორე გამოსახულება. ეს მეორე გამოსახულება აგრეთვე შეიძლება იყოს ნამდვილი, ან წარმოსახვითი. ორი თხელი ლინზის შემცველი ოპტიკური სისტემისათვის ლინზის ფორმულა გამოყენებული უნდა იქნეს ორჯერ. ამასთან, პირველი გამოსახულებიდან მეორე ლინზამდე d_2 მანძილი უნდა ჩავთვალოთ $\ell - f_1$ სიდიდის ტოლი, სადაც, ℓ ლინზებს შორის მანძილია. ლინზის ფორმულით განსაზღვრული f_2 სიდიდით განისაზღვრება მეორე გამოსახულების მდებარეობა და მისი ხასიათი (როცა $f_2 > 0$ - ნამდვილი გამოსახულება, ხოლო თუ $f_2 < 0$ - წარმოსახვითი). ორლინზიანი სისტემის საერთო ხაზოვანი გადიდება, ცალკეული ლინზების ხაზოვანი გადიდებების ნამრავლის ტოლია: $\Gamma = \Gamma_1 \cdot \Gamma_2$.

§129. ოპტიკური სისტემები

თანამედროვე ოპტიკურ ხელსაწყოებში (ფოტოაპარატი, პროექტორი საპროექციო აპარატი და სხვ.), გამოიყენება არა მხოლოდ თხელი ლინზები, არამედ რთული მრავალლინზიანი სისტემები.

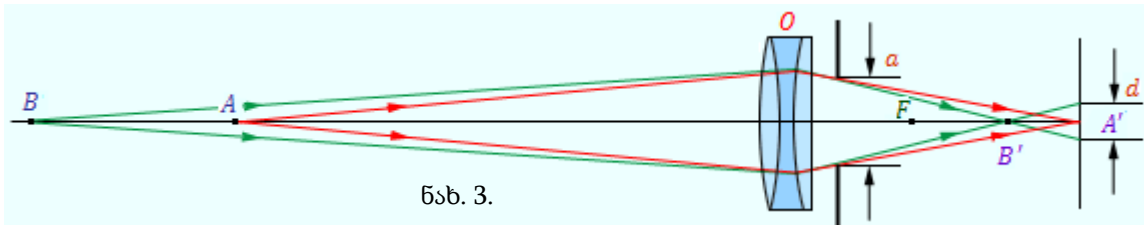
ფოტოაპარატი წარმოადგენს ჩაკეტილ, გაუმჭვირვალე, შუქშეუღწევად კამერას (ნახ. 1). გადასაღები საგნების გამოსახულება მიიღება ფოტოფირფიტაზე ლინზათა სისტემის საშუალებით, რომელსაც ობიექტივი ეწოდება (ნახ. 2). ექსპოზიციის დროს ობიექტივის გაღება ხდება სპეციალური

საკეტი. ფოტოაპარატის მუშაობის თავი-სებურობა მდგომარეობს იმაში, რომ ფოტოფირზე მიიღება სხვადასხვა მანძილზე მყოფი საგნების მკვეთრი გამოსახულება, რაც შესაძლებელია, ობიექტივის ფოტოფირის მიმართ გადაადგილებით. ჩვეულებრივი ფოტოგრაფირებისას, საგანი დაშორებული უნდა იყოს ორმაგი ფოკუსური მანძილზე მეტი მანძილით, ამიტომ გამოსახულება მიიღება ფოკუსსა და ორმაგ ფოკუსს შორის მანძილზე და

ნახ. 1.



ნახ. 2.

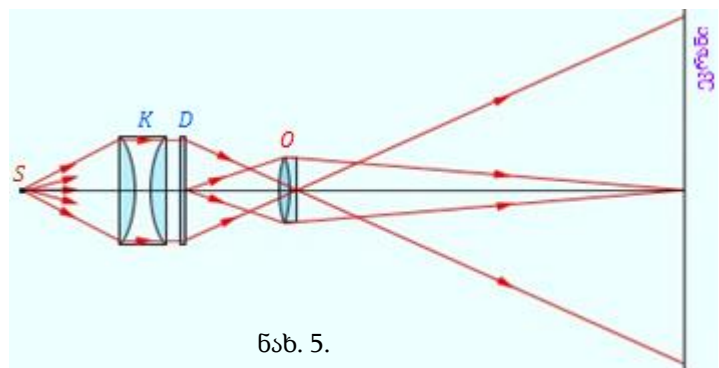


ნახ. 3.

იქნება ნამდვილი, შემცირებული და შებრუნებული (ნახ. 3).

საპროექციო აპარატი განკუთვნილია ეკრანზე ნამდვილი და გადიდებული გამოსახულებების მისაღებად (ნახ. 4). საპროექციო ობიექტს (მნათი, ან განათებული საგანი) ათავსებენ ობიექტივის მთავარი ფოკალური სიბრტყის მახლობლად, რომელიც შეიძლება გადავადგილოთ (ნახ. 5). საპროექციო ობიექტის განათება ხდება დიდი ზომის მოკლეფოკუსიანი კონდენსორის (K) საშუალებით. კონდენსორი წარმოადგენს ლინზათა სისტემას და განკუთვნილია იმისათვის, რომ მოხდეს სინათლის S წყაროს სხივების კონცენტრირება დიაპოზიტივზე (D). O ობიექტივის საშუალებით ხდება ბრტყელი საგნის გამოსახულების ფოკუსირება (D დიაპოზიტივი) დაშორებულ ეკრანზე (ნახ. 5). ეკრანზე მიიღება ობიექტის განათებული დიაპოზიტივის ნამდვილი, გადიდებული და შებრუნებული გამოსახულება. საპროექციო აპარატის გადიდება შეიძლება ვცვალოთ, ეკრანის მიახლოებით, ან დაშორებით, D დიაპოზიტივს და O ობიექტივს შორის მანძილის ერთდროული ცვლილებით.

ნახ. 4.



ნახ. 5.

ლუპა წარმოადგენს ვიზუალური დაკვირვების, მცირე (1სმ, ან რამდენადმე მეტი) ფოკუსური მანძილის მქონე მარტივ ოპტიკური სისტემას და შედგება ერთი, ან რამოდენიმე ლინზისაგან (ნახ. 6). ლუპა განლაგებულია თვალსა და საგანს შორის. წარმოსახვითი გამოსახულება მიიღება, ან თვალის საუკეთესო ხედვის მანძილზე (~25სმ), ან უსასრულობაში. ორივე შემთხვევაში გადიდება პრაქტიკულად ერთი და იგივეა და ტოლია d_o/f , სადაც, d_o - საუკეთესო ხედვის მანძილია, f - ლინზის ფოკუსური მანძილი.



ნახ. 6.

როცა ლუპა განლაგებულია თვალთან ახლოს, ხოლო განსახ-ილველი საგანი - მის ფოკალურ სიბრტყეში, მაშინ საგანი ლუპაში გამოჩნდება,

$$\varphi = \frac{h}{F} \quad (1)$$

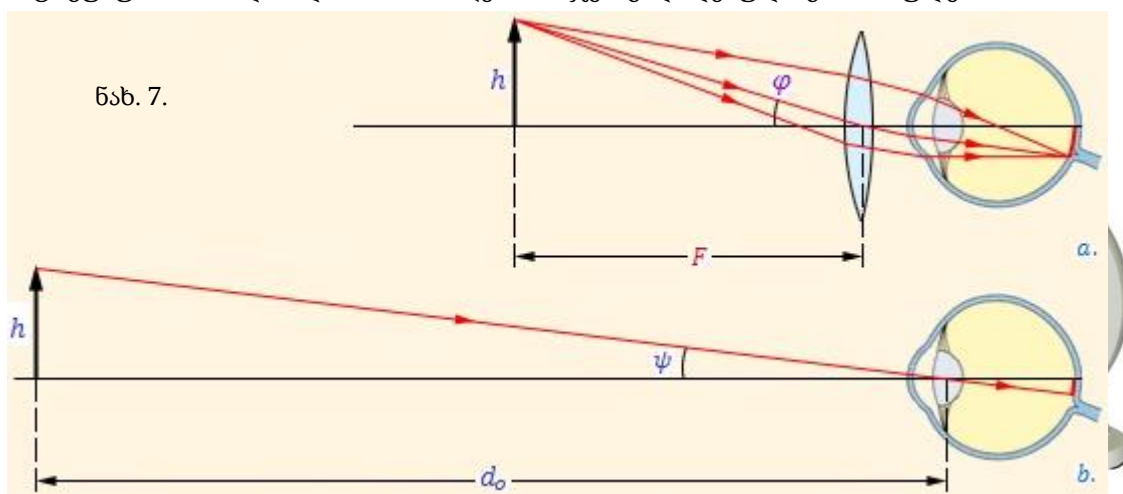
კუთხით (ნახ. 7a). სადაც, h - საგნის ზომა. ამავე საგნის ლუპის გა-რეშე დაკვირვებისას, ის უნდა მოვათავსოთ ნორმალური თვალის საუკეთესო ხედვის მანძილზე ($d_o = 25$ სმ). მაშინ საგანი ლუპაში გამოჩნდება,

$$\psi = \frac{h}{d_o} \quad (2)$$

კუთხით (ნახ. 7 b). (1) და (2) ფორმულებიდან გამომდინარეობს, რომ ლუპის კუთხური გადიდება ტოლია,

$$\gamma = \frac{\varphi}{\psi} = \frac{d_o}{F} \quad (3)$$

10სმ ფოკუსური მანძილის ლინზაში მიიღება 2.5-ჯერ გადიდებული გამოსახულება.



მიკროსკოპი გამოიყენება ახლოს განლაგებული ძალიან მცირე ზომის საგნების (ობიექტების), დიდად გადიდებული გამოსახულებების მისაღებად (ნახ. 8). მიკროსკოპში საგნის გადიდებული გამოსახულება მიიღება ოპტიკური სისტემის საშუალებით, რომელიც შედგება ორი მოკლეფოკუსიანი ლინზისაგან - ობიექტივისა (O) და ოკულარისაგან (L) (ნახ. 9). ობიექტივის საშუალებით მიიღება საგნის ნამდვილი, შებრუნებულ და გადიდებულ გამოსახულება, რომელიც თვალის მიერ დაიკვირვება ოკულარის საშუალებით, რომლის მოქმედება ლუპის მოქმედების ანალოგიურია. ოკულარს ისე განლაგებენ, რომ შუალედური გამოსახულება იმყოფებოდეს მის ფოკალურ სიბრტყეში.

საგნის წარმოსახვითი გამოსახულება ოკულარში ყოველთვის შებრუნებულია. როცა ეს მოუხერხებელია (მაგალითად, მცირე შრიფტით კითხვისას), თვით საგანი შეიძლება გადავებრუნოთ ობიექტივის წინ. ამიტომ, მიკროსკოპის კუთხური გადიდება მიღებულია ჩავთვალოთ დადებითი სიდიდე. როგორც ნახაზიდან (ნახ. 9) ჩანს, საგნის ხედვის კუთხე,

$$\varphi = \frac{h'}{F_2} = \frac{f \cdot h}{d \cdot F_2}$$

მიახლოებით შეიძლება დაუშვათ, რომ $d \approx F_1$ და $f = \ell$, სადაც, ℓ - არის მიკროსკოპის ობიექტ-



ნახ. 8.

ივსა და ოკულარს შორის მანძილი („ტუბუსის - მიკროსკოპის მილის სიგრძეა). ამავე საგნის მიკროსკოპის გარეშე დაკვირვებისას,

$$\psi = \frac{h}{d_o}$$

ამიტომ, მიკროსკოპის კუთხური გადიდება ტოლი იქნება,

$$\gamma = \frac{\varphi}{\psi} = \frac{\ell \cdot d_o}{F_1 \cdot F_2}$$

კარგ მიკროსკოპში მიიღება რამოდენიმე ასულჯერ გადიდებული გამოსახულება.

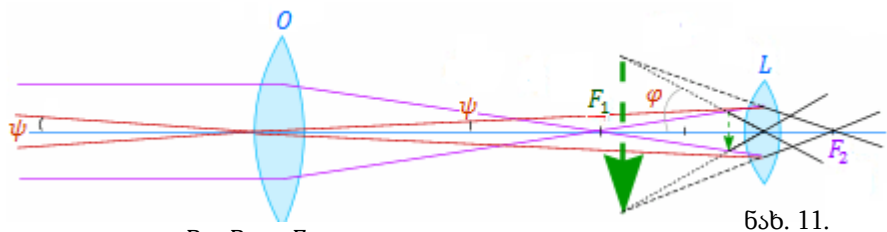
საჭვრეტი მილი გამოიყენება დაშორებული საგნების გადიდებული გამოსახულებების მისაღებად (ნახ. 10). საჭვრეტი მილის კუთხური გადიდება გამოისახება ფოკუსური მანძილების საშუალებით,

$$\gamma = -\frac{F_1}{F_2}$$

არსებობენ ორი ტიპის საჭვრეტი მილები:

კეპლერის საჭვრეტი მილი წარმოადგენს გრძელფოკუსიან ობიექტივს, რომელიც განკუთვნილია ასტრონომიული დაკვირვებებისათვის. გვამღევს ძალიან დაშორებული წერტილების (ობიექტების) ნამდვილ, გადიდებულ და შებრუნებულ გამოსახულებას, ობიექტივის (O) ღიზის, ფოკუსის მახლობლობაში (ნახ. 11). ამიტომ მოუხერხებელია დედამიწაზე დაკვირვებისათვის.

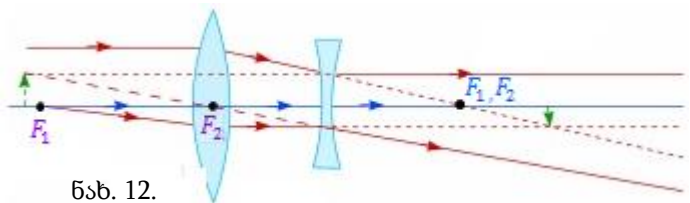
საჭვრეტი მილის გარეშე ობიექტი ჩანს ψ კუთხით, ხოლო, საჭვრეტი მილის საშუალებით φ კუთხით,



ნახ. 11.

$$\frac{\tan \varphi}{\tan \psi} = \frac{B_1}{F_2} \cdot \frac{B_1}{F_1} = \frac{F_1}{F_2}$$

გალილეის საჭვრეტი მილი განკუთვნილია დედამიწაზე დაკვირვებისათვის. ობიექტივი გვამღევს გადიდებულ და პირდაპირ გამოსახულებას, ფოკუსის მახლობლობაში. გალილეის მილში ოკულარად გამოიყენება გამზნევი ღიზა. ობიექტივსა და მის ფოკალურ სიბრტყეს შორის, შემკრები სხივების ნაკადის გზაზე განლაგებულია გამზნევი ღიზა, რომელიც გადახრის სხივებს ოპტიკური ღერძიდან. თვალი ხედავს გადიდებულ, პირდაპირ და წარმოსახვით გამოსახულებას (ნახ. 12). საჭვრეტი მილის სიგრძე მიახლოებით ტოლია ფოკუსური მანძილების სხვაობის. გადიდება შედარებით მცირეა. გალილეის მილი ჯერ კიდევ გამოიყენება ბინოკლად.



ნახ. 12.

ტელესკოპი განკუთვნილია, დაშორებული ასტრონომიული ობიექტების დასაკვირვებლად (ნახ.



ნახ. 10.

13). ის შედგება ორი ლინზისაგან: საგნისკენ მიმართული დიდი ფოკუსური მანძილის შემკრები ლინზისაგან (ობიექტივი - O) და დამკვირვებლისაკენ მიმართული მცირე ფოკუსური მანძილის ლინზისაგან (ოკულარი - L). სხივთა სვლა ასტრონომიულ ტელესკოპში ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 14). იგულისხმება, რომ დამკვირვებლის თვალი აკომოდირებულია უსასრულოდ, ამიტომ, დაშორებული საგნის ნებისმიერი წერტილიდან, სხივები გამოდიან ოკულარიდან, პარალელური ნაკადის სახით. სხივთა ასეთ სვლას ტელესკოპური ეწოდება. ასტრონომიულ მილში სხივების ტელესკოპური სვლა მიიღწევა იმ პირობისას, რომ ობიექტისა და ოკულარს შორის მანძილი მათი $\ell = F_1 + F_2$ ფოკუსური მანძილების ტოლია.

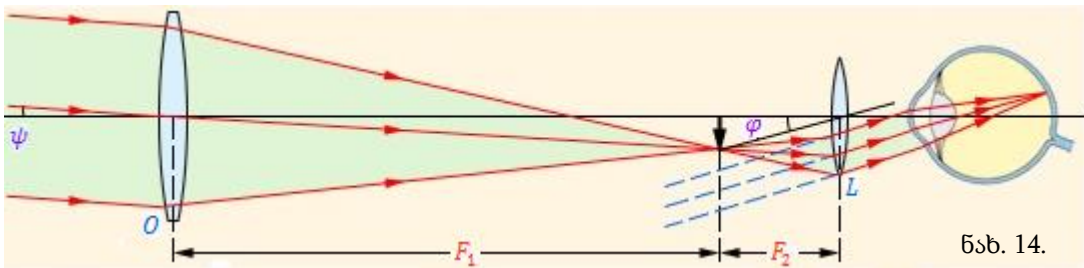


ნახ. 13.

ტელესკოპში დამკვირვებული საგნები, ყოველთვის დაშორებულია დამკვირვებლიდან. თუ დაშორებული საგანი, შეუარაღებელი თვალით, ტელესკოპის გარეშე ჩანს ψ კუთხით, ხოლო, ტელესკოპით დამკვირვებისას φ კუთხით (ნახ. 14), მაშინ

$$\gamma = \frac{\varphi}{\psi}$$

ფარდობას, კუთხური გადიდება ეწოდება. კუთხურ გადიდებას, ისევე როგორც ხაზოვან გადიდებას, შეიძლება მივაწეროთ „+“, ან მიწეროთ „-“ ნიშანი, იმის და მიხედვით გამოსახულება პირდა-



ნახ. 14.

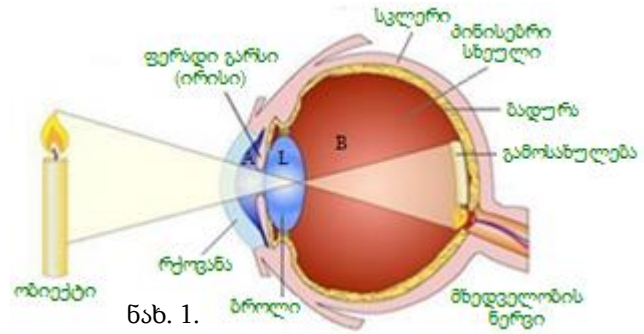
პირია თუ შებრუნებული.

დიდ ასტრონომიულ ტელესკოპებში ობიექტივებად გამოიყენება არა ლინზები, არამედ სფერული სარკეები. ასეთ ტელესკოპებს რეფლექტორები ეწოდებათ. კარგი სარკის დამზადება უფრო ადვილია, და გარდა ამისა, სარკეებს, ლინზებისაგან განსხვავებით, არ გააჩნიათ ქრომატული აბერაცია. მხედველობაში უნდა მივიღოთ აგრეთვე, რომ დიდი ასტრონომიული ტელესკოპები განკუთვნილია არა მხოლოდ იმისათვის, რომ გავადიდოთ კუთხური მანძილები დასაკვირვებელ კოსმოსურ ობიექტებს შორის, არამედ სუსტად მნათი ობიექტების სინათლის ენერგიის ნაკადის გასადიდებლად.

§130. თვალი

გარემომცველი სამყაროს შესახებ ინფორმაციის მნიშვნელოვან ნაწილს $\sim (80 \div 90)\%$, ადამიანი ღებულობს თვალის საშუალებით. ადამიანის თვალი წარმოადგენს რთულ ოპტიკურ სისტემას (ნახ. 1), რომელიც თავისი მოქმედებით ფოტოაპარატის ოპტიკური სისტემის ანალოგიურია, რომელიც გვაძლევს შემცირებულ, შებრუნებულ და ნამდვილ გამოსახულებას თვალის, სინათლის მგრძნობიარე ბადურის გარსზე. თვალის ოპტიკური სისტემა წარმოადგენს გარდა-

მტებ გარემოთა ერთობლიობას, რომელიც შეიცავს გამჭვირვალე სითხეს (A), ბროლს (L) და მინისებრ სხეულს (B). თვალს გააჩნია თითქმის სფეროსებრი ფორმა (~2.5 სმ დიამეტრი). გარედან ის დაფარულია თეთრი ფერის დამცავი გარსით - სკლერით. სკლერის წინა გამჭვირვალე ნაწილს რქოვანა ეწოდება. მისგან რაღაც მანძილზე განლაგებულია პიგმენტით შეღებილი ფერადი გარსი (ირისი). თვალის ფერად გარსში მოთავსებულია გუგა, რომლის საშუალებითაც



ნახ. 1.

ბითაც თვალში შედის სინათლის სხივი. დაცემული სინათლის ინტენსივობის მიხედვით, გუგა რეფლექტურად იცვლის თავის დიამეტრს ~ (2 ÷ 8) მმ-მდე, ე.ი. მოქმედებს ფოტოაპარატის დიაფრაგმის ანალოგიურად. სიბნელებში გუგა ფართოვდება (სუსტ სინათლეზე ირისი ფართოვდება და გაზრდილ გუგასაც მეტი სინათლის შეღწევის საშუალებას აძლევს), ხოლო სინათლეზე კი - ვიწროვდება (კაშკაშა სინათლეზე ირისი ზომაში იკვეცება, შედეგად თვალის გუგაც ზომაში მცირდება და ნაკლებ სინათლეს ატარებს). თვალის გუგა, ზომაში მატულობს მაშინაც, როდესაც ადამიანი განიცდის ძლიერ ემოციებს, მაგალითად, შიშს ან ვნებას. რქოვანასა და ფერად გარსს შორის მოთავსებულია გამჭვირვალე სითხე. გუგის შემდეგ განლაგებულია ბროლი - ელასტური ლინზის მსგავსი სხეული, რომელიც ისევე მოქმედებს, როგორც ჩვეულებრივი ობიექტივის ლინზა. ბროლის ფორმა იცვლება თვალის კუნთის საშუალებით ისე, რომ მასთან ერთად იცვლება მისი ოპტიკური ძალა. თვალის დანარჩენი ნაწილი შევსებულია მინისებრი სხეულით. თვალის უკანა ნაწილი დაფარულია ბადურა გარსით, რომელიც წარმოადგენს მხედველობითი ნერვის რთულ განშტოებას, ნერვების დაბოლოებებით - ჩხირებით და კოლბებით, რომლებიც წარმოადგენენ სინათლის მგრძნობიარე ელემენტებს. ჩხირები ძალზე მგრძნობიარეა სინათლის მიმართ, მაგრამ არ აღიქვამენ ფერებს, მწვანესა და ლურჯის გარდა. კოლბები კი პირიქით, მგრძნობიარენი არიან ფერადი სხივების მიმართ, მაგრამ წყვეტენ ფუნქციონირებას სიბნელებში. ამიტომაც, რომ დაბნელებისთანავე ჩვენი მხედველობა სუსტდება და ყველაფერს აღიქვამთ მოლურჯო და მონაცრისფრო-მომწვანო ფერებში. სიბნელებში მხოლოდ ჩხირები განაგრძობენ ფუნქციონირებას. როდესაც, სინათლე ძალიან კაშკაშაა, ჩხირები აჩერებენ ფუნქციონირებას, ხოლო როდესაც სინათლე იკლებს - კვლავ განაგრძობენ აქტივობას. მაგრამ ეს პროცესი მყისიერად არ ხდება. ამიტომ არის, რომ მზიანი ქუჩიდან, ბნელ ოთახში შესვლისას, თვალს გარკვეული დრო სჭირდებათ ადაპტაციისთვის, და პირიქით - ბნელი ოთახიდან, განათებულ ადგილზე გასვლისას, თვალებში წამიერად გვიბნელდება.

რქოვანა, გამჭვირვალე სითხე, ბროლი და მინისებრი სხეული ქმნიან ოპტიკურ სისტემას, რომლის ოპტიკური ცენტრი განლაგებულია რქოვანაგან დაახლოებით 5მმ მანძილზე. როცა თვალის კუნთი მოდუნებულია, თვალის ოპტიკური ძალა ~59დპტ ტოლია, ხოლო კუნთის მაქსიმალური დაძაბვისას კი ~ 70დპტ.

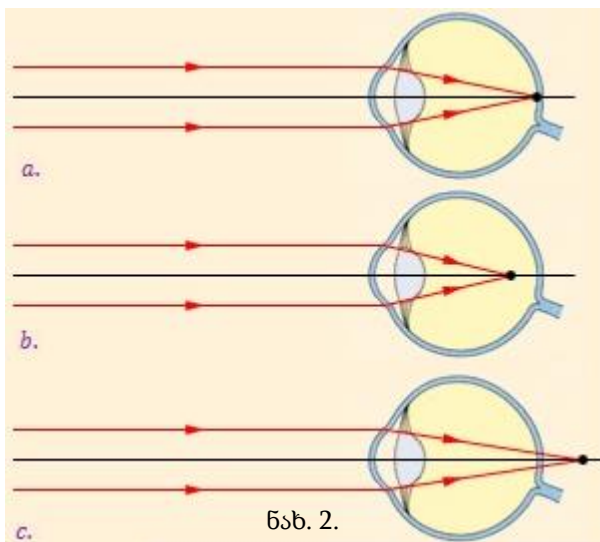
ადამიანი ხედავს არა თვალებით, არამედ თვალების საშუალებით. საგნიდან გამოსული სინათლის სხივები გარდატეხილიან ჰაერი-რქოვანას საზღვარზე, გარდატეხის შემდეგ გადიან ბროლში და ქმნიან გამოსახულებას ბადურაზე, სადაც სინათლის ენერგია აღიქმება ადამიანის ნერვული სისტემის გრძნობითი ელემენტების მიერ. ტვინზე გადაცემული ინფორმაცია, სინათლის ნაკადის განაწილების შესახებ, წარმოიშობა ადამიანის შემეცნებაში, საგნების გამოსახულებების

სახით.

თვალის უნარს, ნათლად გაარჩიოს საგნები სხვადასხვა მანძილზე, თვალის აკომოდაცია ეწოდება. ყველაზე დაშორებული და ყველაზე ახლო წერტილები, რომლებზედაც შეიძლება აკომოდირებული იქნეს თვალი, თვალის აკომოდაციის შორი და ახლო წერტილები ეწოდება. ნორმალური ხედვის თვალის აკომოდაციის შორი წერტილი იმყოფება უსასრულოებაში, ხოლო ახლო წერტილი კი ($10 \div 20$)სმ მანძილზე. ასაკთან ერთად აკომოდაციის დიაპაზონი ვიწროდება.

აკომოდაციის არის საზღვრების განმსაზღვრელი ამ ორი წერტილისა გარდა, თვალს გააჩნია საუკეთესო ხედვის მანძილი, ე.ი. საგნიდან თვალამდე მანძილი, რომლის დროსაც ყველაზე მოსახერხებელია (თვალის ყოველგვარი დაძაბვის ძაბვის გარეშე) გავარჩიოთ საგნის დეტალები (მაგალითად, მცირე ზომის შრიფტიანი ტექსტის წაკითხვა). ნორმალური თვალისათვის ეს მანძილი პირობითად მიღებულია 25სმ ტოლი.

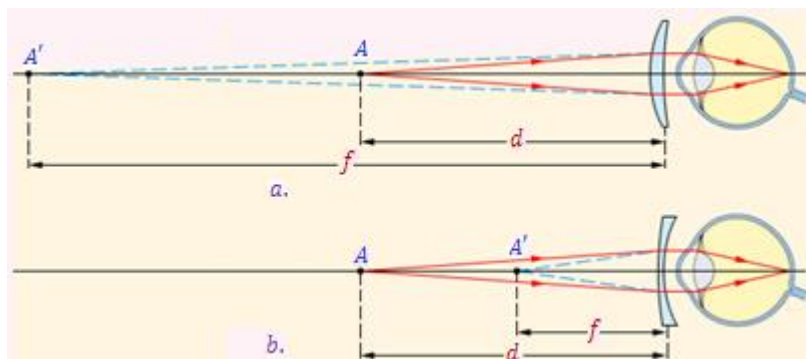
მხედველობის ყველაზე გავრცელებული ნაკლოვანებებია ახლომხედველობა და შორსმხედველობა. ისინი ცუდად ხედავენ დაშორებულ საგნებს, რადგან საგნიდან არეკილი პარალელური სხივები, თვალში გარდატეხის შემდეგ, ფოკუსში ბადურაზე კი არ იკრიბება, არამედ გამოსახულება შეიძლება აღმოჩნდეს ან ბადურის წინ (ახლომხედველობა), ან ბადურის შემდეგ (შორსმხედველობა), რის გამოც ბადურაზე აღიბეჭდება საგნის ბუნდოვანი გამოსახულება (ნახ. 2 - დაშორებული საგნის გამოსახულება თვალში: *a* - ნორმალური თვალი, *b* - ახლომხედველი თვალი; *c* - შორსმხედველი თვალი).



ნახ. 2.

ახლომხედველი თვალის საუკეთესო ხედვის მანძილი ნაკლებია, ხოლო, შორსმხედველის კი მეტი, ვიდრე ნორმალური თვალის. მხედველობის დეფექტის გამოსასწორებლად გამოიყენება სათვალეები. შორსმხედველი თვალისათვის საჭიროა დადებითი ოპტიკური ძალის სათვალეები (შემკრები ლინზები), ხოლო ახლომხედველი თვალისათვის კი - უარყოფითი ოპტიკური ძალის (გამზნევი ლინზები). შორსმხედველი და ახლომხედველი თვალის კორექცია სათვალეების საშუალებით ილუსტრირებულია ნახაზზე (ნახ. 3 - სათვალეების შერჩევა კითხვისათვის შორსმხედველი (*a*) და ახლომხედველი (*b*) თვალისათვის).

A საგანი განლაგებულია ნორმალური თვალის საუკეთესო ხედვის მანძილზე ($d = d_0 = 25$ სმ). *A'* წარმოსახვითი გამოსახულება განლაგდება *f* მანძილზე, რომელიც მოცემული თვალის საუკეთესო ხედვის მანძილის ტოლია.

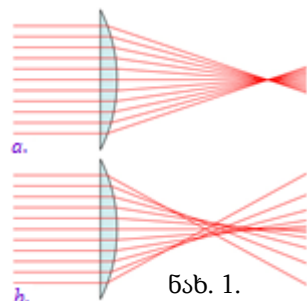


ნახ. 3.

§131. ოპტიკური სისტემების აბერაცია

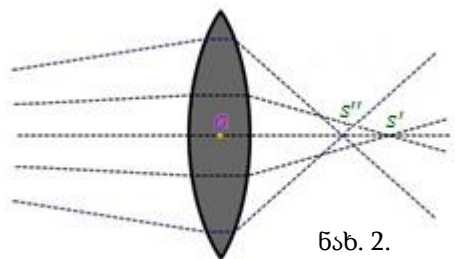
თხელ ლინზებს გააჩნიათ მთელი რიგი ნაკლოვანებები, რაც არ გვადლევს საშუალებას მივიღოთ მაღალხარისხიანი გამოსახულებები. ფაქტიურად მიღებული გამოსახულების (ნახ. 1b), იდეალურისაგან (ნახ. 1a) გადახრას (გამოსახულების ფორმირებისას წარმოშობილ დამახინჯებებს), აბერაცია ეწოდება. პარაქსიალური სხივებისათვის, აბერაცია მცირეა და ის შეიძლება უგულებელვყოთ. მათგან მთავარია - სფერული და ქრომატული აბერაცია.

სფერული აბერაცია მქლავნდება სინათლის სხივების ფართო ნაკადის შემთხვევაში, როცა ლინზის მთავარი ოპტიკური ღერძიდან, სხვადასხვა მანძილით დაშორებულ წერტილში დაცემული სხივები, გადაკვეთავენ მთავარ ოპტიკურ ღერძს, სხვადასხვა წერტილში (ნახ. 2). კერძოდ, ლინზის კიდეების მახლობლად გასული სინათლის სხივები უფრო ძლიერ გარდატყდებიან, ვიდრე ოპტიკური ღერძის მახლობლად გასული სხივები. რაც იმით აიხსნება, რომ სინათლის პარალელური სხივები, ლინზის სფერულ ზედაპირს ეცემიან სხვადასხვა კუთხით. რაც უფრო შორს მდებარეობს სხივის გზა ლინზის (ობიექტივის) ოპტიკური ღერძიდან, მით უფრო მეტია მისი დაცემის კუთხე და უფრო ძლიერ გარდატყდება. ოპტიკური ღერძთან ახლოს მყოფი სხივები გადაიკვეთებიან S' წერტილში (ლინზის ოპტიკური ცენტრიდან OS' მანძილზე), ხოლო, ოპტიკური ღერძიდან უფრო დაშორებული სხივები კი S'' წერტილში (ლინზის ოპტიკური ცენტრიდან OS'' მანძილზე), ლინზასთან ახლოს (ნახ. 2), რის შედეგადაც, მნათი წერტილის გამოსახულება, ოპტიკური ღერძის მართობულ ეკრანზე მიიღება ბუნდოვანი ლაქის სახით.



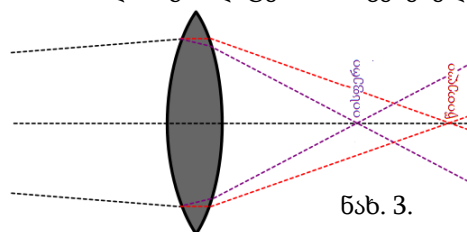
ნახ. 1.

სფერული აბერაციის რაოდენობრივ ზომას წარმოადგენს $\delta = OS'' - OS'$ სიდიდე. სფერული აბერაცია შეიძლება შევამციროთ დიაფრაგმების გამოყენებით. სფერული აბერაციის პრაქტიკული გამოსწორება შესაძლებელია აგრეთვე, შემკრებ ($\delta < 0$) და გამზნვე ($\delta > 0$) ლინზათა სისტემის კომბინირებით.



ნახ. 2.

ქრომატული აბერაცია წარმოიშობა იმის გამო, რომ ლინზის მასალის გარდატეხის მაჩვენებელი დამოკიდებულია სინათლის ტალღის სიგრძეზე (სიხშირეზე). ამიტომ, სისტემის ფოკუსური მანძილი და სხვა მახასიათებლები დამოკიდებულია აგრეთვე ტალღის სიგრძეზე. შესაბამისად, საგნის ერთი წერტილიდან გამოსული, სხვადასხვა ტალღის სიგრძის შესაბამისი სხივები, არ იკრიბებიან გამოსახულების სიბრტყის ერთ წერტილში და ლინზის ფოკუსური მანძილი აღმოჩნდება განსხვავებული, სხვადასხვა ტალღის სიგრძის სინათლისათვის, რაც იწვევს გამოსახულების გამკრთალებას, რთული (არამონოქრომატული) სინათლის შემთხვევაში (ნახ. 3).



ნახ. 3.

ოპტიკურ სისტემაზე თეთრი სინათლის დაცემისას, მისი შემადგენელი ცალკეული მონოქრომატული სხივები ფოკუსირდებიან სხვადასხვა წერტილებში (უდიდესი ფოკუსური მანძილი გააჩნიათ წითელ სხივებს, ხოლო, უმცირესი კი - იისფერ სხივებს), ამიტომ, გამოსახულება მიიღება მკრთალი და კიდეების გასწვრივ ფერადი. რადგან სხვადასხვა ხარისხის მინებს გააჩნიათ განსხვავებული დისპერსია, ამიტომ სხვადასხვა მინის შემკრები და გამზნვე ლინზების კომბინირებ-

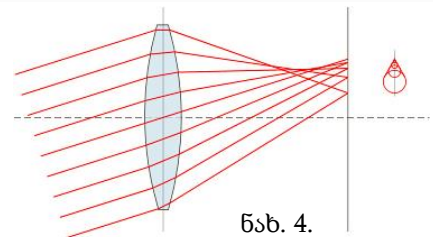
ით, შეიძლება შევუთავსოთ ორი (აქრომატი) და სამი (აპოქრომატი) სხვადასხვა ფერის ფოკუსები, რითაც შეიძლება ავიცილოთ ქრომატული აბერაცია. სფერულ და ქრომატულ აბერაციებზე გასწორებულ სისტემებს, აპლანატები ეწოდებათ.

ქრომატული აბერაციები იწვევენ მკაფიო გამოსახულებების დამახინჯებებს. ქრომატულ აბერაციის თავიდან აცილების მიზნით, გამოიყენება მცირედისპერსიული მინისაგან დამზადებული, სპეციალური აპოქრომატული ლინზები, რომელთა საშუალებითაც არ ხდება სინათლის სხივებს ცალკეულ ტალღებად დაშლა.

განასხვავებენ ორი ტიპის ქრომატული აბერაციას: მდებარეობის ქრომატიზმს და გადიდების ქრომატიზმს. მდებარეობის ქრომატიზმი წარმოიშობა იმ შემთხვევაში, როცა სხვადასხვა ტალღის სიგრძის სინათლის სხივები, ფოკუსირდებიან სხვადასხვა სიბრტყეში. სხვა სიტყვებით, ლურჯი ფერის სხივები ფოკუსირდებიან ლინზის (ობიექტივის) უკანა მთავარი სიბრტყის მახლობლად, ხოლო, წითელი ფერის სხივები კი შორს, ვიდრე მწვანე ფერის სხივები. მდებარეობის ქრომატიზმის გამოსწორება ცნობილი იყო ჯერ კიდევ XVIII საუკუნეში, სხვადასხვა გარდატეხის მაჩვენებლის მქონე მინებისაგან დამზადებული შემკრები და გამზნევი ლინზების კომბინირების გზით. ლინზები, რომლებშიც გასწორებულია მდებარეობის ქრომატიზმი, აქრომატული ეწოდებათ. ყველა თანამედროვე ობიექტივები პრაქტიკულად აქრომატულია არიან.

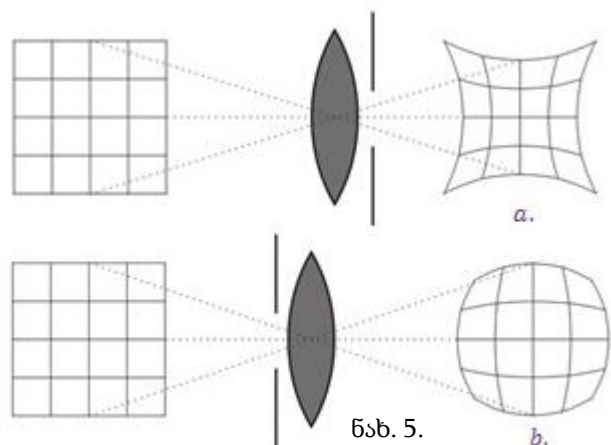
გადიდების ქრომატიზმი წარმოიშობა იმის გამო, რომ ლინზის ხაზოვანი გადიდება განსხვავდება სხვადასხვა ფერისათვის. რის შედეგადაც, სხვადასხვა ტალღის სიგრძის სხივებით ფორმირებული გამოსახულებებს გააჩნიათ სხვადასხვა ზომები.

კომატური აბერაცია (კომა) წარმოიშობა იმ შემთხვევაში, როცა მნათი წერტილის (რომელიც არ მდებარეობს ოპტიკურ ღერძზე) სინათლის სხივების ფართო ნაკადი ეცემა ლინზას, ოპტიკური ღერძისადმი კუთხით. რის შედეგადაც, სინათლის წერტილოვანი წყაროს გამოსახულება შეიძენს წვეთისებრ (ან, რთულ შემთხვევებში კომეტისებრ) ფორმას (ნახ. 4). კომა იზრდება მთავარი სხივის კუთხის გაზრდისას. კომის გასწორება ხდება იგივე საშუალებებით, როგორითაც სფერული აბერაცია.



დისტორსია. ლინზაზე სხივების დიდი კუთხით დაცემისას, საგნის წერტილების გადიდება, რომლებიც მთავარი ოპტიკური ღერძიდან სხვადასხვა მანძილით არიან დაშორებული, რამდენადმე განსხვავდება, რასაც დისტორსია ეწოდება. დისტორსიის შედეგად ირღვევა გეომეტრული მსგავსება საგანსა (მართკუთხა ბადე (ნახ. 5)), და მის გამოსახულებას შორის (ნახ. 5a - ბალიში-სებრი დისტორსია, ნახ. 5b - კასრისებრი დისტორსია). დისტორსია განსაკუთრებით საშიშია იმ შემთხვევებში, როცა ოპტიკური სისტემები გამოიყენება აეროფოტოგრაფიებში, მიკროსკოპებში და ა.შ. დისტორსიის გამოსწორება შესაძლებელია ოპტიკური სისტემის შემადგენელი ნაწილების შესაბამისი შერჩევით.

კასრისებრი დისტორსიის დროს ხაზოვანი გადიდება კლებულობს ლინზის (ობიექტივის) ოპტიკური ღერძიდან და-



შორებისას, რის შედეგადაც სწორი ხაზები კიდეების გასწვრივ მოღუნულია გარეთა მხარეს და გამოსახულება გამოიყურება ამოზნექილი. ბალიშისებრი დისტორსიის დროს ხაზოვანი გადიდება, პირიქით, იზრდება ოპტიკური ღერძიდან დაშორებისას. სწორი ხაზები მოღუნულია შიგნითა მხარეს და გამოსახულება გვეჩვენება ჩაზნექილი. გარდა ამისა, გვხვდება კომპლექსური დისტორსია, როცა, ხაზოვანი გადიდება ჯერ კლებულობს ოპტიკური ღერძიდან დაშორებისას, ხოლო, შემდგომ კვლავ იწყებს ზრდას.

ასტიგმატიზმი განპირობებულია კვეთის სხვადასხვა სიბრტყეში ოპტიკური ზედაპირის სიმრუდის არაერთგვაროვანებით, მასზე დაცემული სინათლის ნაკადისათვის. მაგალითად, მთავარი ოპტიკური ღერძიდან დაშორებული წერტილის გამოსახულება, ეკრანზე დაიკვირვება ელიფსური ფორმის ბუნდოვანი ლაქის სახით. ეს ლაქა, ეკრანიდან ლინზის ოპტიკურ ცენტრამდე მანძილის მიხედვით, გარდაიქმნება ან ვერტიკალურ, ან ჰორიზონტალურ წრფედ. ასტიგმატიზმის გამოსწორება შესაძლებელია გარდამტეხი ზედაპირების სიმრუდის რადიუსების და ფოკუსური მანძილების შერჩევით.

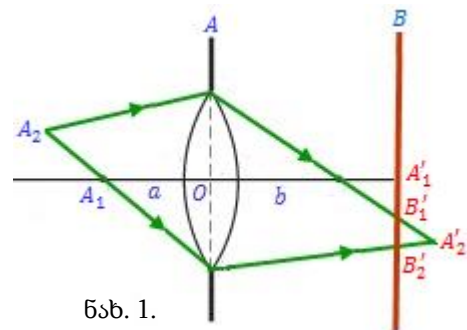
სფერულ და ქრომატულ აბერაციებზე და ასტიგმატიზმზე გასწორებულ სისტემებს ანასტიგმატები ეწოდებათ.

აბერაციის გასწორება შესაძლებელია მხოლოდ სპეციალური რთული ოპტიკური სისტემების საშუალებით. ყველა ცდომილებების ერთდროული გასწორება ძალიან რთულია, ხოლო, ზოგჯერ კი შეუძლებელიც. ამიტომ, ჩვეულებრივ მთლიანად ხდება მხოლოდ იმ ცდომილებების გასწორება, რომლებიც ამა თუ იმ შემთხვევაში განსაკუთრებით საშიშია.

§132. დიაფრაგმირება. დიაფრაგმები

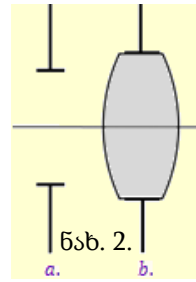
ოპტიკურ სისტემებში დამაკმაყოფილებელი გამოსახულების მისაღებად საჭიროა განსაზღვრული (შეზღუდული) სიგანის ნაკადების გამოყენება. განუსაზღვრელი (შეუზღუდავი) ნაკადის შემთხვევაში, იდეალური სისტემის შემთხვევაშიც კი არ მიიღება საგნის გამოსახულება, გამოსახულების სიბრტყეში. სინათლის ნაკადების კვეთების შეზღუდვას, დიაფრაგმირება ეწოდება. რაც, შესაძლებელია დიაფრაგმების საშუალებით.

დაუშვათ, რომ გაგვაჩნია იდეალური სისტემა (ნახ. 1.). მხედველობაში უნდა მივიღოთ რომ გამოსახულება მიიღება ერთ სიბრტყეში, ხოლო საგანი არის სივრცითი, ამიტომ საგნის წერტილების იდეალური ასახვის შემთხვევაშიც კი, მისი წერტილები დაიჭერენ სივრცის რაღაც არეს. მაგალითად, თუ A_1 წერტილის გამოსახულება მიიღება B სიბრტყის (გამოსახულების სიბრტყედ მიღებულ) A'_1 წერტილში, მაშინ A_2 წერტილის გამოსახულება მიიღება B სიბრტყის (გამოსახულების სიბრტყის) გარეთ, A'_2 წერტილში. ამასთან, B სიბრტყეში A_2 წერტილის გამოსახულება მიიღება ნათელი ლაქის სახით. რომლის ხაზოვანი ზომა, ნახაზის სიბრტყეში, $B'_1B'_2$ მონაკვეთის სიგრძის ტოლია. რაც უფრო ფართოა სინათლის ნაკადი A_2 წერტილიდან, მით უფრო დიდია ნათელი ლაქის ზომები. განუსაზღვრელი (შეუზღუდავი) სიგანის ნაკადის შემთხვევაში, თვით იდეალური სისტემის შემთხვევაშიც კი, არ მიიღება საგნის გამოსახულება, გამოსახულების სიბრტყეში.

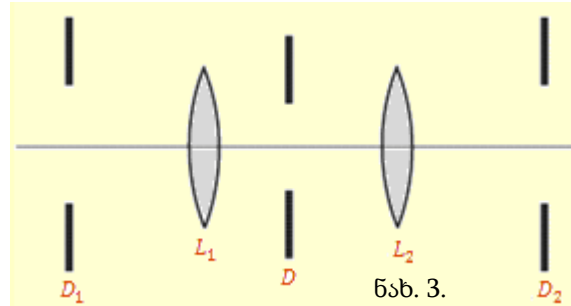


ნახ. 1.

დიაფრაგმა არის, ოპტიკურ სისტემებში, სინათლის ნაკადების განივი კვეთების შემომსაზღვრელი, გაუმჭვირვალე ან ნაწილობრივ გაუმჭვირვალე დაბრკოლება. მაგალითად, ცვლადი დიამეტრის, წრიული ხვრელის მქონე ლითონის ეკრანი, რომლის ცენტრი ემთხვევა ოპტიკურ ღერძს. ოპტიკურ სქემებზე დიაფრაგმები შეიძლება მოცემული იყოს ცხადი სახით - დიაფრაგმა წარმოადგენს ოპტიკური სისტემის დამოუკიდებელ ელემენტს (ნახ. 2a), ან არაცხადი სახით - დიაფრაგმის როლს თამაშობს ლინზის კიდე, ან ჩარჩო (ნახ. 2b).

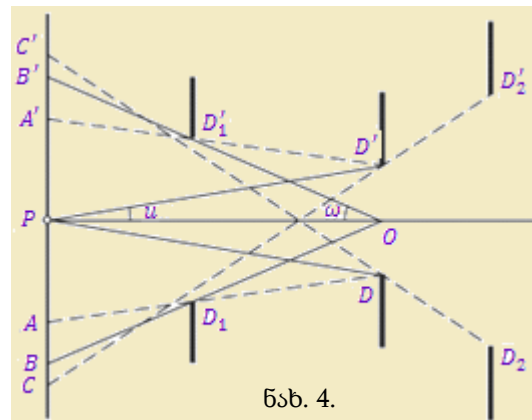


დაუშვათ, რომ D არის რაღაც დიაფრაგმა, ხოლო D_1 კი, D დიაფრაგმის წინ მდგომ ლინზით მიღებული D დიაფრაგმის გამოსახულება (ნახ. 3).



მდგომ ლინზით მიღებული D დიაფრაგმის გამოსახულება (ნახ. 3). თუ D დიაფრაგმას შევცვლით D_1 დიაფრაგმით, მაშინ D_1 ისევე შეზღუდავს პარაქსიალურ სხივებს, როგორც D . სინამდვილეში, პარაქსიალური ოპტიკის მიახლოებაში, D_1 დიაფრაგმის ხვრელის კიდეში გასული ნებისმიერი სხივი, გადის აგრეთვე D დიაფრაგმის ხვრელის კიდეში. ცხადია, რომ ამ მიახლოებით, ყველა რეალური დიაფრაგმა შეიძლება შევცვალოთ მათი გამოსახულებებით (წინ მდგომი

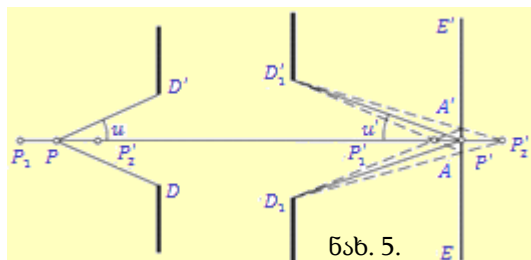
ლინზების საშუალებით მიღებული). ამიტომ ყველა დიაფრაგმა, აზრობრივად გადაიტანება საგანთა სივრცეში. ზუსტად ასევე, ყველა რეალური დიაფრაგმა, შეიძლება აზრობრივად გადავიტანოთ გამოსახულებათა სივრცეში. აღნიშნული საშუალებით, ყველა დიაფრაგმები აზრობრივად გადავიტანოთ საგანთა სივრცეში (ნახ. 4). წარმოსახვითი DD' დიაფრაგმა, რომელიც უმცირესი კუთხით ჩანს, სისტემის მთავარი ოპტიკური ღერძზე მდებარე P საგნის წერტილიდან, ყველაზე მეტად შეზღუდავს P წერტილიდან გამომავალ სხივებს. მას, სისტემის შესავალი გუგა, ან შესავალი ხვრელი ეწოდება. რეალური დიაფრაგმა, რომლის გამოსახულებას წარმოადგენს შესავალი გუგა, აპერტურული, ან მოქმედი დიაფრაგმა ეწოდება. როცა აპერტურული დიაფრაგმა მდებარეობს წინა ლინზის წინ, მაშინ ის ემთხვევა შესავალ გუგას. ამრიგად, აპერტურული დიაფრაგმა ყველაზე მეტად ახდენს სისტემის მთავარ ოპტიკურ ღერძზე მდებარე საგნის წერტილებიდან გამომავალი სხივების დიაფრაგმირებას. ამიტომ, აპერტულ დიაფ-



რაგმის ზომებზეა დამოკიდებული გამოსახულების სიკაშკაშე. $2u$ კუთხე, რომლითაც ჩანს შესავალი გუგა საგნის P წერტილიდან, აპერტურული კუთხე ეწოდება საგნის მხრიდან, ან გახსნის კუთხე ეწოდება. მას აგრეთვე, სისტემის აპერტურა ეწოდება. აპერტურული დიაფრაგმის გამოსახულება, პარაქსიალურ სხივებში, რომელიც მიიღება უკან მდებარე ლინზების საშუალებით, სისტემის გამოსავალი გუგა, ან გამოსავალი ხვრელი ეწოდება. ცხადია რომ გამოსავალი გუგა არის, შესავალი გუგას გამოსახულება პარაქსიალური სხივებში, მთლიანი სისტემისათვის. გამოსავალი გუგა ყველაზე მეტად ახდენს P' წერტილიდან (რომელიც წარმოადგენს საგნის P წერტილის გამოსახულებას, რომელიც მდებარეობს მთავარ ოპტიკურ ღერძზე) გავლებული სხივების დიაფრაგმირებას. $2u'$ კუთხე რომლითაც ჩანს გამოსავალი გუგა P' -დან, აპერტურული

კუთხე ეწოდება, გამოსახულების მხრიდან, ან სისტემის პროექციის კუთხე ეწოდება (ნახ. 5).

საჭვრეტ მილებში აპერტურულ დიფრაგმად ხშირად გამოიყენება ობიექტივის კიდე. ასეთ შემთხვევაში ეს კიდე თამაშობს შესავალი გუგას როლს, ხოლო, მისი ოკულარით მიღებული პარაქსიალური გამოსახულება იქნება გამოსავალი გუგა. ზოგიერთ შემთხვევებში, აპერტურულ დიფრაგმად, შეიძლება გამოყენებული იქნეს თვალის ფერადი გარსი. მკაფიო გამოსახულებები მიიღებიან მხოლოდ პარაქსიალურ სხივებში.



ნახ. 5.

დიფრაგმის რეგულირებისას, მისი ხერხი იხურება კიდეებიდან ცენტრისაკენ, რადგან ყველაზე მაღალი ხარისხის გამოსახულება უზრუნველყოფილია სინათლის ნაკადის ცენტრალური ნაწილით. განასხვავებენ გეომეტრიულ და ეფექტურ ფარდობით ხერხებს: გეომეტრიული ფარდობითი ხერხი წარმოადგენს, ობიექტივის გამოსავალი გუგას, მის ფოკუსურ მანძილთან ფარდობა და გამოისახება ერთის ტოლი მრიცხველის წილადით. ხშირად, ერთის ნაცვლად სარგებლობენ ლათინური f ასოთი. ეფექტური ფარდობითი ხერხი ყოველთვის ნაკლებია გეომეტრიულზე.

დიფრაგმების შკალების დაგრაფირება ხდება ისეთნაირად, რომ ყოველ მეზობელ დაყოფას, შეესაბამება ობიექტივში გასული სინათლის ნაკადის ორჯერ ცვლილება. ამისათვის, ხერხის კვეთის ფართობი უნდა შეიცვალოს აგრეთვე ორჯერ, ხოლო, მისი დიამეტრი კი $\sqrt{2}$ -ჯერ. ამრიგად, მეზობელი წილადის მნიშვნელობები, განსხვავდებიან $\sqrt{2}$ -ჯერ: $f/0.7$; $f/1$; $f/1.4$; $f/2$; $f/2.8$; $f/4$; $f/5.6$; $f/8$; $f/11$; $f/16$; $f/22$; $f/32$; $f/45$; $f/64$ (ნახ. 6).

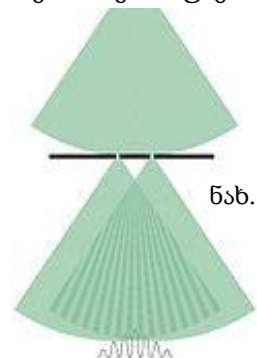


ნახ. 6.

თავი 18. სინათლის ინტერფერენცია.

§133. სინათლის ინტერფერენცია

ორი ან რამოდენიმე ტალღის ზედდებას, რომლის დროსაც ადგილი აქვს სივრცის ერთ წერტილებში რხევების გაძლიერებას, ხოლო სხვა წერტილებში რხევების შესუსტებას, ინტერფერენცია ეწოდება (ნახ. 1), ინტერფერენციის მოვლენას შეიძლება დავაკვირდეთ ნებისმიერი ბუნების ტალღებში: დრეკად (ბგერით ტალღებში, წყლის ზედაპირზე ტალღებში), ელექტრომაგნიტურ (რადიოტალღებში, სინათლის ტალღებში). მაგრამ, ყოველდღიური გამოცდილება გვიჩვენებს, რომ სინათლის ინტერფერენციის დაკვირვება არ არის მარტივი. მაგალითად, როცა ოთახში ანთია ორი ერთნაირი ნათურა, მაშინ ნებისმიერ წერტილში იკრებება სინათლის ინტენსივობები, მაგრამ, არავითარ ინტერფერენციას არ აქვს ადგილი. ნებისმიერი სახის ტალღების ინტერფერენციის დასაკვირვებლად, საჭიროა შესრულდეს განსაზღვრული პირობა: ტალღები უნდა იყოს კოჰერენტული. კოჰერენტული ტალღები ისეთი ტალღებია, რომელთაც



ნახ.1.

გააჩნიათ ერთნაირი სიხშირე (ტალღის სიგრძე), ხოლო, ფაზათა შორის სხვაობა მუდმივი სიდიდეა დროის მიხედვით, სივრცის ნებისმიერ წერტილში $\varphi_1(t) - \varphi_2(t) = \text{const}$ (ნახ. 2). ზოგადად, კოჰერენტულობა ეწოდება დროში და სივრცეში რამოდენიმე რხევის, ანუ, ტალღური პროცესის შეთანხმებული მიმდინარებას, მათი შეკრებისას.

დაუშვათ ადგილი აქვს ორი მონოქრომატული, კოჰერენტული, $x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$ და $x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$ სინათლის ტალღის შეკრებას. ორი ტალღის შეკრებისას სივრცის რაიმე P წერტილში ჯამური რხევა მიმდინარეობს აგრეთვე ω სიხშირით და გააჩნია რაღაც A ამპლიტუდა და φ ფაზა. ჯამური რხევის ამპლიტუდა ტოლია

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

რადგან ინტენსივობა ამპლიტუდის კვადრატის პირდაპირპროპორციულია ($I \sim A^2$), ამიტომ ჯამური ტალღის ინტენსივობისათვის შეიძლება დავწეროთ

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (1)$$

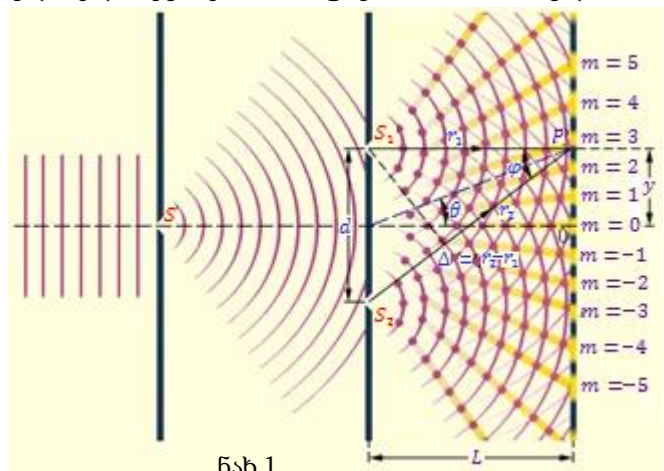
სადაც, I_1 და I_2 , შესაკრები რხევების ინტენსივობებია, ხოლო, I - ჯამური ტალღის ინტენსივობა. სივრცის წერტილებში, სადაც $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$, $I > I_1 + I_2$, ხოლო, სადაც $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, $I < I_1 + I_2$. აქედან ცხადია, რომ ორი, ან რამოდენიმე კოჰერენტული სინათლის ტალღის ზედდებისას, ადგილი აქვს სინათლის ნაკადების სივრცით გადანაწილებას, რის შედეგადაც სივრცის ერთ წერტილებში წარმოიშობა ინტენსივობის მაქსიმუმები, ხოლო, სხვა წერტილებში კი მინიმუმები. ამ მოვლენას სინათლის ინტერფერენცია ეწოდება. კერძოდ, როცა $I_1 = I_2 = I_0$ - ორივე ინტერფერენციული ტალღების ინტენსივობები ერთნაირია, მაშინ (1) გამოსახულება მიიღებს შემდეგ სახეს,

$$I = 2I_0[1 + \cos(\varphi_2 - \varphi_1)]$$

ამ შემთხვევაში $I_{\max} = 4A_0$, ხოლო, $I_{\min} = 0$.

§134. სინათლის ინტერფერენციის დაკვირვების მეთოდები. ინტერფერენციული მაქსიმუმების და მინიმუმების პირობები

პირველი ინტერფერენციული ცდა, რომელიც ახსნილი იქნა სინათლის ტალღური თეორიის საფუძველზე, იყო იუნგის ცდა (1802წ). ინგლისელი მეცნიერის თ. იუნგის (1773-1829) ცდაში, სინათლის S წყაროდან (წყაროდ გამოიყენებოდა S ვიწრო ხვრელი) გავრცელებული სინათლე ეცემოდა ერთმანეთთან ახლოს განლაგებულ S_1 და S_2 ხვრელების მქონე ეკრანს (ნახ. 1). ყოველ ხვრელში გასული სინათლის ნაკადი გადაფარავნ ერთმანეთს და ეკრანზე, მათი გადაფარვის არეში დაიკვირვებოდა ინტერფერენციული სურათი, ცვალებადი ნათელი და ბნელი ზოლების სახით. რადგან სინათლის ინტერფერენციას შეიძლება დავაკვირდეთ კოჰე-



ნახ.1.

რენტულ ტალღებში, ამიტომ სინათლის კოჰერენტული ტალღების მისაღებად სარგებლობენ სინათლის წყაროს მიერ გამოსხივებული სინათლის ტალღების, ორ ნაწილად გაყოფის მეთოდით, რომლებიც სხვადასხვა ოპტიკური გზათა გავლის შემდეგ, განიცდიან ზედდებას ერთმანეთზე და ადგილი აქვს სინათლის ინტერფერენციას (ნახ. 1). ოპტიკური გზის სიგრძე არის, მოცემულ გარემოში სინათლის ტალღის გეომეტრიული გზის სიგრძის (s), გარდატეხის მაჩვენებელზე (n) ნამრავლი - $L = n \cdot s$. ხოლო, $\Delta = L_2 - L_1 = n_2 s_2 - n_1 s_1$ სხვაობას კი - ოპტიკურ სვლათა სხვაობა ეწოდება. დაუშვათ, რომ ორ კოჰერენტულ ტალღად გაყოფა ხდება სივრცის რაიმე S_1 და S_2 წერტილებში. სივრცის რაიმე P წერტილამდე, სადაც დაიკვირვება ინტერფერენციული სურათი, პირველი ტალღა n_1 გარდატეხის მაჩვენებლის გარემოში გადის s_1 გზას, ხოლო, მეორე ტალღა კი n_2 გარდატეხის მაჩვენებლის გარემოში გადის s_2 გზას. P წერტილში პირველი ტალღა აღძრავს $A_1 \cos \omega(t - s_1/v_1)$ რხევას, ხოლო მეორე ტალღა კი $A_2 \cos \omega(t - s_2/v_2)$ რხევას. სადაც, $v_1 = c/n_1$ და $v_2 = c/n_2$ წარმოადგენენ შესაბამისად პირველ და მეორე ტალღების ფაზური სიჩქარეებს. პირველ და მეორე, ორ კოჰერენტულ ტალღას შორის ფაზათა სხვაობა ტოლი იქნება,

$$\delta = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 s_2 - n_1 s_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \quad (1)$$

სადაც, გათვალისწინებულია, რომ

$$\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

ხოლო, λ_0 არის ტალღის სიგრძე ვაკუუმში.

როცა ოპტიკურ სვლათა სხვაობა, ვაკუუმში ტალღის სიგრძის მთელი რიცხვის ჯერადია,

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (2)$$

ან, ტალღის სიგრძის ნახევრის ლუწი რიცხვის ჯერადია,

$$\Delta = \pm 2m \frac{\lambda_0}{2}, \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (3)$$

მაშინ, $\delta = \pm 2m\pi$ და P წერტილში ორივე ტალღის მიერ აღძრული რხევები იმყოფებიან ერთნაირ ფაზაში, ე.ი. ადგილი აქვს სინათლის ინტენსივობების გაძლიერებას, ანუ დაიკვირვება ინტერფერენციულ მაქსიმუმები (ნათელი ზოლები). ამასთან, $I_{max} > I_1 + I_2$. შესაბამისად, (2) და (3) წარმოადგენენ ინტერფერენციული მაქსიმუმების პირობას.

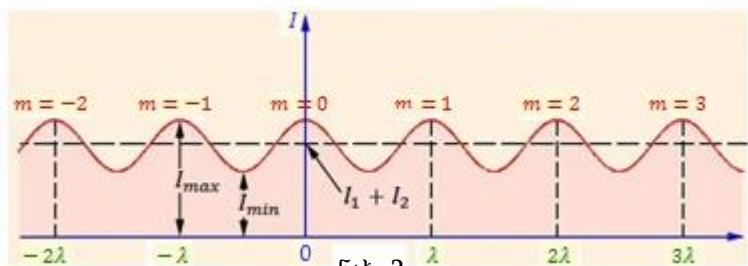
როცა ოპტიკურ სვლათა სხვაობა, ვაკუუმში ტალღის სიგრძის ნახევრის კენტი რიცხვის ჯერადია,

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (4)$$

ან, ტალღის სიგრძის ნახევრმთელი რიცხვის ჯერადია,

$$\Delta = \pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \lambda_0, \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (5)$$

მაშინ, $\delta = \pm (2m + 1)\pi$ და P წერტილში ორივე ტალღის მიერ აღძრული რხევები იმყოფებიან საპირისპირო ფაზაში. ე.ი. ადგილი აქვს სინათლის ინტენსივობების შესუსტებას, ანუ დაიკვირვება ინტერფერენციულ მინიმუმები (ბნელი ზოლები). ამასთან, $I_{min} < I_1 + I_2$. შესაბამისად, (4) და (5) წარმოადგენენ ინტერფერენციული მინიმუმების პირობას. (2), (3), (4) და (5) ფორმულები უნივერსალურია. ისი-



ნი შეიძლება გამოყენებული იქნეს ნებისმიერი ინტერფერენციული სქემისათვის. ინტერფერენციულ სურათზე, სინათლის ინტენსივობის (I) განაწილების, სვლათა სხვაობაზე (Δ) დამოკიდებულება ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 2).

ინტერფერენციის მოვლენით აიხსნება: წყლის ზედაპირზე ნავთის და ზეთის თხელი ფენების შეფერილობები, გახურებული ლითონების ზედაპირების შეფერილობები, საპნის ბუშტების ცისარტყელისებური შეფერილობები, ზოგიერთი მწერების ფრთების ფერადი შეფერილობები. ინტერფერენციის მოვლენა ფართოდ გამოიყენება მეცნიერებასა და ტექნიკაში. ამ მოვლენებზე დამზადებული ხელსაწყოები ცნობილია ინტერფერომეტრების სახელით. ინტერფერომეტრები გამოიყენება მაღალი სიზუსტით სიგრძეების გასაზომად, სიმკრივის განსაზღვრავად და ა.შ.

სინათლის ინტერფერენციის დაკვირვებისათვის, აუცილებელია კოჰერენტული სინათლის ნაკადები, ამისათვის გამოიყენება სხვადასხვა მეთოდები, როგორიცაა იუნგის მეთოდი, ფრენელის სარკე, ფრენელის ბიპრიზმა, ლოიდის სარკე და სხვ.

§135. ორი წყაროს ინტერფერენციული სურათის გამოთვლა

დაუშვათ, რომ ორი კოჰერენტული S_1 და S_2 სინათლის წყარო (რომლებიც წარმოადგენენ რადიკალურ სისტემის S წყაროს რეალურ ან წარმოსახვით გამოსახულებას), იმყოფებიან ერთმანეთისაგან d მანძილზე. ეკრანის ნებისმიერ A წერტილში ინტერფერენცია განისაზღვრება ოპტიკურ სვლა-თა სხვაობით - $\Delta = s_2 - s_1$. ნახაზის თანახმად (ნახ. 1),

$$s_1^2 = \ell^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2, \quad s_2^2 = \ell^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2,$$

აქედან,

$$s_2^2 - s_1^2 = 2xd$$

საიდანაც, შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$\Delta = s_2 - s_1 = \frac{2xd}{s_2 + s_1}$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\ell \gg d$, შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ $s_1 + s_2 \approx 2\ell$ და გვექნება,

$$\Delta = \frac{xd}{\ell}$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ ინტერფერენციული მაქსიმუმების და მინიმუმების პირობებს, მივიღებთ რომ ინტენსივობის მაქსიმუმები დაიკვირვება იმ შემთხვევაში, როცა სრულდება პირობა,

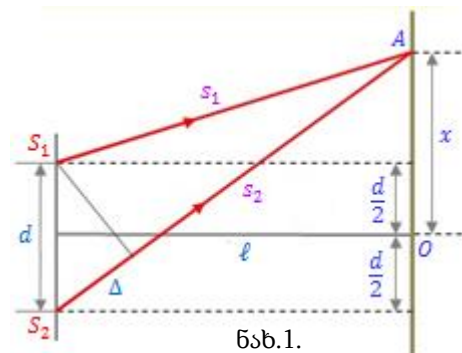
$$x_{max} = \pm m \frac{\ell}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (1)$$

ხოლო, მინიმუმები კი იმ შემთხვევაში როცა სრულდება პირობა,

$$x_{min} = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\ell}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (2)$$

ორ მეზობელ მაქსიმუმს (ან მინიმუმს) შორის მანძილს,

$$\Delta x = \frac{\ell}{d} \lambda_0 \quad (3)$$

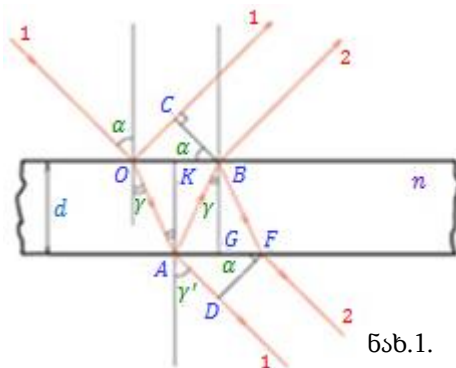


ნახ.1.

ინტერფერენციული ზოლის სიგანე ეწოდება.

§136. სინათლის ინტერფერენცია თხელ ფირფიტებში

დავუშვათ, რომ n გარდატეხის მაჩვენებლის და d სისქის ბრტყელპარალელურ გამჭვირვალე ფირფიტას α კუთხით ეცემა ბრტყელი მონოქრომატული სინათლის ტალღა (სიმარტივისათვის განვიხილოთ ერთი სხივი) (ნახ. 1). ფირფიტის ზედაპირზე O წერტილში სხივი გაიყოფა ორად: ნაწილი აირეკლება, ნაწილი გარდატედება. გარდატეხილი სხივი მიაღწევს რა A წერტილს, ნაწილობრივ გარდატედება და გამოვა ჰაერში ($n_o = 1$), ხოლო ნაწილობრივ აირეკლება და მიაღწევს რა B წერტილს, ის კვლავ ნაწილობრივ აირეკლება, ხოლო ნაწილობრივ გარდატედება და გამოდის ჰაერში α კუთხით. 1 და 2 სხივები იქნებიან ურთიერთშორის კოჰერენტული. მათი გავრცელების გზაზე თუ მოვათავსებთ შემკრებ ლინზას, ისინი შეიკრიბებიან ლინზის ფოკალურ სიბრტყის ერთ წერტილში და მოგვცემენ ინტერფერენციულ სურათს, რომელიც განისაზღვრება ინტერფერენციულ სხივებს შორის ოპტიკურ სვლათა სხვაობით, რომელიც ნახაზის (ნახ. 1) თანახმად ტოლია,



$$\Delta = n(OA + AB) - OC \pm \frac{\lambda_o}{2} \quad (1)$$

სადაც, გათვალისწინებულია, რომ ფირფიტის გარემომცველი გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელი $n_o = 1$, ხოლო, $\pm \lambda_o/2$ წევრი განპირობებულია ოპტიკურად მეტად მკვრივი გარემოს გამყოფი საზღვრიდან, სინათლის არეკვლისას ტალღის სიგრძის ნახევრის დაკარგვით. როცა $n > n_o$, ტალღის სიგრძის ნახევრის დაკარგვა მოხდება O წერტილში და ზემოთაღნიშნული წევრი აიღება „-“ ნიშნით. ხოლო, როცა $n < n_o$, მაშინ ტალღის სიგრძის ნახევრის დაკარგვა მოხდება A წერტილში და $\lambda_o/2$ წევრი აიღება „+“ ნიშნით. ნახაზის (ნახ. 1) თანახმად,

$$OA = AB = \frac{d}{\cos \gamma}, \quad OC = OB \sin \alpha = 2d \cdot \operatorname{tg} \gamma \sin \alpha \quad (2)$$

(2) მნიშვნელობების და გარდატეხის კანონის ($\sin \alpha = n \sin \gamma$) (1) გამოსახულებაში გათვალისწინებით მივიღებთ,

$$\Delta = 2dn \cdot \cos \gamma = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 \gamma} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}$$

ან, $\pm \lambda_o/2$ სიდიდის გათვალისწინებით გვექნება,

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda_o}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (3)$$

ცხადია, რომ სივრცის იმ წერტილებში, სადაც სრულდება პირობა,

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda_o}{2} = \pm m \lambda_o \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (4)$$

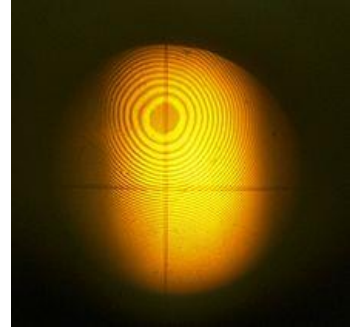
გვექნება ინტერფერენციული მაქსიმუმები. ხოლო, იმ წერტილებში სადაც სრულდება პირობა,

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda_o}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda_o}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (5)$$

მიიღება ინტერფერენციული მინიმუმები. ე. ი. სინათლის კოჰერენტული სხივების ზედდებისას მიიღება ინტერფერენციული ზოლების სისტემა.

§137. ნიუტონის რგოლები

ნიუტონის რგოლები არის ინტერფერენციული სურათი კონცენტრიკული რგოლების (ნიუტონის რგოლები) სახით (ნახ. 1). ნიუტონის რგოლები წარმოიშობა ზედაპირებს შორის, რომელთაგან ერთი ბრტყელია, ხოლო მეორეს გააჩნია დიდი სიმრუდის რადიუსი (მაგალითად, მინის ფირფიტა და ბრტყელამოხნეკილი ლინზა). დაუშვათ, რომ სინათლის პარალელური ნაკადი ეცემა ნორმალურად ბრტყელამოხნეკილი ლინზის ზედაპირს და ნაწილობრივ აირეკლება ლინზის ზედა და ქვედა ზედაპირებიდან (ნახ. 2). 1 ტალღა წარმოიშობა ლინზის ამოხნეკილი ზედაპირიდან მინა-ჰაერის გამყოფი საზღვარზე არეკვლის შედეგად, ხოლო 2 ტალღა კი ფირფიტის ზედაპირიდან ჰაერი-მინის გამყოფი საზღვრიდან არეკვლის შედეგად. არეკვლილ სინათლეში ოპტიკურ სვლათა სხვაობა ტოლია,



ნახ. 1.

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda_o}{2} \quad (1)$$

დაუშვათ, რომ $n = 1$ და $\alpha = 0$, მაშინ არეკვლილი სინათლის სვლათა სხვაობისათვის გვექნება,

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda_o}{2} \quad (2)$$

ინტერფერენციული მაქსიმუმებისა და მინიმუმების პირობების გათვალისწინებით გვექნება,

$$2d_{\max} + \frac{\lambda_o}{2} = m\lambda_o \quad (3)$$

$$2d_{\min} + \frac{\lambda_o}{2} = (2m + 1)\frac{\lambda_o}{2} \quad (4)$$

ნახაზის (ნახ. 2) თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$R^2 = (R - d)^2 + r^2 = R^2 - 2Rd + d^2 + r^2 \quad (5)$$

სადაც, R - ლინზის სიმრუდის რადიუსია, r - წრეწირის რადიუსი, r - წრეწირის რადიუსი, რომლის ყოველ წერტილს შეესაბამება ერთნაირი d . რადგან d სი-დიდე მცირეა, ამიტომ (5) გამოსახულებაში d^2 სიდიდე შეიძლება უგულებელვყოთ და გვექნება, რომ

$$r^2 = 2Rd \quad (6)$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ (3) და (4) გამოსახულებებიდან $d_{\max}$ და $d_{\min}$ მნიშვნელობებს, მივიღებთ, რომ ინტერფერენციული მაქსიმუმების და მინიმუმების შესაბამისი რგოლების (ნათელი და

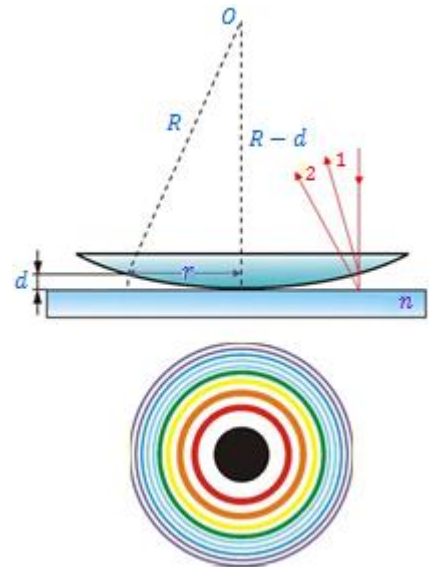
ბნელი რგოლების) რადიუსის მნიშვნელობებისათვის მიიღება,

$$r_{\max} = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right) \lambda_o R} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (7)$$

$$r_{\min} = \sqrt{m \lambda_o R} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (8)$$

რომელთა საშუალებითაც შესაძლებელია ექსპერიმენტულად განვსაზღვროთ სინათლის ტალღის სიგრძე, თუ ცნობილია ლინზის სიმრუდის რადიუსი.

მაქსიმუმებისა და მინიმუმების (3) და (4) ორივე პირობა შეიძლება წარმოვადგინოთ ერთი



ნახ. 2.

პირობის სახით,

$$2d + \frac{\lambda_o}{2} = m \frac{\lambda_o}{2} \quad (9)$$

სადაც, ლუწი m მნიშვნელობებს შეესაბამებათ მაქსიმუმები, ხოლო, კენტი m მნიშვნელობებს კი ინტენსივობის მინიმუმები. (9) -ს თუ გავითვალისწინებთ (2) გამოსახულებაში ნიუტონის ბნელი და ნათელი რგოლების რადიუსებისათვის მიიღება,

$$r = \sqrt{\frac{m-1}{2}} R \lambda_o \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (7)$$

სადაც, ასევე ლუწი m მნიშვნელობებს შეესაბამებათ ნათელი რგოლების რადიუსები, ხოლო, კენტი m მნიშვნელობებს კი - ბნელი რგოლების რადიუსები. $m = 1$ მნიშვნელობას შეესაბამება $r = 0$, ე.ი. ლინზისა და ფირფიტის შეხების ადგილში დაიკვირვება ინტენსივობის მინიმუმები.

თავი 19. სინათლის დიფრაქცია

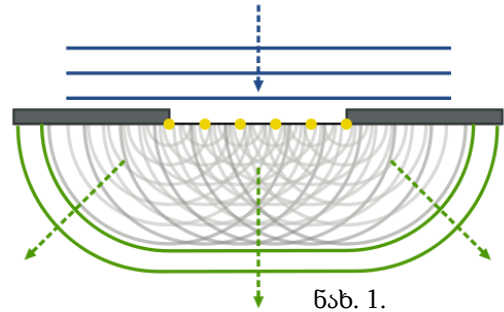
§138. სინათლის დიფრაქცია. ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპი

როგორც ცდები გვიჩვენებენ, გარკვეულ პირობებში სინათლე აღწევს გეომეტრიული ჩრდილის არეში. თუ პარალელური სხივების ნაკადის გავრცელების გზაზე მოთავსებულია წრიული დაბრკოლება (წრიული დისკი, ბურთულა, ან წრიული ხვრელი გაუმჭვირვალე ეკრანზე) მაშინ დაბრკოლებიდან საკმაოდ დიდ მანძილზე განლაგებულ ეკრანზე, მიიღება დიფრაქციული სურათი - ცვალებადი ნათელი და ბნელი რგოლების ერთობლიობა. თუ დაბრკოლება ხაზოვანი ხასიათისაა (ხვრელი, ძაფი), მაშინ ეკრანზე მიიღება პარალელური დიფრაქციული ზოლების ერთობლიობა.

დიფრაქცია არის ტალღების გავრცელებისას დაბრკოლებაზე გარშემოვლა, ან უფრო ფართო გაგებით, ტალღების გავრცელებისას გეომეტრიული ოპტიკის კანონებიდან ნებისმიერი გადახრა. დიფრაქციის მოვლენა დამახასიათებელია ნებისმიერი ბუნების ტალღური პროცესებისათვის, ამიტომ, თუ სინათლე წარმოადგენს ტალღურ პროცესს, მისთვის ადგილი უნდა ჰქონდეს დიფრაქციის მოვლენას. სინათლის დიფრაქციის დროს ჩვეულებრივ ადგილი აქვს სინათლის ინტენსივობების გაძლიერებას ან შესუსტებას, ე.ი. ინტერფერენციულ მაქსიმუმებს და მინიმუმებს. დიფრაქცია მჭიდროდაა დაკავშირებული ინტერფერენციასთან. უფრო მეტიც, თვით დიფრაქციის მოვლენა შეიძლება განვიხილოთ როგორც ინტერფერენციის კერძო შემთხვევა (მეორეული ტალღების ინტერფერენცია).

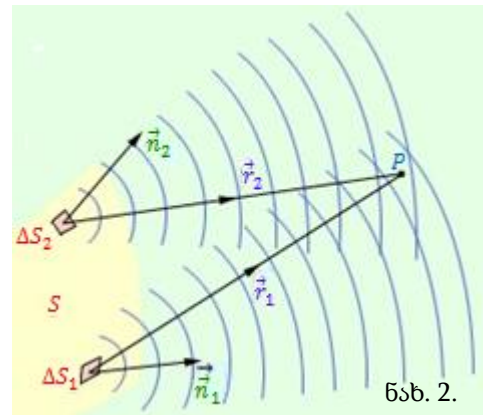
სინათლის დიფრაქცია აიხსნება ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპით, რომელიც წარმოადგენს ჰიუგენსის პრინციპის (რომელიც შემოღებული იყო ნიდერლანდიელი მეცნიერის ქ. ჰიუგენსის (1629-1695) მიერ 1678წ.) განვითარებას და მდგომარეობს შემდეგში: ზედაპირის ყოველი წერტილი, სანამდისაც აღწევს სინათლის ტალღა, წარმოადგენს სინათლის მეორეული ტალღების წყაროს, ხოლო, ამ მეორეული ტალღების მომღელეები გვამღევეს ტალღურ ზედაპირს დროის შემდეგ მომენტში. ჰიუგენსის პრინციპით აიხსნება ტალღების გავრცელება გეომეტრიული ოპტიკის კანონების შესაბამისად, მაგრამ არ აიხსნება სინათლის დიფრაქცია. ჰიუგენსის პრინციპი წარმოადგენს ტალღური ზედაპირების აგების წმინდა გეომეტრიულ საშუალებას. ფრანგი ფიზიკოსის ო. ჟ. ფრენელის (1788-1827) მიერ 1815წ., შემოღებული იქნა ელემენტარული მეორეული ტალღების კოჰერენტულობის და ინტერფერენციის შესახებ წარმოდგენა, რის საფუძველზე ჩამოყალიბდა

ბეზულის იქნა ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპი: ტალღური ფრონტის ყოველი ელემენტი შეიძლება განვიხილოთ როგორც მეორეული შემფოთების ცენტრი, ხოლო ჯამური სინათლის ველი სივრცის ყოველ წერტილში განისაზღვრება ამ ტალღების ინტერფერენციით. ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპი წარმოადგენს ტალღური თეორიის ძირითად პოსტულატს, რომლის საშუალებითაც აღიწერება და აიხსნება ტალღების, და კერძოდ სინათლის გავრცელების მექანიზმი. მაგალითად, დაუშვათ რომ სინათლის ბრტყელი მონოქრომატული ტალღა ეცემა რაიმე ხვრელის მქონე დაბრკოლებას. როცა ტალღა მიაღწევს დაბრკოლებას, ხვრელის ყოველი წერტილი ხდება მეორეული ტალღების წყარო, ხოლო, ამ ტალღების მოძღვრება გვადგვამს ხვრელში გასულ ტალღურ ფრონტს (ნახ. 1).



ნახ. 1.

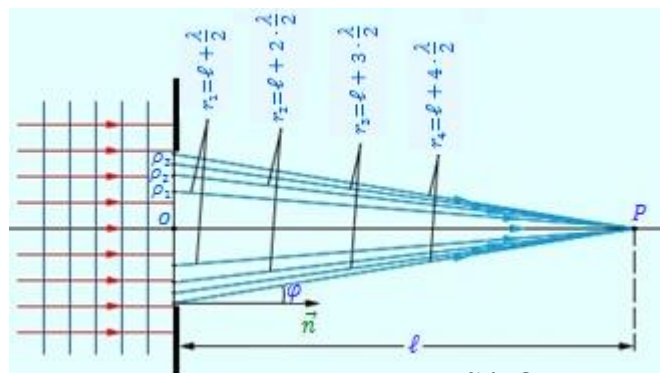
დავუშვათ, რომ S ზედაპირი წარმოადგენს ტალღური ფრონტის მდებარეობას დროის რაღაც მომენტში (ნახ. 2). იმისათვის, რომ განვსაზღვროთ ტალღის მიერ გამოწვეული რხევა რაიმე P წერტილში, ფრენელის მიხედვით ჯერ უნდა განვსაზღვროთ ამ წერტილში S ზედაპირის ყველა ელემენტიდან (ΔS_1 , ΔS_2 და ა.შ.), მოსული ცალკეული მეორეული ტალღებით გამოწვეული რხევები, ხოლო, შემდეგ შევკრიბოთ ეს რხევები მათი ამპლიტუდებისა და ფაზების გათვალისწინებით. მაგალითისათვის განვიხილოთ რაიმე დამორბეული წყაროდან, გაუმჭვირვალე ეკრანის მცირე წრიული R რადიუსის ხვრელში გასული ბრტყელი მონოქრომატული სინათლის ტალღა (ნახ. 3). დაკვირვების P წერტილი მოთავსებულია სიმეტრიის ღერძზე ეკრანიდან L მანძილზე. ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპის თანახმად ტალღური ზედაპირი (რომელიც ჩვენს შემთხვევაში ემთხვევა ხვრელის ზედაპირს) აზრობრივად დავყოთ მეორეული წყაროებად, საიდანაც წამოსული ტალღები აღწევენ P წერტილს. მეორეული ტალღების ინტერფერენციის შედეგად P წერტილში წარმოიშობა რაღაც ჯამური რხევა. დაბრკოლების მდებარეობის ადგილას დაცემული სინათლის ტალღის ტალღური ზედაპირი დავყოთ რგოლურ ზონებად (ფრენელის ზონებად) (ნახ. 3) შემდეგი წესით: მეზობელი ზონების საზღვრებიდან P წერტილამდე მანძილები უნდა განსხვავდებოდნენ ტალღის სიგრძის ნახევრით,



ნახ. 2.

ბეზულის იქნა ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპი: ტალღური ფრონტის ყოველი ელემენტი შეიძლება განვიხილოთ როგორც მეორეული შემფოთების ცენტრი, ხოლო ჯამური სინათლის ველი სივრცის ყოველ წერტილში განისაზღვრება ამ ტალღების ინტერფერენციით. ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპი წარმოადგენს ტალღური თეორიის ძირითად პოსტულატს, რომლის საშუალებითაც აღიწერება და აიხსნება ტალღების, და კერძოდ სინათლის გავრცელების მექანიზმი. მაგალითად, დაუშვათ რომ სინათლის ბრტყელი მონოქრომატული ტალღა ეცემა რაიმე ხვრელის მქონე დაბრკოლებას. როცა ტალღა მიაღწევს დაბრკოლებას, ხვრელის ყოველი წერტილი ხდება მეორეული ტალღების წყარო, ხოლო, ამ ტალღების მოძღვრება გვადგვამს ხვრელში გასულ ტალღურ ფრონტს (ნახ. 1).

დავუშვათ, რომ S ზედაპირი წარმოადგენს ტალღური ფრონტის მდებარეობას დროის რაღაც მომენტში (ნახ. 2). იმისათვის, რომ განვსაზღვროთ ტალღის მიერ გამოწვეული რხევა რაიმე P წერტილში, ფრენელის მიხედვით ჯერ უნდა განვსაზღვროთ ამ წერტილში S ზედაპირის ყველა ელემენტიდან (ΔS_1 , ΔS_2 და ა.შ.), მოსული ცალკეული მეორეული ტალღებით გამოწვეული რხევები, ხოლო, შემდეგ შევკრიბოთ ეს რხევები მათი ამპლიტუდებისა და ფაზების გათვალისწინებით. მაგალითისათვის განვიხილოთ რაიმე დამორბეული წყაროდან, გაუმჭვირვალე ეკრანის მცირე წრიული R რადიუსის ხვრელში გასული ბრტყელი მონოქრომატული სინათლის ტალღა (ნახ. 3). დაკვირვების P წერტილი მოთავსებულია სიმეტრიის ღერძზე ეკრანიდან L მანძილზე. ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპის თანახმად ტალღური ზედაპირი (რომელიც ჩვენს შემთხვევაში ემთხვევა ხვრელის ზედაპირს) აზრობრივად დავყოთ მეორეული წყაროებად, საიდანაც წამოსული ტალღები აღწევენ P წერტილს. მეორეული ტალღების ინტერფერენციის შედეგად P წერტილში წარმოიშობა რაღაც ჯამური რხევა. დაბრკოლების მდებარეობის ადგილას დაცემული სინათლის ტალღის ტალღური ზედაპირი დავყოთ რგოლურ ზონებად (ფრენელის ზონებად) (ნახ. 3) შემდეგი წესით: მეზობელი ზონების საზღვრებიდან P წერტილამდე მანძილები უნდა განსხვავდებოდნენ ტალღის სიგრძის ნახევრით,



ნახ. 3.

$$r_1 = \ell + \frac{\lambda}{2}, r_2 = \ell + 2 \frac{\lambda}{2}, r_3 = \ell + 3 \frac{\lambda}{2}, \dots, r_m = \ell + m \frac{\lambda}{2}$$

თუ დავაკვირდებით ტალღურ ზედაპირს P წერტილიდან, ფრენელის ზონები წარმოადგენენ

კონცენტრირებულ წრეწირებს (ნახ. 4). ნახაზიდან შეიძლება ადვილად განვსაზღვროთ ფრენელის ზონების რადიუსები,

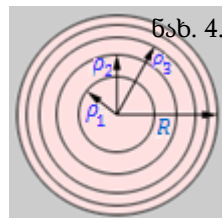
$$\rho_m = \sqrt{r_m^2 - \ell^2} = \sqrt{\left(\ell + m \frac{\lambda}{2}\right)^2 - \ell^2} = \sqrt{\ell^2 + m\ell\lambda + m^2 \frac{\lambda^2}{4} - \ell^2} = \sqrt{m\ell\lambda + m^2 \frac{\lambda^2}{4}}$$

რადგან, ოპტიკაში $\lambda \ll \ell$, ამიტომ, ფესვქვეშა გამოსახულების მეორე შესაკრები შეიძლება უგულებელვყოთ და გვექნება,

$$\rho_m = \sqrt{m\ell\lambda}$$

ხვრელზე მოთავსებული ფრენელის ზონების რაოდენობა განისაზღვრება მისი R რადიუსით,

$$m = \frac{R^2}{\lambda\ell}$$



სადაც, m - არ არის აუცილებელი იყოს მთელი რიცხვი. P წერტილში მეორეული ტალღების ინტერფერენციის შედეგი დამოკიდებულია ფრენელის ღია ზონების m რიცხვზე. შეიძლება ითქვას, რომ დიფრაქცია დამოკიდებულია $R^2/\lambda\ell$ პარამეტრზე. რაც შედარების მოხერხებულობის მიზნით შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით,

$$\text{როცა, } \frac{R^2}{\lambda\ell} \begin{cases} \ll 1 - \text{დაიკვირვება ფრაუნჰოფერის დიფრაქცია.} \\ \sim 1 - \text{დაიკვირვება ფრენელის დიფრაქცია.} \\ \gg 1 - \text{შესაძლებელია გეომეტრიული ოპტიკის მიახლოების გამოყენება.} \end{cases}$$

განასხვავებენ ორი სახის სინათლის დიფრაქციას: სფერული ტალღების დიფრაქცია, როცა ხვრელის ზომა ფრენელის ზონების ზომის რიგისაა - $R \sim \sqrt{\lambda\ell}$, სადაც a - ხვრელის ზომაა, ℓ - დაკვირვების წერტილიდან ეკრანამდე მანძილი, λ - ტალღის სიგრძე (ფრენელის დიფრაქცია), და პარალელური სხივების დიფრაქცია, როცა ხვრელის ზომა გაცილებით ნაკლებია ფრენელის ერთი ზონის ზომაზე - $R \ll \sqrt{\lambda\ell}$ (ფრაუნჰოფერის დიფრაქცია).

ადვილად შეიძლება ვაჩვენოთ, რომ ყველა ზონას გააჩნია ერთნაირი ფართობი,

$$S = \pi\rho_m^2 - \pi\rho_{m-1}^2 = \pi m\lambda\ell - \pi(m-1)\lambda\ell = \pi\lambda\ell$$

ფართობით ერთნაირ ზონებმა, დაკვირვების წერტილში უნდა აღძრას ერთნაირი ამპლიტუდის რხევები. მაგრამ, ყოველი მომდევნო ზონისათვის ϕ კუთხე (დაკვირვების წერტილისადმი გავლებულ სხივსა და ტალღური ზედაპირის ნორმალის შორის კუთხე) იზრდება. ფრენელმა დაუშვა (რომელიც დამტკიცებული იქნა ექსპერიმენტით), რომ ϕ კუთხის გაზრდისას რხევის ამპლიტუდა მცირდება, თუმცა უმნიშვნელოდ,

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots A_m$$

სადაც, A_m - m ზონის მიერ გამოწვეული რხევის ამპლიტუდაა. კარგი მიახლოებით შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ რომელიმე ზონის მიერ გამოწვეული რხევის ამპლიტუდა ტოლია, ორი მეზობელი ზონის მიერ გამოწვეული რხევების ამპლიტუდების საშუალო არითმეტიკულის,

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$$

რადგან ორი მეზობელ ზონიდან დაკვირვების წერტილამდე მანძილი განსხვავდება $\lambda/2$ სიდიდით, ამიტომ ცხადია რომ ამ ზონების მიერ აღძრული რხევები იმყოფებიან საპირისპირო ფაზაში. ამიტომ, ნებისმიერი ორი მეზობელი ზონის ტალღები თითქმის აქრობენ ერთმანეთს. დაკვირვების წერტილში ჯამური ამპლიტუდა ტოლია იქნება,

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots = A_1 - (A_2 - A_3) - (A_4 - A_5) - \dots < A_1$$

ამრიგად, P წერტილში ჯამური რხევის ამპლიტუდა ყოველთვის ნაკლებია რხევის ამპლიტუდაზე, რომელსაც გამოიწვევდა ფრენელის ერთი პირველი ზონა. კერძოდ, ღია რომ იყოს ფრენელის

ყველა ზონა, მაშინ დაკვირვების წერტილამდე მიაღწევდა A_o ამპლიტუდის რხევა. ამ შემთხვევაში შეიძლება დავწეროთ,

$$A = A_o = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \dots = \frac{A_1}{2}$$

რადგან, ფრჩხილებში მდგომი გამოსახულება ნულის ტოლია. ცხადია, რომ ყველა ტალღური ფრონტით გამოწვეული მოქმედება (ამპლიტუდა) ტოლია ერთი პირველი ზონის მოქმედების ნახევრის.

ამრიგად, თუ გაუმჭირვალე ეკრანზე დიას დავტოვებთ მხოლოდ ფრენელის ერთ ზონას, მაშინ დაკვირვების წერტილში რხევის ამპლიტუდა გაიზრდება 2-ჯერ (ხოლო ინტენსივობა კი 4-ჯერ). თუ გავაღებთ ორ ზონას, მაშინ რხევის ამპლიტუდა მიისწრაფვის ნულისაკენ. თუ დავამზადებთ გაუმჭირვალე ეკრანს, რომელიც დატოვებდა ღიად მხოლოდ რამოდენიმე კენტ (ან მხოლოდ რამოდენიმე ლუწ) ზონას, მაშინ რხევის ამპლიტუდა მკეთრად გაიზრდება. მაგალითად, თუ დიაა 1, 3, და 5 ზონები, მაშინ

$$A = 6A_o, I = 36I_o,$$

ასეთ ფირფიტებს, რომელთაც გააჩნიათ სინათლის ფოკუსირების თვისება, ზონური ფირფიტები ეწოდებათ.

წრიულ დისკზე სინათლის დიფრაქციისას დახურული აღმოჩნდება 1-დან m -მდე პირველი ნომრის ფრენელის ზონები. მაშინ დაკვირვების წერტილში რხევის ამპლიტუდა ტოლი იქნება

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2}\right)$$

ან,

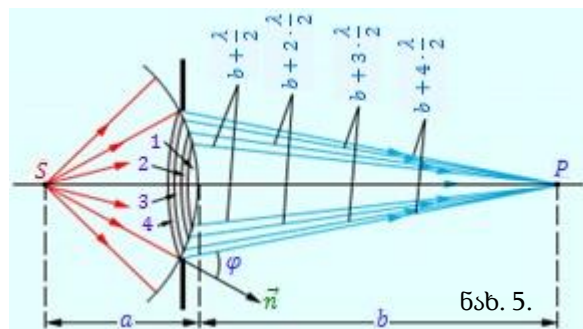
$$A = \frac{A_{m+1}}{2}$$

რადგან ფრჩხილებში მყოფი გამოსახულება ნულის ტოლია. როცა დისკი დაფარული არ არის ძალიან დიდი ნომრის ზონებით, მაშინ $A_{m+1} \approx 2A_o$ და $A \approx A_o$, ე.ი. დისკზე სინათლის დიფრაქციისას, სურათის ცენტრში დაიკვირვება ინტერფერენციული მაქსიმუმი. ეს ე.წ. პუასონის ლაქაა, შემოსაზღვრული ნათელი და ბნელი დიფრაქციული რგოლებით.

შევაფასოთ ფრენელის ზონების ზომები. დაუშვათ, რომ დიფრაქციული სურათი დაიკვირვება დაბრკოლებიდან $L = 1$ მ მანძილზე განლაგებულ ეკრანზე. სინათლის ტალღის სიგრძე $\lambda = 600$ ნმ (წითელი სინათლე). მაშინ, ფრენელის პირველი ზონის რადიუსი ტოლი იქნება,

$$\rho_1 = \sqrt{\lambda L} \approx 0.778 \text{ მ}$$

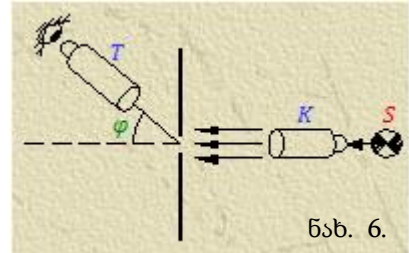
ზემოთ განხილული იყო სინათლის დიფრაქცია წრიული ფორმის დაბრკოლების შემთხვევაში, როცა სინათლის წყარო იყო დამორებული. როცა სინათლის წერტილოვანი წყარო იმყოფება რაიმე სასრულ მანძილზე, მაშინ დაბრკოლებას ეცემა სფერული განშლადი ტალღა. ამ შემთხვევაში ამოცანის გეომეტრია რამდენადმე გართულებულია, რადგან ასეთ შემთხვევაში ფრენელის ზონები უნდა ავაგოთ არა ბრტყელ, არამედ სფერულ ზედაპირზე (ნახ. 5). სფერული ტალღის ფრონტისათვის ფრენელის ზონების რადიუსებისათვის გამოთვლებით მიიღება,



$$\rho_m = \sqrt{m \frac{ab}{a+b} \lambda}$$

ფრენელის თეორიის ზემოთ მიღებული შედეგები სამართლიანი ამ შემთხვევისათვისაც.

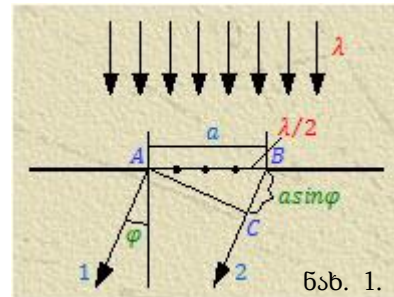
სინათლის დიფრაქციას შეიძლება დავაკვირდეთ იმ შემთხვევაში როცა სინათლის წყარო და დაკვირვების წერტილი უსასრულოდ არიან დაშორებული დიფრაქციის გამომწვევი დაბრკოლებიდან. რაც პრაქტიკულად შეიძლება განხორციელებული იქნეს თუ სინათლის წერტილოვან წყაროს მოვათავსებთ შემკრები ლინზის ფოკუსში, ხოლო დიფრაქციულ სურათს დავაკვირდებით შემკრები ლინზის ფოკალურ სიბრტყეში. ცდის ჩასატარებლად სარგებლობენ საჭვრეტი მილით (ნახ. 6). A სინათლის წყაროდან K კოლიმატორიში გასული პარალელური სხივების ნაკადი T მილში დაიკვირვება დაცემული სინათლისადმი სხვადასხვა კუთხით. სინათლის დიფრაქციას რომ არ ჰქონდეს ადგილი, სინათლე გავრცელდებოდა მხოლოდ დაცემული ნაკადის მიმართულებით.



ნახ. 6.

§139. ფრაუნჰოფერის დიფრაქცია ერთი ხვრელისათვის

განვიხილოთ დიფრაქციის ერთ-ერთი ტიპი - პარალელური სხივების დიფრაქცია, რომელსაც აგრეთვე ფრაუნჰოფერის დიფრაქცია ეწოდება გერმანელი ფიზიკოსის ი. ფრაუნჰოფერის (1787-1826) საპატივცემულოდ. ჯერ განვიხილოთ ერთი ხვრელის შემთხვევა. დაუშვათ, რომ მონოქრომატული სინათლის პარალელური სხივების ნაკადი ნორმალურად ეცემა a სიგანის ხვრელის მქონე გაუმჭვირვალე ეკრანის სიბრტყეში (ნახ. 1). განვიხილოთ ხვრელში φ კუთხით გასული სინათლე. თუ დაბრკოლების შემდეგ, სხივების φ კუთხით გავრცელების გზაზე მოვათავსებთ შემკრებ ლინზას, მაშინ დიფრაქციის შედეგად, პარალელური სხივების ნაკადი შეიკრიბება ფოკალური სიბრტყის რაიმე წერტილში (ნახ. 1). ხვრელის მიერ ამოკვეთილი ტალღური ზედაპირი ამ კუთხის მიმართ დავყოთ ფრენელის ზონებად, ისე რომ მეზობელი ზონებიდან გამოსული ორ სინათლის ნაკადს შორის სვლათა სხვაობა, ტოლი იყოს ტალღის სიგრძის ნახევრის ($\lambda/2$). ხვრელზე ზონების რიცხვი განისაზღვრება შემდეგნაირად,



ნახ. 1.

$$N = \frac{\Delta}{\lambda/2} = \frac{a \sin \varphi}{\lambda/2}$$

სადაც, $a \sin \varphi = NF = \Delta$ ხვრელიდან φ კუთხით გამოსული MC და ND კიდურა სხივებს შორის ოპტიკურ სვლათა სხვაობა (ნახ. 1). ყოველი წყვილი მეზობელი ზონის რხევები ურთიერთაზომბენ ერთმანეთს, ამიტომ, სინათლის ინტერფერენციისას ყოველი წყვილი მეზობელი ზონის ჯამური რხევის ამპლიტუდა ნულის ტოლია. შესაბამისად, როცა ფრენელის ზონების რიცხვი ლუწია, მაშინ

$$\frac{a \sin \varphi}{\lambda/2} = 2m$$

ანუ, როცა სვლათა სხვაობა ტალღის სიგრძის ნახევრის ($\lambda/2$) ლუწი რიცხვის ჯერადია,

$$a \sin \varphi = \pm 2m \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (1)$$

დაიკვირვება დიფრაქციული მინიმუმები. ხოლო, როცა ფრენელის ზონების რიცხვი კენტი, ანუ, როცა სვლათა სხვაობა ტალღის სიგრძის ნახევრის ($\lambda/2$) კენტი რიცხვის ჯერადია, მაშინ

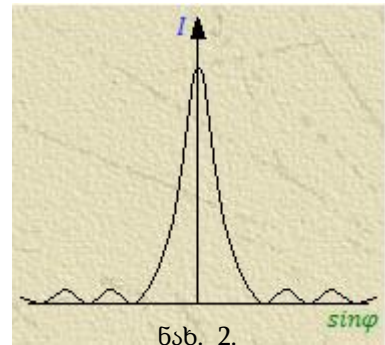
$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (2)$$

და დაიკვირვება დიფრაქციული მაქსიმუმები. $\varphi = 0$ მიმართულებით სინათლე ვრცელდება მაქსიმალური ინტენსივობით, ე.ი. ამ მიმართულებით დაიკვირვება ცენტრალური დიფრაქციული მაქსიმუმი.

(1) და (2) პირობებიდან შეიძლება ვიპოვოთ ეკრანის წერტილის მიმართულებები, სადაც ამპლიტუდა (და ცხადია ინტენსივობა) ნულის ტოლია - $\sin \varphi_{\min} = \pm 2m \lambda / 2a$, ან მაქსიმალურია - $\sin \varphi_{\max} = \pm (2m + 1) \lambda / 2a$.

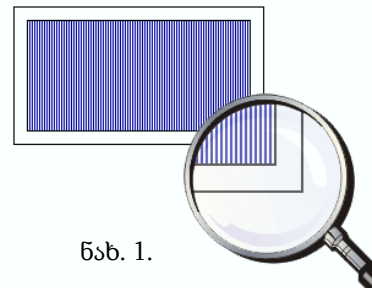
გამოთვლები გვიჩვენებენ, რომ ცენტრალურ და შემდგომ მაქსიმუმებში ინტენსივობები ისე შეეფარდება, როგორც 1: 0.047: 0.017 : 0.0083: ..., ე.ი. სინათლის ენერგიის ძირითადი ნაწილი მოთავსებულია ცენტრალურ მაქსიმუმში (ნახ. 2).

დიფრაქციული მაქსიმუმების მდებარეობა დამოკიდებულია ტალღის სიგრძეზე, ამიტომ, ზემოთ განხილულ დიფრაქციულ სურათს ადგილი აქვს მხოლოდ მონოქრომატული სინათლისათვის. ხერხელის თეთრი სინათლით განათებისას ცენტრალური მაქსიმუმი დაიკვირვება თეთრი ზოლების სახით; ის საერთოა ყველა ტალღის სიგრძისათვის.



§140. ფრაუნჰოფერის დიფრაქცია დიფრაქციულ მესერისათვის

სინათლის დიფრაქციის პრაქტიკული გამოყენების თვალსაზრისით საინტერესო მაგალითს წარმოადგენს დიფრაქციული მესერი - მრავალი რიცხვი ერთმანეთისაგან ერთნაირი მანძილით დაშორებული ხერხელების ერთობლიობა. ის შეიძლება იყოს ეკრანზე (დიფრაქციული მესერი გასულ სინათლეში), ან, სარკეზე (დიფრაქციული მესერი არეკვლილ სინათლეში) გაკეთებული მრავალი ძალიან ვიწრო შტრიხების ერთობლიობა (ნახ. 1). კარგი მესერში ხერხელების რიცხვი აღწევს $10^8 \div 10^9$ შტრიხი სანტიმეტრზე. დიფრაქციული მესერი გამოიყენება როგორც სპექტრული ხელსაწყო და როგორც მაღალი სიზუსტით სინათლის ტალღის სიგრძის გასაზომად. დიფრაქციულ მესერზე შეიძლება დავაკვირდეთ აგრეთვე ფრაუნჰოფერის დიფრაქციას (პარალელურ სხივებში). ცდა ანალოგიურია ზემოთაღწერილი ერთი ხერხელის დიფრაქციის შემთხვევის. დაუშვათ, რომ მესერს ეცემა სინათლის პარალელური სხივების ნაკადი (ნახ. 2). a არის ხერხელის სიგანე, b ხერხელებს შორის შუალედი. $d = a + b$ მესერის მუდმივა (პერიოდი). არსებობს დაკვირვების ისეთი კუთხეები, რომელთა მიმართულებითაც მესერის ხერხელში გასული ნებისმიერი ორი ნაკადი აძლიერებს ერთმანეთს. ცხადია, რომ ასეთი კუთხეებით დაიკვირვება სინათლის ინტენსივობების ნათელი მაქსიმუმები, რომელთაც მთავარ მაქსიმუმები ეწოდება. მთავარი მაქსიმუმების დაკვი-



რეგების პირობა განისაზღვრება ადვილად. ნახაზის (ნახ. 2) თანახმად ორ მეზობელ ნაკადს შორის სვლათა სხვაობა ტოლია,

$$\Delta = (a + b)\sin\varphi = d\sin\varphi \quad (1)$$

როცა ამ სვლათა სხვაობას შეესაბამება ტალღის სიგრძის ნახევრის ლუწი რიცხვი, მაშინ ნებისმიერი ორი ნაკადი გააძლიერებს ერთმანეთს, ამიტომ,

$$d\sin\varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (2)$$

წარმოადგენს მთავარი მაქსიმუმების პირობას.

მთავარის გარდა არსებობს მეორეული დამატებითი მაქსიმუმები, როცა ზოგიერთი ნაკადი აძლიერებს, ხოლო ზოგიერთი კი ახშობს ერთმანეთს. ეს მეორეული დამატებითი მაქსიმუმები ძალიან სუსტებია და ჩვეულებრივ არ განიხილებიან. საინტერესოა მხოლოდ მთავარი მაქსიმუმები და ისიც მხოლოდ პირველი რიგის $m = 1$.

ერთი ხერხელის შემთხვევაში არსებული ინტენსივობის მინიმუმები დაიკვირვება აგრეთვე ორი ხერხელის შემთხვევაში იმ მიმართულებებით, რომელიც განისაზღვრება პირობით,

$$a\sin\varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (3)$$

რომელიც წარმოადგენს მთავარი მინიმუმების პირობას. გარდა, ამისა ორი ხერხელიდან წამოსული სინათლის სხივები, ურთიერთინტერფერენციის შედეგად, ზოგიერთი მიმართულებით ჩააქრობენ ერთმანეთს, ე.ი. წარმოიშობიან დამატებითი მინიმუმები. ცხადია, რომ ეს დამატებითი მინიმუმები დაიკვირვებიან იმ მიმართულებით, რომელთაც შეესაბამება სხივების $\lambda/2, 3\lambda/2, \dots$. სვლათა სხვაობა ამრიგად, (1) პირობის გათვალისწინებით დამატებითი მინიმუმების პირობა ჩაიწერება შემდეგნაირად,

$$d\sin\varphi = \pm(2m + 1) \frac{\lambda}{2} = (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (4)$$

ე.ი. ორი ხერხელის შემთხვევაში სრული დიფრაქციული სურათი განისაზღვრება პირობებით:

$a\sin\varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$, მთავარი მინიმუმები.

$d\sin\varphi = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}, \dots$, დამატებითი მინიმუმები.

$d\sin\varphi = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$, მთავარი მაქსიმუმები.

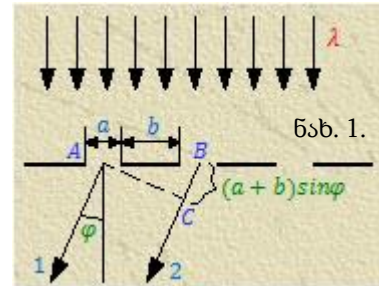
ე.ი. ორ მთავარ მაქსიმუმს შორის განლაგდება ერთი დამატებითი მინიმუმი. ანალოგიურად შეიძლება ვაჩვენოთ, რომ სამი ხერხელის შემთხვევაში ორ მთავარ მაქსიმუმს შორის განლაგდება ორი დამატებითი მინიმუმი, ოთხი ხერხელის შემთხვევაში - სამი, და ა.შ.

როცა დიფრაქციული მესერი შედგება N ხერხელისაგან, მაშინ მთავარი მინიმუმების პირობას წარმოადგენს (3), მთავარი მაქსიმუმების პირობას კი (4) პირობა. ხოლო, დამატებითი მინიმუმების პირობას კი,

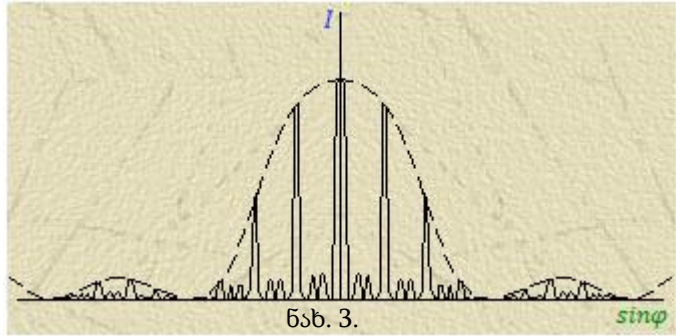
$$d\sin\varphi = \pm \frac{m'\lambda}{N}, \quad (m' = 1, 2, \dots, N - 1, N + 1, \dots, 2N - 1, 2N + 1, \dots), \quad (5)$$

პირობა. სადაც, m' შეიძლება ღებულ-ობდეს ყველა მთელი რიცხვით მნიშვნელობებს, გარდა $0, N, 2N, \dots$ მნიშვნელობებისა. ცხადია, რომ N ხერხელის შემთხვევაში ორ მთავარ მაქსიმუმს შორის განლაგდება $N - 1$ დამატებითი მინიმუმი, რომლებიც გაყოფილია დამატებითი მაქსიმუმებით. ისინი ძალიან სუსტებია და მხედველობაში არ მიიღებიან (ნახ. 3).

მთავარი მაქსიმუმების მდებარეობა დამოკიდებულია ტალღის სიგრძეებზე λ (4). ამიტომ, მესერში თეთრი სინათლის გავლისას, ცენტრალურის გარდა ($m = 0$), ყველა მაქსიმუმი დაიშლ-



ება სპექტრად, რომლის იისფერი ნაწილი მიმართული იქნება დიფრაქციული სურათის ცენტრ-ისაკენ, წითელი კი - გარეთ. დიფრაქციული მესერის ეს თვისება გამოიყენება სინათლის სპექტრული შემადგენლობის შესასწავლად. ე.ი. დიფრაქციული მესერი შეიძლება გამოყენებული იქნეს როგორც სინათლის სპექტრად დასაშლელი და ტალღის სიგრძის გასაზომი სპექტრული ხელსაწყო.

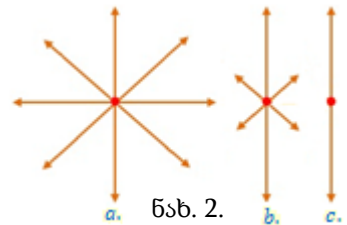
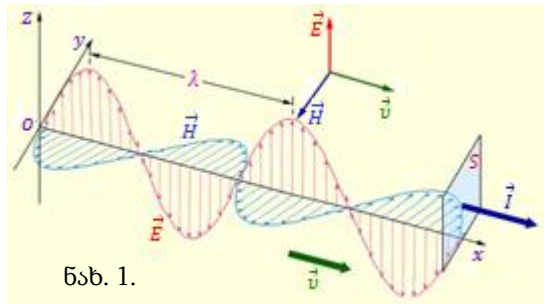


სინათლის დიფრაქცია თამაშობს მნიშვნელოვან როლს სინათლის გაბნევისას მღვრიე გარემოში. სინათლის დიფრაქცია უდევს საფუძვლად დიფრაქციული მესერის შემცველი სპექტრული ხელსაწყოების (დიფრაქციული სპექტრომეტრების) მოქმედებას. სინათლის დიფრაქციით განისაზღვრება ოპტიკური ხელსაწყოების (ტელესკოპების, მიკროსკოპების და სხვ.) გარჩევის უნარიანობის ზღვარი.

თავი 20. სინათლის პოლარიზაცია

§141. სინათლის პოლარიზაცია. ბუნებრივი და პოლარიზებული სინათლე

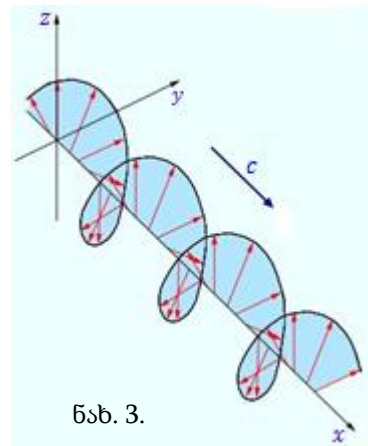
სინათლე წარმოადგენს ელექტრომაგნიტურ ტალღას, რომლის ელექტრული და მაგნიტური ველების დაძაბულობის ვექტორები ($\vec{E}$ და $\vec{H}$ ვექტორები) ურთიერთმართობია და ირხევიან ტალღის (სინათლის სხივის) გავრცელების სიჩქარის მიმართულების მართობულ სიბრტყეში (ნახ. 1). სინათლის ნივთიერებასთან ურთიერთქმედების ყველა პროცესებში ძირითად როლს თამაშობს ელექტრული ვექტორი ($\vec{E}$ ვექტორი), ამიტომ მას სინათლის ვექტორს უწოდებენ. სინათლე გამოსხივდება სხეულის შემადგენელი ატომების მიერ და წარმოადგენს მრავალი ატომების ჯამურ ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებას. სხვადასხვა ატომების მიერ გამოსხივებული სინათლის ტალღის რხევის ვექტორს გააჩნია სხვადასხვა მიმართულება. სინათლეს, რომლის რხევის ვექტორი ყველა შესაძლო მიმართულებით ერთნაირად ირხევა ბუნებრივი, ან, არაპოლარიზებული სინათლე ეწოდება (ნახ. 2, a). ხოლო, სინათლეს, რომლის რხევის ვექტორის მიმართულება რაიმე სახით მოწესრიგებულია, პოლარიზებული (უფრო სწორად, ნაწილობრივ პოლარიზებული) სინათლე ეწოდება (ნახ. 2b). სიბრტყეს (xz სიბრტყე, ნახ. 1), რომელშიც ხდება სინათლის ვექტორის რხევა, პოლარიზაციის სიბრტყე ეწოდება.



ჩვეულებრივ პოლარიზაცია წარმოიშობა სინათლის არეკვლის, გარდატეხის და გაბნევისას, აგრეთვე სინათლის ანიზოტროპულ გარემოში გავრცელებისას. კერძოდ, ლურჯი სინათლე ცაში ნაწილობრივ, ან მთლიანად პოლარიზებულია. მაგრამ, ჩვეულებრივი წყაროების (მზის სინათ-

ლე, ვარვარების ნათურა) მიერ გამოსხივებული სინათლე არაპოლარიზებულია.

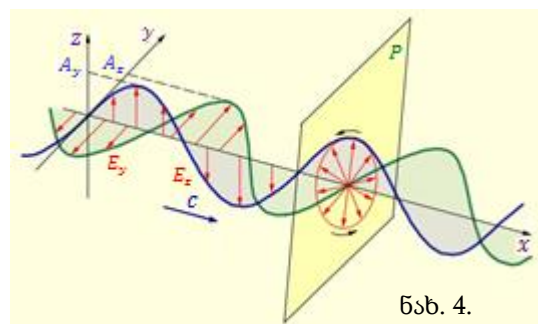
განასხვავებენ სინათლის წრფივ, წრიულ და ელიფსურ პოლარიზაციას. როცა სინათლის ვექტორი ირხევა სივრცეში რაიმე მიმართულების გასწვრივ, განსაზღვრულ სიბრტყეში, ბრტყლად პოლარიზებული (ან, წრფივად პოლარიზებული) სინათლე ეწოდება (ნახ. 2c). წრფივად პოლარიზებულ სინათლეს გამოასხივებენ ლაზერები. როცა სინათლის ვექტორი დროის მიხედვით იცვლება ისე, რომ მისი ბოლო სივრცის ყოველ წერტილში შემოწერს ელიფსს, მაშინ სინათლეს ელიფსურად პოლარიზებული ეწოდება. პოლარიზაციის ელიფსის ფორმა და ზომა განისაზღვრება წრფივად პოლარიზებული ტალღების A_y და A_z ამპლიტუდებით და მათ შორის ფაზათა წანაცვლებით Δ . ელიფსურად პოლარიზებული სინათლის სივრცითი სტრუქტურა წარმოდგენილია ნახაზზე (ნახ. 3). ელიფსურად პოლარიზებული სინათლის კერძო შემთხვევას წარმოადგენს წრიულად პოლარიზებული სინათლე ($A_x = A_y$, $\Delta\phi = \pm \pi/2$) (ნახ. 4).



ნახ. 3.

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (1)$$

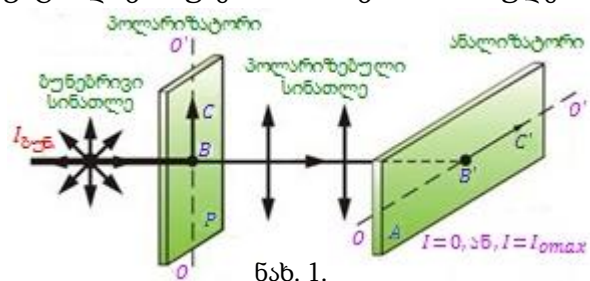
სიდიდეს, პოლარიზაციის ხარისხი ეწოდება. სადაც, I_{max} და I_{min} არის $\vec{E}$, ვექტორის ორი ურთიერთმართობი კომპონენტის შესაბამისი სინათლის მაქსიმალური და მინიმალური ინტენსივობებია. ბუნებრივი სინათლისათვის $I_{max} = I_{min}$ და $P = 0$. ბრტყლად (ან, წრფივად) პოლარიზებული სინათლისათვის $I_{min} = 0$ და $P = 1$.



ნახ. 4.

§142. მალიუსის კანონი

ფრანგი ინჟინერის ე. მალიუსის (1775-1812) მიერ 1809წ., აღმოჩენილი იქნა, რომ ბუნებრივი სინათლე შეიძლება გარდაექმნათ პოლარიზებულ სინათლედ, თუ სინათლეს თანმიმდევრობით გავატარებთ, ორ ერთნაირ ტურმალინის (მომწვანო შეფერილობის გამჭვირვალე კრისტალური ნივთიერება) ფირფიტაში, რომლებიც შეიძლება მოვაბრუნოთ ერთმანეთის მიმართ რაიმე კუთხით. დაუშვათ, რომ ბუნებრივი სინათლე ეცემა ტურმალინის P ფირფიტას (ნახ. 1). თუ P ფირფიტას ვაბრუნებთ სხივის მიმართულების გარშემო, მაშინ ტურმალინის ფირფიტაში გასული სინათლის ინტენსივობაში არავითარი ცვლილება არ შეიმჩნევა. მაგრამ, თუ სხივის გავრცელების გზაზე მოვათესებთ მეორე A ტურმალინის ფირფიტას და ვაბრუნებთ მას სხივის მიმართულების გარშემო, ვნახავთ, რომ ტურმალინის ფირფიტაში გასული სინათლის ინტენსივობა შეიცვლება, იმის და მიხედვით, თუ როგორ არიან ორიენტირებული ერთმანეთის მიმართ ფირფიტები. P ფირფიტას, რომელიც გარდაქმნის ბუნებრივ სინათლეს პოლარიზებულ სინათლედ, პოლარიზატორი ეწოდება, ხო-



ნახ. 1.

ლო, A ფირფიტას, რომელიც გამოიყენება პოლარიზაციის ხარისხის ანალიზისათვის, ანალიზატორი ეწოდება. ორვე ფირფიტა სავსებით ერთნაირია (მათ შეიძლება შევუცვალოთ ადგილები). სინათლის ინტენსივობა იქნება მაქსიმალური, როცა ორივე კრისტალის ღერძები პარალელურია და ნულის ტოლი, როცა ორივე ურთიერთმართობია. რაც აიხსნება შემდეგნაირად: სინათლე წარმოადგენს განივ ელექტრომაგნიტურ ტალღას, მაგრამ ბუნებრივ სინათლეში არ არსებობს რხევის უპირატესი მიმართულება. პოლარიზატორის კრისტალი ატარებს მხოლოდ ტალღებს, რომელთა რხევის ვექტორს გააჩნია კრისტალის ღერძის პარალელური მდგენელი (სწორედ ამიტომ პოლარიზატორი ასუსტებს სინათლეს ორჯერ). ანალიზატორის კრისტალი თვის მხრივ ატარებს სინათლეს, როცა მისი ღერძი პოლარიზატორის ღერძის პარალელურია.

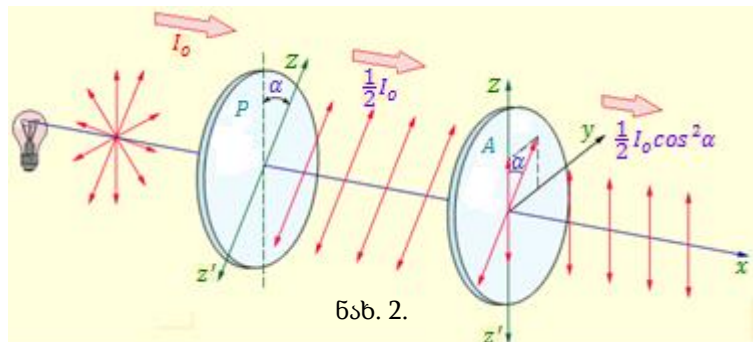
განვიხილოთ ბუნებრივი სინათლის თანმიმდევრობითი გავლა ორ იდეალურ პოლარიზატორს შორის (ნახ. 2), რომელთა დასაშვები მიმართულებები განლაგებულია α კუთხით. პირველი პოლარიზირებული სინათლე. მეორე პოლარიზირებული კი გამოიყენება მასზე დაცემული სინათლის ანალიზისათვის. დროის ნებისმიერ მომენტში E_0 ამპლიტუდის სინათლის ტალღა შეიძლება წარმოვადგინოთ E_x და E_y პროექციების სახით (ნახ. 3),

$$E_x = E_0 \cos \varphi, \quad E_y = E_0 \sin \varphi$$

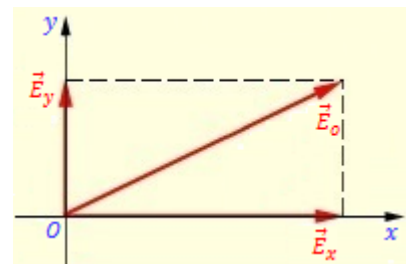
რომელთაგან E_x - მდგენელი გადის პოლარიზირებულში, ხოლო, E_y - მდგენელი კი არ გადის. ეს ნიშნავს, რომ ნებისმიერი ტალღა (პოლარიზებული და არაპოლარიზებული) შეიძლება წარმოვადგინოთ როგორც, ორი ურთიერთმართობი მიმართულებით წრფივად პოლარიზებული ტალღების სუპერპოზიციას. მაგრამ, პოლარიზებულ ტალღაში ორივე E_x და E_y მდგენელები კოჰერენტულია, ხოლო არაპოლარიზებულში კი არაკოჰერენტულია, ე.ი. პირველ შემთხვევაში $E_x(t)$ და $E_y(t)$ შორის ფაზათა სხვაობა მუდმივია, ხოლო, მეორე შემთხვევაში ის წარმოადგენს დროის შემთხვევით ფუნქციას. დაუშვათ, რომ პოლარიზატორს (ან, ანალიზატორს) ეცემა $\vec{E}_0$ ამპლიტუდის წრფივად პოლარიზებული სინათლე. გასული სინათლის ამპლიტუდა $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \alpha$. რად-გან, ინტენსივობა ამპლიტუდის კვადრატის პროპორციულია ($I \sim E^2$), ცხადია, რომ გასული სინათლის ინტენსივობა $I \sim \sim E_0^2 \cos^2 \alpha$ ამიტომ, შეიძლება დავწეროთ,

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (1)$$

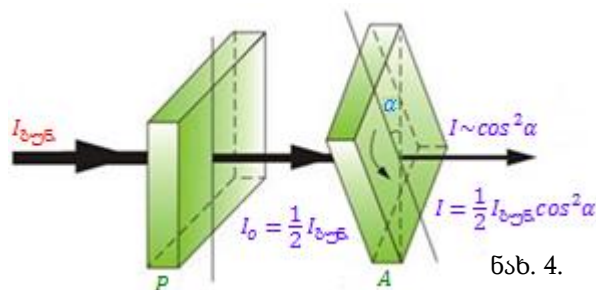
რომელსაც მალიუსის კანონი ეწოდება. სადაც, I_0 და I - მეორე კრისტალზე დაცემული და გასული სინათლის ინტენსივობებია შესაბამისად. α არის კუთხე ფირფიტის ოპტიკურ ღერძებს შორის. ბუნებრივ სინათლისათვის $\langle \cos^2 \alpha \rangle = 1/2$, ამიტომ, ერთ პოლარიზატორში გასული ბუნებრივი სინათლის



ნახ. 2.



ნახ. 3.



ნახ. 4.

ინტენსივობა ორჯერ შემცირდება. ბუნებრივი სინათლის გავრცელების გზაზე მოვათავსოთ ორ პოლარიზატორი, რომელთა სიბრტყეები ერთმანეთთან ქმნიან α კუთხეს (ნახ. 4). მაშინ, პირველი პოლარიზატორიდან გამოვა $(1/2) I_0$ ინტენსივობის სინათლის სხივი. მალიუსის კანონის თანახმად, მეორე პოლარიზატორში გასული სინათლის ინტენსივობა,

$$I = I_0 \cos^2 \alpha = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \alpha \quad (2)$$

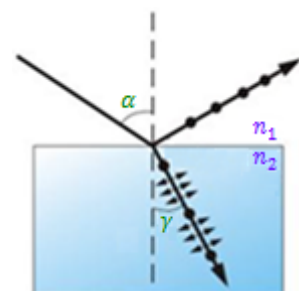
სადაც, არ არის გათვალისწინებული კრისტალში სინათლის შთანთქმა. როცა $\alpha = 0$, მაშინ, $I = I_{\max} = (1/2) I_0$. როცა $\alpha = \pi/2$, მაშინ, $I = 0$ - ჯვარედინად განლაგებული პოლარიზატორები სინათლეს არ ატარებენ.

§143. ორი დიელექტრიკის საზღვარზე არეკვლილი და გარდატეხილი სხივების პოლარიზაცია

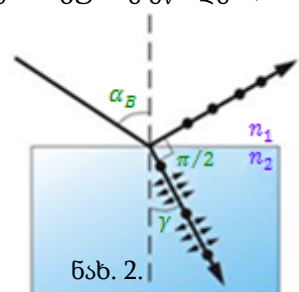
თუ ბუნებრივი სინათლე ეცემა ორი დიელექტრიკის გამყოფ საზღვარს, მაგალითად, ჰაერი-მინა, მაშინ სინათლის ნაწილი აირეკლება, ხოლო ნაწილი გარდატეხდება და გავრცელდება მეორე გარემოში. არეკვლილი და გარდატეხილი სხივების გზაზე თუ მოვათავსებთ ანალიზატორს (მაგალითად ტურმალინის), ვნახავთ, რომ არეკვლილი და გარდატეხილი სხივები იქნებიან ნაწილობრივ პოლარიზებული. ანალიზატორის სხივების გარშემო მობრუნებისას, სინათლის ინტენსივობა პერიოდულად გაძლიერდება და შესუსტდება. არეკვლილ სხივში უპირატესად სჭარბობს დაცემის სიბრტყის მართობული სხივები (გამოსახულია წერტილებით) (ნახ. 1), ხოლო, გარდატეხილ სხივში კი - დაცემის სიბრტყის პარალელური რხევები (გამოსახულია ისრებით) (ნახ. 1). გამტარი ზედაპირიდან სინათლის არეკვლისას მიიღება ელიფსურად პოლარიზებული სინათლე. პოლარიზაციის ხარისხი დამოკიდებულია დაცემის კუთხესა და გარდატეხის მაჩვენებელზე. შოტლანდიელი ფიზიკოსის დ. ბრიუსტერის (1781–1868) მიერ, დადგენილი იქნა, რომ დაცემის $\alpha = \alpha_B$ კუთხისას, რომელსაც ბრიუსტერის კუთხე ეწოდება, სრულდება პირობა

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (1)$$

რომელსაც ბრიუსტერის კანონი ეწოდება. როცა $\alpha = \alpha_B$, მაშინ, არეკვლილ და გარდატეხილ სხივებს შორის კუთხე ტოლია $\pi/2$ (ნახ. 2). დაცემის α_B კუთხისას, არეკვლილი სხივი ბრტყლად პოლარიზებულია, ხოლო, გარდატეხილი სხივი კი პოლარიზებულია მაქსიმალურად, მაგრამ არა მთლიანად.



ნახ. 1.



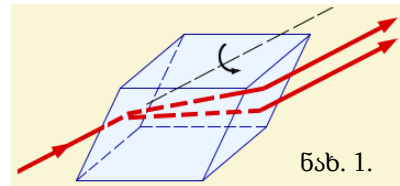
ნახ. 2.

§144. ორმაგსხივითება

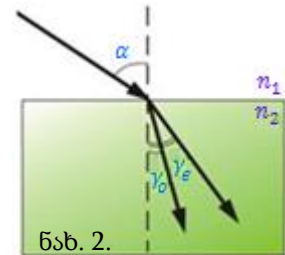
ყველა გამჭვირვალე კრისტალს (გარდა კუბური სისტემისა, რომლებიც ოპტიკურად იზოტროპულია), გააჩნია ორმაგსხივითების თვისება, მათზე დაცემული სინათლის ნაკადის გაორმაგება. ეს მოვლენა პირველად აღმოჩენილი იქნა დანიელი მეცნიერის რ. ბარტოლინის (1625–1695) მიერ ისლანდიური შპატის კრისტალისათვის (CaCO_3 - კალციტის ნაირსახეობა). თუ ისლ-

ანდიური შპატის კრისტალს ეცემა სინათლის ვიწრო ნაკადი, მაშინ კრისტალიდან გამოვა ერთ-მანეთის და დაცემული სხივის პარალელური ორი სხივი (ნახ.

1). კრისტალის შიგნით სხივი გაიყოფა ორ სხივად. თუ კრისტალს მოვაბრუნებთ თავდაპირველი სხივის მიმართულების მიმართ, მაშინ მობრუნდება კრისტალში გასული ორივე სხივი. ერთი მათგანი აღიწერება გარდატეხის კანონით, ამიტომ მას o - ჩვეულებრივი (o - ordin-ary) სხივი ეწოდება, ხოლო, მეორე არ აღიწერება გარდატეხის კანონით და მას e - არაჩვეულებრივი (e - extraordinary) სხივი ეწოდება (ნახ. 2). ჩვეულებრივი და არაჩვეულებრივი სხივები მთლიანად პოლარიზებულია ურთიერთმართობი მიმართულებებით. ჩვეულებრივი სხივის რხევის სიბრტყე მთავარი კვეთის სიბრტყის მართობია, ხოლო, არაჩვეულებრივი სხივის რხევის სიბრტყე ემთხვევა მთავარ კვეთის სიბრტყეს. კრისტალიდან გამოსვლისას, ორივე სხივი ვრცელდება ერთნაირი მიმართულებით და განსხვავდებიან მხოლოდ პოლარიზაციის მიმართულებით.



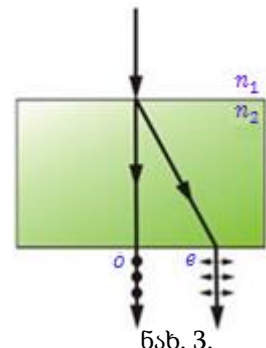
ნახ. 1.



ნახ. 2.

იმ შემთხვევაში, როცა სხივი ეცემა კრისტალის ზედაპირს მართობულად, მაშინ, გარდატეხილი სხივი იყოფა ორ სხივად. რომელთაგან ერთი ვრცელდება დაცემული სხივის მიმართულებით და მას ჩვეულებრივი სხივი ეწოდება, ხოლო, მეორე კი გადაიხრება დაცემული სხივის მიმართულებიდან და არაჩვეულებრივი სხივი ეწოდება (ნახ. 3).

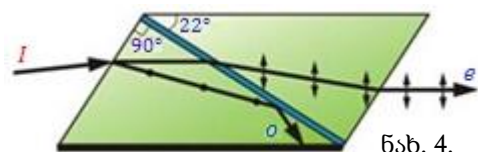
გარდა ამისა ბარტილინიმ აჩვენა რომ ისლანდიის შპატის კრისტალებში არსებობენ მიმართულებები, რომელთა გასწვრივ დაცემული სხივები არ გაორმაგდებიან - ამ მიმართულებებით ორმაგსხივოტებას ადგილი არ აქვს. ორმაგსხივოტება დაკავშირებულია კრისტალების ანიზოტროპიასთან. მიმართულება, რომელთა გასწვრივ დაცემული სხივი არ გაორმაგდება, ოპტიკური ღერძი ეწოდება. კრისტალს, რომელსაც გააჩნია ერთი ოპტიკური ღერძი - ერთღერძა კრისტალი ეწოდება (ისლანდიის შპატი, ტურმალინი). არსებობენ კრისტალები, რომელთაც გააჩნიათ ორი ოპტიკური ღერძი. ას-ეთ კრისტალებს ორღერძა ეწოდებათ (თაბაშირი, ქარსი).



ნახ. 3.

ზოგიერთ კრისტალებში ერთერთი სხივი, მეორეზე უფრო ძლიერ შთაინთქმება (დიქროიზმი). ხილული სინათლისათვის ძლიერი დიქროიზმი დამახასიათებელია ტურმალინის კრისტალისათვის. მასში ჩვეულებრივი სხივი პრაქტიკულად მთლიანად შთაინთქმება, ხოლო არაჩვეულებრივი სხივი კი გამოდის კრისტალიდან.

ხშირად პოლარიზატორად გამოიყენება ე.წ. ნიკოლის პრიზმა. ეს არის პრიზმა ისლანდიური შპატისაგან, რომელიც გაჭრილია დიაგონალის გასწვრივ და შეწყებებული კანადური ბალზამით (ნახ. 4). კანადური ბალზამის გარდატეხის მაჩვენებელი მოთავსებულია, ისლანდურ შპატის ჩვეულებრივი და არაჩვეულებრივი სხივების გარდატეხის მაჩვენებლებს (n_o და n_e) შორის, $n_o > n > n_e$. ამიტომ, ჩვეულებრივი სხივი განიცდის სრულ შინაგან არეკვლას ბალზამის შუაშრეზე და გადაიხრება გვერდით. არაჩვეულებრივი სხივი კი, თავისუფლად გადის ამ შუაშრეს და გამოდის პრიზმიდან.



ნახ. 4.

ორმაგსხივოტება აიხსნება კრისტალების ანიზოტროპიით. ასეთ კრისტალებში ϵ დიელექტრიკული

შელწევადობა დამოკიდებულია მიმართულებაზე. ერთდერმა კრისტალებში დიელექტრიკული შელწევადობას, ოპტიკური ღერძის მიმართულებით (ϵ_x) და მისდამი მართობული მიმართულებით (ϵ_y), გააჩნია სხვადასხვა მნიშვნელობები. რადგან $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, ხოლო, დიელექტრიკებში $\mu = 1$, ამიტომ $n = \sqrt{\epsilon}$. ცხადია, რომ ϵ სიდიდის ანიზოტროპულობიდან გამომდინარეობს, რომ სხვადასხვა მიმართულების რხევის ვექტორის ($\vec{E}$) მქონე ელექტრომაგნიტურ ტალღებს, გააჩნიათ სხვადასხვა გარდატეხის მაჩვენებელი და ცხადია, რომ სხვადასხვა გავრცელების სიჩქარე. ჩვეულებრივი სხივის გავრცელების სიჩქარე $v_o = c/\sqrt{\epsilon_y}$, ხოლო არაჩვეულებრივი სხივის კი $v_e = c/\sqrt{\epsilon_x}$. ამასთან, არაჩვეულებრივი სხივი ვრცელდება კრისტალის ოპტიკური ღერძის მართობულად. ამიტომ, ერთდერმა კრისტალების ჩვეულებრივი სხივის გარდატეხის მაჩვენებელი $n_o = c/v_o$, ხოლო, არაჩვეულებრივი სხივის გარდატეხის მაჩვენებელი კი $n_e = c/v_e$. იმის და მიხედვით, თუ v_o და v_e სიჩქარეებიდან რომელია მეტი, განასხვავებენ დადებით და უარყოფით ერთდერმა კრისტალებს. როცა $v_o > v_e$ - კრისტალი დადებითია, ხოლო, როცა $v_o < v_e$ - უარყოფითი. ორმაგი სხივთუბის მოვლენა გამოიყენება პოლარიზებული სინათლის მისაღებად.

თავი 21. სინათლის ურთიერთქმედება ნივთიერებასთან.

§145. სინათლის დისპერსია

სინათლის ნივთიერებასთან ურთიერთქმედების ერთ-ერთი შედეგია დისპერსია. სინათლის დისპერსია ეწოდება, ნივთიერების n გარდატეხის მაჩვენებლის, სინათლის ტალღის ν სიხშირეზე (λ ტალღის სიგრძეზე) დამოკიდებულებას. ან აგრეთვე, სინათლის ტალღის ფაზური სიჩქარის, მის სიხშირეზე დამოკიდებულებას. სინათლის დისპერსია წარმოიადგენს

$$n = f(\nu), \text{ ან, } n = f(\lambda) \quad (1)$$

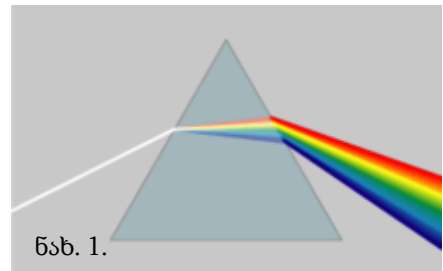
დამოკიდებულებით. გარდატეხის მაჩვენებლის ტალღის სიგრძეზე დამოკიდებულება ზოგადად განისაზღვრება შემდეგნაირად,

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \dots, \quad (2)$$

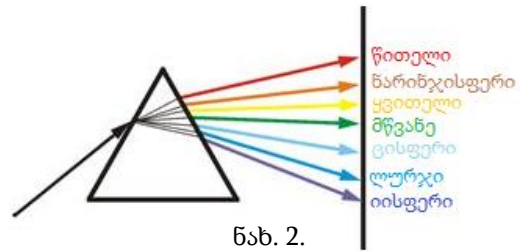
სადაც, λ - ტალღის სიგრძეა ვაკუუმში; a, b და c - მუდმივები, რომელთა მნიშვნელობები ყოველი ნივთიერებისათვის განისაზღვრება ცდებით. უმრავლეს შემთხვევაში შეიძლება შემოვისაზღვროთ პირველი ორი წევრით.

დისპერსიის ყველაზე თვალსაჩინო მაგალითია - თეთრი სინათლის ნაკადის დაშლა პრიზმაში გავლისას (ნახ. 1). პირველი ექსპერიმენტული დაკვირვება ჩატარებული იქნა ინგლისელი ფიზიკოსის ი. ნიუტონის (1643-1727) მიერ 1672წ. სინათლის დისპერსიით შესაძლებელი გახდა თეთრი სინათლის შემადგენლობის ბუნების გაგება. სინათლის დისპერსია განიხილება როგორც ელექტრომაგნიტური ტალღების, ნივთიერების შემადგენლობაში შემავალი დამუხტულ ნაწილაკებთან ურთიერთქმედების შედეგი.

თეთრი სინათლე იშლება სპექტრად დიფრაქციულ მესერში გავლისას, ან მისგან არეკვლისას (რაც არ არის დამოკიდებული დისპერსიის მოვლენასთან და აიხსნება დიფრაქციის ბუნებით). მაგრამ, დიფრაქციული და პრიზმული სპექტრები განსხვავებულებია. პრიზმული სპექტრი შეკუმშულია წითელ არეში, გაფართოებულია იისფერ არეში და განლაგებულია ტალღის სიგრძის კლების მიხედვით წითელიდან იისფერისაკენ (ნახ. 2). დიფრაქციული სპექტრი კი



თანაბარია ყველა არეში და განლაგებულია ტალღის სიგრძის ზრდის მიხედვით იისფერიდან წითელი-საკენ.



ნახ. 2.

სინათლის დისპერსიის შედეგს წარმოადგენს თეთრი სინათლის ნაკადის სპექტრის დაშლა სამკუთხა პრიზმაში გავლისას. დაუშვათ, რომ n გარდატეხის მაჩვენებლის და θ გარდამტეხი კუთხის მქონე სამკუთხა პრიზმას α_1 კუთხით ეცემა სინათლის ნაკადი (ნახ. 3). პრიზმის მარცხენა და მარჯვენა წახნაგებზე ორჯერ გარდატეხის შემდეგ, პრიზმიდან გამოსული სხივი აღმოჩნდება φ კუთხით გადახრილი თავდაპირველი მიმართულებიდან. პირველ გარდამტეხ ზედაპირზე, A წერტილში დაცემული სხივისათვის, გარდატეხის კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \gamma_1} = n \quad (1)$$

ხოლო, მეორე გარდამტეხ ზედაპირზე, C წერტილში დაცემული სხივისათვის, გარდატეხის კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$\frac{\sin \gamma_2}{\sin \alpha_2} = \frac{1}{n} \quad (2)$$

სიმარტივისათვის დავუშვათ, რომ პრიზმის გარდამტეხი θ და სხივის დაცემის α_1 კუთხეები მცირეებია, მაშინ, მცირე იქნება აგრეთვე α_2 , γ_1 და γ_2 კუთხეებიც. ამიტომ, ამ კუთხეების სინუსების ნაცვლად შეიძლება ვისარგებლოთ მათი მნიშვნელობებით,

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \gamma_1} \approx \frac{\alpha_1}{\gamma_1} = n \quad \text{და} \quad \frac{\sin \gamma_2}{\sin \alpha_2} \approx \frac{\gamma_2}{\alpha_2} = \frac{1}{n} \quad (3)$$

რადგან $\gamma_1 + \gamma_2 = \theta$, ამიტომ გვექნება,

$$\alpha_2 = n\gamma_2 = n(\theta - \gamma_1) = n\left(\theta - \frac{\alpha_1}{n}\right) = n\theta - \alpha_1$$

საიდანაც მიიღება, რომ

$$\alpha_1 + \alpha_2 = n\theta \quad (4)$$

რადგან ოთხკუთხედის შიგა კუთხეების ჯამი ტოლია 2π , ამიტომ $ABCD$ ოთხკუთხედისათვის (ნახ. 1) შეიძლება დავწეროთ,

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \pi - \theta + \pi - \varphi = 2\pi$$

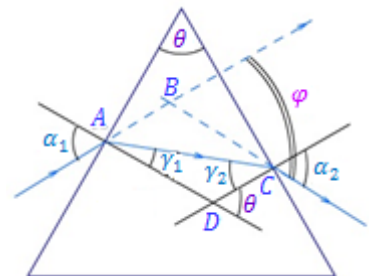
აქედან,

$$\varphi = \alpha_1 + \alpha_2 - \theta \quad (5)$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ (4) ფორმულიდან, რომ $\alpha_1 + \alpha_2 = n\theta$, მივიღებთ

$$\varphi = \theta(n - 1) \quad (6)$$

ე.ი. სამკუთხა პრიზმაში სხივის გადახრის კუთხე დამოკიდებულია n გარდატეხის მაჩვენებელზე და პრიზმის θ გარდამტეხ კუთხეზე. რადგან n წარმოადგენს ტალღის სიგრძის ფუნქციას, ამიტომ, სხვადასხვა სიგრძის ტალღები პრიზმაში გავლის შემდეგ გადაიხრებიან სხვადასხვა კუთხით. თეთრი სინათლის ნაკადი, პრიზმაში გავლის შემდეგ დაიშლება სპექტრად, რომელსაც დისპერსიული, ან პრიზმული სპექტრი ეწოდება. ე.ი. პრიზმის საშუალებით, ისევე, როგორც დიფრაქციული მესერის საშუალებით, შეიძლება სინათლის სპექტრად დაშლა და შემადგენლობის განსაზღვრა.

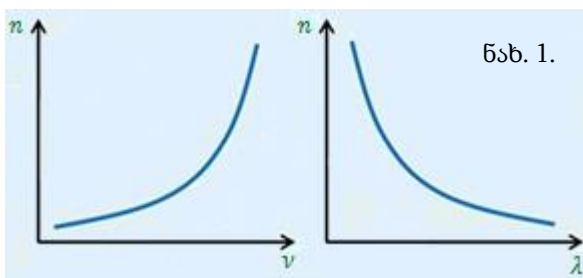


ნახ. 3.

მაგრამ არსებობს განსხვავება დიფრაქციულ და პრიზმულ სპექტრებს შორის. დიფრაქციულ მესერში ხდება სინათლის დაშლა უშუალოდ ტალღის სიგრძეების მიხედვით, ამიტომ, კუთხეების (შესაბამისი მაქსიმუმების მიმართულებით) გაზომვის მიხედვით შეიძლება გამოვთვალოთ ტალღის სიგრძეები (სიხშირეები). პრიზმაში სინათლის სპექტრად დაშლა ხდება გარდატეხის მაჩვენებლის მნიშვნელობის მიხედვით, ამიტომ, სინათლის ტალღის სიგრძის, ან სიხშირის განსაზღვრისათვის უნდა ვიცოდეთ $n = f(\nu)$, ან $n = f(\lambda)$ დამოკიდებულება.

§146. ნორმალური და ანომალური დისპერსია

დიფრაქციულ და პრიზმულ სპექტრებში, შემადგენელი ფერები განლაგებულია სხვადასხვაგვარად. როგორც, ცნობილია, დიფრაქციულ მესერში კუთხის სინუსი პროპორციულია ტალღის სიგრძის ($d \sin \varphi = \pm m \lambda$). ამიტომ, ცხადია, რომ წითელი სხივები, რომელთაც გააჩნიათ დიდი ტალღის სიგრძეები, ვიდრე იისფერს, მღიერ გადაიხრებიან დიფრაქციულ მესერში. პრიზმაში ხდება სინათლის სხივების სინათლის სპექტრად დაშლა გარდატეხის მაჩვენებლის მნიშვნელობის მიხედვით, რომელიც ყველა გამჭვირვალე ნივთიერებისათვის, ტალღის სიგრძეების გაზრდისას (სიხშირის შემცირებისას) კლებულობს (ნახ. 1). ამიტომ, წითელი სხივები დიფრაქციული მესერისაგან განსხვავებით, პრიზმაში გადაიხრებიან სუსტად.



$$D = \frac{dn}{d\nu}, \text{ ან, } D = \frac{dn}{d\lambda} \quad (1)$$

სიდიდე გვიჩვენებს, თუ როგორ იცვლება გარდატეხის მაჩვენებელი ტალღის სიხშირის (სიგრძის) მიხედვით და მას ნივთიერების დისპერსია ეწოდება. ნახაზიდან (ნახ. 1) გამომდინარეობს, რომ ν სიხშირის გაზრდისას, n გარდატეხის მაჩვენებელი იზრდება (ანუ, λ ტალღის სიგრძის გაზრდისას, n გარდატეხის მაჩვენებელი მცირდება). ასეთ შემთხვევაში ადგილი აქვს ნორმალურ დისპერსიას,

$$\frac{dn}{d\nu} > 0, \text{ ან, } \frac{dn}{d\lambda} < 0 \quad (2)$$

(2) პირობა შეესაბამება სინათლის ნორმალურ დისპერსიას. ნორმალური დისპერსიას ადგილი აქვს სინათლის მიმართ გამჭვირვალე ნივთიერებებში. მაგალითად, ჩვეულებრივი მინა გამჭვირვალეა ხილული სინათლის მიმართ, ამიტომ, სიხშირის ამ არეში, მინაში ადგილი აქვს სინათლის ნორმალურ დისპერსიას. ნორმალური დისპერსიის მოვლენა უდევს საფუძვლად პრიზმული სპექტროგრაფების მოქმედებას, რომლებიც ფართოდ გამოიყენებიან სინათლის სპექტრული შემადგენლობის განსაზღვრისას. როცა ν სიხშირის გაზრდისას, n გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელი კლებულობს (ანუ, λ ტალღის სიგრძის გაზრდისას, n გარდატეხის მაჩვენებელი იზრდება), ასეთ შემთხვევაში ადგილი აქვს ანომალურ დისპერსიას,

$$\frac{dn}{d\nu} < 0, \text{ ან, } \frac{dn}{d\lambda} > 0 \quad (3)$$

(3) პირობა შეესაბამება სინათლის ანომალურ დისპერსიას. ანომალურ დისპერსიას ადგილი აქვს, მოცემულ გარემოში სინათლის ინტენსიური შთანთქმის ზოლების შესაბამისი სიხშირეების არეში. მაგალითად, ჩვეულებრივ მინაში, სპექტრის ინფრაწითელ და ულტრაიისფერ არეებში,

ადგილი აქვს ანომალური დისპერსიას. n გარდატეხის მაჩვენებლის, v სიხშირესა და λ ტალღის სიგრძეზე დამოკიდებულება მოცემულია ნახაზზე (ნახ. 2).

დისპერსიის ბუნების მიხედვით, ნივთიერებაში ჯგუფური სიჩქარე (u) შეიძლება იყოს როგორც მეტი, ასევე ნაკლები v ფაზურ სიჩქარეზე. ჯგუფური სიჩქარე დაკავშირებულია ω ციკლურ სიხშირესა და k ტალღურ რიცხვზე თანაფარდობით,

$$u = \frac{d\omega}{dk}$$

სადაც,

$$\omega = 2\pi\nu, \text{ ხოლო, } k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\nu n}{c}$$

ამიტომ,

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{2\pi d\nu}{\frac{2\pi}{c}(nd\nu + \nu \frac{dn}{d\nu} d\nu)} = \frac{c}{n + \nu \frac{dn}{d\nu}}$$

საიდანაც მიიღება, რომ

$$u = \frac{v}{1 + \frac{\nu}{n} \frac{dn}{d\nu}} \quad (4)$$

ნორმალური დისპერსიის დროს $dn/d\nu > 0$, და $u < v$. ანომალური დისპერსიის დროს $dn/d\nu < 0$, და $u > v$. აქვე უნდა გავაკეთოთ რამოდენიმე მნიშვნელოვანი შენიშვნა: 1. გარემოში სინათლის სიჩქარის ექსპერიმენტული განსაზღვრისას ყოველთვის იზომება u ჯგუფური სიჩქარე. 2. ფარდობითობის თეორიის თანახმად ჯგუფური სიჩქარე არ შეიძლება აღემატებოდეს ვაკუუმში სინათლის სიჩქარეს ($u \leq c$). 3. ფარდობითობის თეორიაში არ არის ფაზური სიჩქარი-

სადმი შეზღუდვა (შესაძლებელია $v > c$ და $v < c$ შემთხვევები).

სინათლის დისპერსიის ანალოგიურად, დისპერსია ეწოდება აგრეთვე მსგავს, ნებისმიერ სხვა ბუნების ტალღების გავრცელებისას, გარდატეხის მაჩვენებლის, ტალღის სიგრძეზე (ან, სიხშირეზე) დამოკიდებულებას მოვლენას. ამიტომ ტერმინი, დისპერსიის კანონი, როგორც რაოდენობრივი თანაფარდობა, რომელიც აკავშირებს სიხშირეს და ტალღურ რიცხვს, გამოიყენება არა მხოლოდ ელექტრომაგნიტური ტალღებისათვის, არამედ, ნებისმიერი ტალღური პროცესებისათვის.

სინათლის დისპერსიით აიხსნება წვიმის შემდეგ ცაზე ცისარტყელას გაჩენა (უფრო სწორად, ის ფაქტი, რომ ცისარტყელა სხვადასხვაფერია და არა თეთრი). სინათლის დისპერსიის შედეგია ქრომატული აბერაცია. დისპერსიის მოვლენა გამოწვეულია ოპტიკურ გარემოში სხვადასხვა ტალღის სიგრძის სინათლის სხივების გავრცელების სიჩქარეების განსხვავებულობით. ჩვეულებრივ, რაც უფრო მეტია ტალღის სიხშირე, მით მეტია გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელი და ნაკლებია მასში სინათლის სიჩქარე. წითელ ფერს გააჩნია მაქსიმალური სიჩქარე გარემოში და მინიმალური გარდატეხის მაჩვენებელი. ხოლო, იისფერ ფერს გააჩნია გააჩნია მინიმალური სიჩქარე გარემოში და მაქსიმალური გარდატეხის მაჩვენებელი.

აბსოლუტური გარდატეხის მაჩვენებელი, ამ გარემოში სინათლის გავრცელების სიჩქარესთან დაკავშირებულია ფორმულით,

$$n = \frac{c}{v}$$

ცხადია, რომ

$$n_{\text{ისფ.}} = \frac{c}{v_{\text{ისფ.}}}, \quad n_{\text{წით.}} = \frac{c}{v_{\text{წით.}}}$$

საიდანაც

$$n_{\text{ისფ.}} v_{\text{ისფ.}} = n_{\text{წით.}} v_{\text{წით.}}$$

ანუ,

$$\frac{n_{\text{ისფ.}}}{n_{\text{წით.}}} = \frac{v_{\text{წით.}}}{v_{\text{ისფ.}}},$$

რადგან, $v_{\text{ისფ.}} < v_{\text{წით.}}$, ანუ, $n_{\text{ისფ.}} > n_{\text{წით.}}$, ამიტომ, $v_{\text{ისფ.}} > v_{\text{წით.}}$. ე.ი. ერთსა და იმავე ნივთიერებაში სხვადასხვა სიხშირის (ტალღის სიგრძის) სინათლის სიჩქარეები განსხვავებულია. განსხვავებული იქნება გარდატეხის მაჩვენებლებიც. ცხადია, რომ გარემოში სინათლის გარდატეხის მაჩვენებელი დამოკიდებულია მის სიხშირეზე (ტალღის სიგრძეზე).

წითელ სხივებს გააჩნიათ მეტი ტალღის სიგრძეები, ვინემ იისფერს ($\lambda_{\text{წით.}} > \lambda_{\text{ისფ.}}$). წითელ სხივებს შეესაბამება ნაკლები გარდატეხის მაჩვენებელი, ვიდრე იისფერს ($n_{\text{წით.}} < n_{\text{ისფ.}}$). მაგრამ,

$$n_{\text{წით.}} = \frac{\sin \alpha}{\sin \gamma_{\text{წით.}}}, \text{ და } n_{\text{ისფ.}} = \frac{\sin \alpha}{\sin \gamma_{\text{ისფ.}}}$$

ამიტომ, აქედან გამომდინარეობს, რომ $\gamma_{\text{წით.}} > \gamma_{\text{ისფ.}}$.

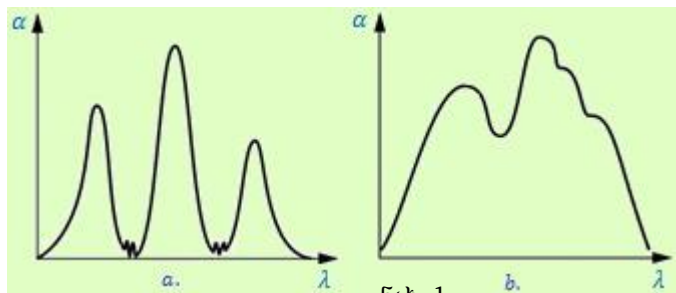
§147. სინათლის შთანთქმა

ნივთიერებაში სინათლის გავლისას ადგილი აქვს ნივთიერების მიერ სინათლის შთანთქმას. ნივთიერებაში სინათლის ტალღის ენერგიის დაკარგვის მოვლენას, სხვადასხვა ფორმის შინაგან ენერგიად, ან მეორეული გამოსხივების ენერგიად გარდაქმნის შედეგად, სინათლის შთანთქმა (ან, აბსორბცია) ეწოდება. ნივთიერებაში სინათლის შთანთქმისას სინათლის ინტენსივობა კლებულობს შემდეგი კანონით,

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \quad (1)$$

რომელსაც ბუგერის კანონი ეწოდება. სადაც, I_0 და I - x სისქის ფენაზე დაცემული და გასული ბრტყელი მონოქრომატული სინათლის ტალღის ინტენსივობებია, α - შთანთქმის კოეფიციენტი, რომელიც დამოკიდებულია სინათლის ტალღის სიგრძეზე, ნივთიერების ქიმიურ ბუნებაზე და მდგომარეობაზე. როცა $x = 1/\alpha$, მაშინ, გასული სინათლის I ინტენსივობა, დაცემული სინათლის I_0 ინტენსივობასთან შედარებით e -ჯერ კლებულობს.

შთანთქმის კოეფიციენტის ტალღის სიგრძეზე დამოკიდებულებით განისაზღვრება ნივთიერების შთანთქმის სპექტრი. ნივთიერებაში (მაგალითად, აირში) შეიძლება არსებობდეს სხვადასხვა სახის ნაწილაკები, რომლებიც ასრულებენ რხევებს გავრცელებული სინათლის ტალღის მოქმედებით. თუ



ნახ. 1.

ეს ნაწილაკები სუსტად ურთიერთქმედებენ, მაშინ, შთანთქმის კოეფიციენტი მცირეა სიხშირის

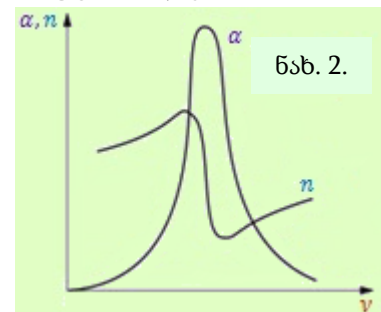
ფართო სპექტრისათვის და მხოლოდ ვიწრო არეებში იზრდება ის მკვეთრად (ნახ. 1a). ეს არეები შეესაბამებოდა სხვადასხვა სახის ატომებში ოპტიკური ელექტრონების საკუთარი რხევების სიხშირეებს. ასეთ ნივთიერებების შთანთქმის სპექტრები ხაზოვანია და წარმოადგენენ ბნელ ზოლებს ხილული არისათვის. აირის წნევის გაზრდისას, შთანთქმის ზოლები ფართო-ვდებათ, თხევად მდგომარეობაში ისინი ერწყმიან და შთანთქმის სპექტრი ღებულობს ნახაზზე (ნახ. 1b) ნაჩვენებ სახეს.

შთანთქმის კოეფიციენტი, რომელიც დამოკიდებულია ტალღის სიგრძეზე λ (ან, ν სიხშირეზე), სხვადასხვა ნივთიერებისათვის განსხვავებულია. მაგალითად, ერთატომიანი აირებისა და ლითონების ორთქლებს გააჩნიათ ძალიან მცირე, თითქმის ნულის ტოლი შთანთქმის კოეფიციენტი და მხოლოდ სპექტრის მცირე ($10^{-12} \div 10^{-11}$) მ არეებში დაიკვირვება მკვეთრი მაქსიმუმები (ე.წ. შთანთქმის ხაზოვანი სპექტრი). ეს ხაზები შეესაბამებოდა ატომებში ელექტრონების საკუთარი რხევების სიხშირეებს. მოლეკულებში ატომების რხევებით განპირობებული მოლეკულების შთანთქმის სპექტრი ხასიათდება $\sim(10^{-10} \div 10^{-7})$ მ შთანთქმის ზოლებით.

დიელექტრიკების შთანთქმის კოეფიციენტი არ არის დიდი ($10^{-3} \div 10^{-5}$) სმ^{-1} , მაგრამ ადგილი აქვს სინათლის სელექტური შთანთქმის ტალღის სიგრძეთა განსაზღვრულ ინტერვალში, როცა α მკვეთრად იზრდება, და დაიკვირვება შთანთქმის შედარებით ფართო ზოლები ($10^{-7} \div 10^{-6}$) მ. ე.ი. დიელექტრიკებს გააჩნიათ შთანთქმის უწყვეტი სპექტრი. რაც დაკავშირებულია იმასთან, რომ დიელექტრიკებში არ არის თავისუფალი ელექტრონები და სინათლის შთანთქმა განპირობებულია დიელექტრიკის ატომებში ელექტრონების და მოლეკულებში ატომების იძულებითი რხევების რეზონანსის მოვლენით.

ლითონებისათვის შთანთქმის კოეფიციენტს გააჩნია დიდი მნიშვნელობა ($10^3 \div 10^7$) სმ^{-1} , ამიტომ, ლითონები პრაქტიკულად გაუმჭირვალეა სინათლისათვის. ლითონებში თავისუფალი ელექტრონების არსებობის გამო, რომლებიც მოძრაობენ სინათლის ტალღის ელექტრული ველის მოქმედებით, წარმოიშობიან სწრაფად ცვალებადი დენები, რომელსაც თან ახლავს ჯოულის სითბოს გამოყოფა. ამიტომ, სინათლის ტალღის ენერგია სწრაფად კლებულობს, გარდაიქმნება ლითონის შინაგან ენერგიად. რაც მეტია ლითონის გამტარებლობა, უფრო ძლიერია მასში სინათლის შთანთქმა.

ნახაზზე (ნახ. 2) ნაჩვენებია α შთანთქმის კოეფიციენტის და n გარდატეხის მაჩვენებლის, λ ტალღის სიგრძეზე დამოკიდებულების მრუდები შთანთქმის ზოლების არეში. როგორც ჩანს, შთანთქმის ზოლის შიგნით ადგილი აქვს ანომალურ დისპერსიას (n გარდატეხის მაჩვენებელი მცირდება ν სიხშირის გაზრდისას, ანუ, n გარდატეხის მაჩვენებელი მცირდება λ ტალღის სიგრძის შემცირებისას).



შთანთქმის კოეფიციენტის ტალღის სიგრძეზე დამოკიდებულებით აიხსნება შთანთქმელი სხეულების შეფერილობა. მაგალითად, მინა რომელიც სუსტად შთანთქავს წითელ და წარინჯისფერ სხივებს, და ძლიერ შთანთქავს მწვანე და ლურჯ სხივებს, თეთრი სინათლით განათებისას მოგვეჩვენება წითელი. თუ ასეთ მინას ეცემა მწვანე და ლურჯი სინათლე, მაშინ, ამ ტალღის სიგრძის სინათლის ძლიერ შთანთქმის გამო, მინა მოგვეჩვენება შავი. ეს მოვლენა გამოიყენება ფილტრებში, რომლებიც ქიმიური შემადგენლობის მიხედვით ატარებენ მხოლოდ განსაზღვრული ტალღის სიგრძის სინათლეს, დანარჩენს კი შთანთქავენ. შთანთქმის მოვლენა ფართოდ გამოიყენება აირების ნარევის აბსორბციულ სპექტრულ ანალიზში. სადაც ხდება შთანთქმის სიხშირის

ირეთა სპექტრის და ხაზების (ზოლების) ინტენსივობების გაზომვა. შთანთქმის სპექტრების სტრუქტურა განისაზღვრება მოლეკულების შემადგენლობით და აგებულებით, ამიტომ, შთანთქმის სპექტრების შესწავლა წარმოადგენს ნივთიერების რაოდენობრივი და თვისობრივი შესწავლის ერთერთ ძირითად მეთოდს.

§148. სინათლის გაბნევა

გარემოში სინათლის ნაკადის გავრცელებისას, გარემოსთან ურთიერთქმედების შედეგად, ყველაშესაძლო მიმართულებით გადახრას, სინათლის გაბნევა ეწოდება. ოპტიკურად ერთგვაროვან გარემოში სინათლე ვრცელდება წრფივად. გარემოს ოპტიკური არაერთგვაროვანება იწვევს სინათლის გაბნევას. ოპტიკური არაერთგვაროვანება შეიძლება გამოწვეული იყოს სხვადასხვა მიზეზებით. მაგალითად, აირში შეტივტივებული მყარი ნაწილაკები (კვამლი), სითხის (წყლის) წვეთი ატმოსფეროში (დრუბელი), სითხეში შეტივტივებული მყარი ნაწილაკები (სუსპენზია), და ა.შ. ასეთ ოპტიკურად არაერთგვაროვან გარემოს, ოპტიკურად მღვრიე გარემო ეწოდება. სინათლის გაბნევას შეიძლება ადგილი ჰქონდეს აგრეთვე სინათლის ერთგვაროვან, გამჭვირვალე გარემოში (რომელიც არ შეიცავს რაიმე გარეშე მინარევებს) გავრცელებისას, რომელსაც მოლეკულური გაბნევა ეწოდება. არსებობს ე.წ. სინათლის კომბინაციური გაბნევა (რამანის ეფექტი), როცა ადგილი აქვს გაბნეული სინათლის ტალღის სიგრძის (სიხშირის) ცვლილებას, რის შედეგად, გაბნეული გამოსხივების სპექტრში გვხვდება სპექტრული ხაზები, რომლებიც არ არსებობენ პირველადი სინათლის სპექტრში. გაბნევა დამოკიდებულია სინათლის სიხშირეზე, გამბნევი ნაწილაკების ზომებზე. გაბნევისას იცვლება სინათლის ინტენსივობის სივრცითი განაწილება, სიხშირის სპექტრი, სინათლის პოლარიზაცია.

სინათლის გაბნევა მღვრიე გარემოში პირველად ექსპერიმენტულად შესწავლილი იქნა ინგლისელი ფიზიკოსის ჯ. ტინდალის (1820-1893) მიერ (1869წ), და ტინდალის გაბნევა, ან ტინდალის ეფექტი ეწოდება. ტინდალი სწავლობდა რა თეთრი სინათლის გაბნევას მღვრიე გარემოში, რომლის არაერთგვაროვანების (ნაწილაკების) ზომები მცირეა ხილული სინათლის ტალღის სიგრძესთან შედარებით, არა უმეტეს $(0.2 \div 0.1)\lambda$, დადგენილი იქნა შემდეგი კანონზომიერებანი:

1. თავდაპირველი მიმართულებისადმი კუთხით გაბნეულ სინათლეს გააჩნია ლურჯი-ცისფერი შეფერილობა. ან, სხვა სიტყვებით, გაბნევა ამ შემთხვევაში ხდება უპირატესად სპექტრის ხილული არის მოკლეტალღოვან ნაწილში.
2. ბუნებრივი სინათლის თავდაპირველი მიმართულებისადმი მართობული კუთხით გაბნეული სინათლე მთლიანად (თუ გამბნევი ნაწილაკები იზოტროპულია), ან თითქმის მთლიანად წრფივად პოლარიზებულია.
3. გაბნევის ინდიკატრის პირველადი ნაკადის სიმეტრიულია და მისი მართობულია,

$$I_{\varphi} = I_{\pi/2} (1 + \cos^2 \varphi) \quad (1)$$

სადაც, I_{φ} და $I_{\pi/2}$ - არის φ და $\pi/2$ კუთხეებით გაბნეული სინათლის ინტენსივობებია. (1) ფორმულა გამოსახავს გაბნეული სინათლის ინტენსივობის გაბნევის კუთხეზე დამოკიდებულებას, როცა დაცემული სინათლის პირველადი ნაკადი ბუნებრივია (არაპოლარიზებული). სინათლის გაბნევის თეორია პირველად დამუშავებული იქნა ბრიტანელი ფიზიკოსი დ.უ. რელეის (1842-1919) მიერ 1889წ. მის მიერ განხილული იქნა სინათლის გაბნევა უწყვეტ გარემოში, რომელიც შე-

იცავდა სფერული ფორმის ნაწილაკებს, რომელთა ზომები მცირეა ტალღის სიგრძესთან შედარებით და რომელთა დიელექტრიკული შეღწევადობა (ϵ), განსხვავებულია უწყვეტი გარემოს დიელექტრიკული (ϵ_0) შეღწევადობისაგან. რელეის მიერ გაბნეული სინათლის ინტენსივობისათვის მიღებული იქნა შემდეგი გამოსახულება,

$$I_\varphi = I_0 \frac{9\pi^2 \epsilon_0^2 N_1^2 V_1^2}{r^2 \lambda^4} \left(\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + \epsilon_0} \right)^2 (1 + \cos^2 \varphi) \quad (2)$$

სადაც, r - გაბნევი ნაწილაკებიდან, დაკვირვების წერტილამდე მანძილია, N_1 - 1სმ^3 -ში ნაწილაკების რიცხვი, V_1 - ერთი ნაწილაკის მოცულობა, φ - გაბნევის კუთხე. (2) ფორმულის თანახმად, როცა $\epsilon = \epsilon_0$, ე.ი. როცა ნაწილაკების და გარემოს დიელექტრიკული შეღწევადობები ემთხვევიან, ანუ სხვა სიტყვებით, როცა ოპტიკურ არაერთგვაროვანებას ($\epsilon - \epsilon_0$ სხვაობას) არ აქვს ადგილი, გაბნეული სინათლის ინტენსივობა $I_\varphi = 0$. (2) ფორმულიდან გამომდინარეობს ორი მნიშვნელოვანი შედეგი:

1. გაბნეული სინათლის ინტენსივობა, ნაწილაკის რადიუსის მეექვსე ხარისხის პროპორციულია.
2. გაბნეული სინათლის ინტენსივობა, სინათლის ტალღის სიგრძის მეოთხე ხარისხის უკუპროპორციულია. ე.ი. რაც უფრო მცირეა სინათლის ტალღის სიგრძე, უფრო ძლიერ გაბნევას აქვს ადგილი.

სინათლის სუსტ გაბნევას აქვს ადგილი აგრეთვე სუფთა გარემოებებში, რომლებიც არ შეიცავენ გარეშე ნაწილაკებს. რაც საბჭოთა ფიზიკოსი, ლ.ი. მანდელშტამის (1879-1944) მიერ ახსნილი იქნა გარემოს ოპტიკური ერთგვაროვანების დარღვევით, როცა გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელი არის არა მუდმივი, არამედ იცვლება წერტილიდან წერტილში. მოგვიანებით, პოლონელი ფიზიკოსმა მ. სმოლუხოვსკიმ (1872-1917) აჩვენა, რომ სინათლის გაბნევის მიზეზი შეიძლება იყოს აგრეთვე სიმკვრივის ფლუქტუაციები, რომლებიც წარმოიშობა გარემოს მოლეკულების ქაოსური (სითბური) მოძრაობის პროცესში. სუფთა გარემოში სიმკვრივის ფლუქტუაციებით, ან იზოტროპიით, ან, კონცენტრაციით განპირობებულ სინათლის გაბნევას მოლეკულური გაბნევა ეწოდება. მზის სხივების ჰაერის მოლეკულებზე გაბნევით აიხსნება ცის ფერი, ხოლო, მტვრის ნაწილაკებსა და წყლის ორთქლზე გაბნევით - მზის ჩასვლისას და ამოსვლისა ნათელი აისი. რელეის კანონის თანახმად, გაბნეული სინათლის ინტენსივობა ტალღის სიგრძის მეოთხე ხარისხის უკუპროპორციულია ($I \sim 1/\lambda^4$), ამიტომ, ცისფერი და ლურჯი სხივები გაიბნევიან ძლიერ, ვიდრე ყვითელი და წითელი. სიმკვრივის ფლუქტუაცია და სინათლის გაბნევის ინტენსივობა იზრდება ტემპერატურის გაზრდისას. ამიტომ, ზაფხულში დღისით ცის ფერი უფრო ნაჯერია, ასეთივე ზამთრის დღესთან შედარებით.

თავი 22. სითბური გამოსხივება. სინათლის კვანტური თვისებები.

§149. სითბური გამოსხივება

$T > 0\text{K}$ ტემპერატურის ყველა სხეული გამოსხივებს. საკმაოდ მაღალ ტემპერატურამდე გახურებული სხეულები კი, ამასთან ერთად ანათებენ, რასაც სითბური (ტემპერატურული) გამოსხივება ეწოდება. სითბური გამოსხივება ყველაზე ფართოდაა გავრცელებული ბუნებაში. სითბური გამოსხივება სრულდება ნივთიერების ატომების და მოლეკულების სითბური მოძრაობის ენერგიის (ანუ, მისი შინაგანი ენერგიის) ხარჯზე. ე.ი. შეიძლება ითქვას, რომ სითბური გამოსხივება არის, განსაზღვრული ტემპერატურის ნივთიერების შინაგანი ენერგიის ხარჯზე გამოსხივებული ელექტრომაგნიტური გამოსხივება, როცა ნივთიერების შინაგანი ენერგიის ნაწილი შე-

იმლება გარდაიქმნას გამოსხივების ენერგიად. სითბური გამოსხივების თვალსაზრისით ყველაზე საინტერესოს წარმოადგენენ $\lambda = 0.74 \text{ მკმ} \div 2 \text{ მმ}$ ტალღის სიგრძის ($\nu = 430 \text{ ტკც} \div 300 \text{ გკც}$) სიხშირის სხივები, რომელიც მოთავსებულია სპექტრის ინფრაწითელ არეში. სითბურ გამოსხივებას გააჩნია უწყვეტი სპექტრი. რაც ნიშნავს, რომ გახურებული სხეული გამოსახივებს რაღაც რაოდენობის ენერგიას სიხშირის (ტალღის სიგრძის) ნებისმიერ დიაპაზონში. სითბური გამოსხივების სპექტრული შედგენილობის დასახასიათებლად სარგებლობენ სხეულის ზედაპირის ერთეულოვანი ფართობის მიერ, სიხშირის ერთეულოვან ინტერვალში გამოსხივებულ სიმძლავრით,

$$E(\nu, T) = \frac{dW_{\nu, \nu+d\nu}}{d\nu} \quad (1)$$

რომელსაც სხეულის გამოსხივების უნარიანობა ეწოდება. სადაც, $dW_{\nu, \nu+d\nu}$ - არის სხეულის ზედაპირის ერთეულოვანი ფართობიდან, ერთეულ დროში, $\nu \div \nu + d\nu$ სიხშირის ინტერვალში გამოსხივებული ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ენერგია. რადგან გამოსხივების უნარიანობა ტემპერატურის გარდა დამოკიდებულია სიხშირეზე, მას ზედაპირული გამოსხივების სპექტრულ სიმკვრივესაც უწოდებენ. გამოსხივების უნარიანობის ერთეულია ჯ/მ^2 . (1) ფორმულის თანახმად შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$dW_{\nu, \nu+d\nu} = E(\nu, T) d\nu = E(\lambda, T) d\lambda \quad (2)$$

რადგან $c = \lambda\nu$, ამიტომ,

$$\frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2} = -\frac{\lambda^2}{c} \quad (3)$$

სადაც, ნიშანი „-“ გვიჩვენებს, რომ ერთერთი სიდიდის (ν , ან, λ) გაზრდისას, მეორე სიდიდე კლებულობს. ამიტომ, შემდგომში „-“ ნიშანს გამოვტოვებთ. (3) გამოსახულებას თუ გავითვალისწინებთ (2) გამოსახულებაში, გვექნება

$$E(\nu, T) = \frac{\lambda^2}{c} E(\lambda, T) \quad (4)$$

(4) ფორმულის საშუალებით შეიძლება $E(\nu, T)$ სიდიდიდან, გადავიდეთ $E(\lambda, T)$ სიდიდეზე და პირიქით.

სხეულის ზედაპირის მიერ სიხშირის $\nu \div \nu + d\nu$ ინტერვალში შთანთქმული ენერგიის რაოდენობის, იმავე სიხშირის ინტერვალში დაცემული გამოსხივების მთლიან რაოდენობასთან ფარდობას,

$$A(\nu, T) = \frac{dW_{\nu, \nu+d\nu}^{\text{შთ.}}}{dW_{\nu, \nu+d\nu}^{\text{დაც.}}} \quad (5)$$

სხეულის შთანთქმის უნარიანობა ეწოდება. $A(\nu, T)$ სიდიდეს განზომილება არ გააჩნია.

ყოველ სხეულს შეუძლია არა მხოლოდ გამოასხივოს, არამედ, აგრეთვე არეკლოს, შთანთქოს და აგრეთვე გაატაროს მასზე დაცემული სხივები. თუ, სხეულზე დაცემულ სხივური ენერგიის მთლიან რაოდენობას აღვნიშნავთ W , მაშინ, W_A -ს ტოლი ენერგიის ნაწილი შთანთქმება სხეულის მიერ, W_R -ს ტოლი ენერგია აირეკლება, ხოლო, W_D -ს ტოლი ენერგია გადის სხეულში. ე.ი. შეიძლება დავწეროთ, რომ

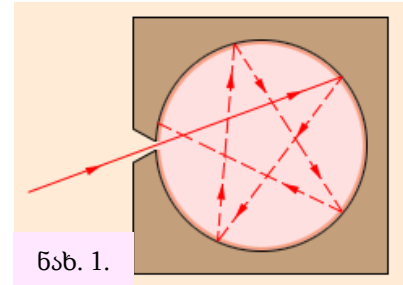
$$W = W_A + W_R + W_D$$

ან, შეიძლება დავწეროთ აგრეთვე, რომ

$$A + R + D = 1$$

სადაც, A - შთანთქმის კოეფიციენტი და სხეულის მიერ შთანთქმული სხივური ენერგიის, სხეულზე დაცემულ მთელ სხივურ ენერგიასთან ფარდობის ტოლია. R - არეკვლის კოეფიციენტი და სხეულის მიერ არეკვლილი სხივური ენერგიის, სხეულზე დაცემულ მთელ სხივურ ენერგიასთან ფარდობის ტოლია. D - არის შეღწევადობის კოეფიციენტი და სხეულში

გასული სხივური ენერგიის, სხეულზე დაცემულ მთელ სხივურ ენერგიას-თან ფარდობის ტოლია. მყარი სხეულების უმრავლესობისათვის, რომლებიც პრაქ-ტიკულად არ ატარებენ სხივურ ენერგიას ($D = 0$), $A + R = 1$. როცა, ზედაპირი მთლ-იანად შთანთქავს, მასზე დაცემულ სხივურ ენერგიას ($R = 0$, $D = 0$), მაშინ ცხადია, რომ $A = 1$ და ასეთ ზედაპირს აბსოლუტურად შავი ეწოდება. როცა, სხეულის ზედაპირი მთლიანად არეკვლას მასზე დაცემულ სხივურ ენერგიას ($A = 0$, $D = 0$) მაშინ $R = 1$ და ასეთ ზედაპირს აბსოლუტურად თეთრი ეწოდება. როცა სხეული აბსოლუტურად შეღწევადია სითბური სხივებისათვის ($A = 0$, $R = 0$), მაშინ $D = 1$ და ასეთ სხეულს აბსოლუტურად გამჭვირვალე ეწოდება. ბუნებაში აბსოლუტურად შავი, თეთრი და გამჭვირვალე სხეულები არ არსებობენ, მაგრამ, მიუხედავად ამისა, მათ შესახებ ცნებები ძალზე მნიშვნელოვანია რეალურ ზედაპირებთან შედარებით. სხეულს რომელიც მთლიანად შთანთქავს მასზე დაცემულ ნებისმიერი ტალღის სიგრძის გამოსხივებას, ნებისმიერი ტემპერატურისას, აბსოლუტურად შავი სხეული ეწოდება. განმარტების თანახმად აბსოლუტურად შავი სხეულისათვის $A(\nu, T) = 1$, ნებისმიერი ტალღის სიგრძის და ნებისმიერი ტემპერატურისას. ბუნებაში აბსოლუტურად შავი სხეული არ არსებობს. აბსოლუტურად შავი სხეული - ფიზიკური აბსტრაქცია. აბსოლუტურად შავი სხეულის მაგალითად შეიძლება გამოყენებული იქნეს მური (ქვარტლი), შავი ხავერდი, მზის ზედაპირი. ფიზიკაში გამოიყენება აგრეთვე აბსოლუტურად შავი სხეულის მოდელი. ის შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც მცირე ნახვრეტის მქონე ღრუ სფეროს ფორმის სხეული (ნახ. 1). ნახვრეტის საშუალებით შიგნით მოხვედრილი სინათლე მრავალჯერადი არეკვლის შემდეგ მთლიანად შთანთქმდება და ნახვრეტი გარედან გამოჩნდება საკლებით შავი. მაგრამ გახურებისას მას გაუჩნდება საკუთარი ხილული გამოსხივება. აბსოლუტურად შავ სხეულს შეუძლია გამოსხივოს ნებისმიერი სიხშირის ელექტრომაგნიტური გამოსხივება და ვიზუალურად გააჩნდეს ფერი (ნახ. 2).



ნახ. 1.

აბსოლუტურად შავი სხეულის სპექტრი განისაზღვრება მხოლოდ მისი ტემპერატურით. სხვადასხვა ტემპერატურის აბსოლუტურად შავი სხეულის ხილული ფერი წარმოდგენილია ცხრილში.

კვარცი სითბური სხივებისათვის გაუმჭვირვალეა, ხოლო, სინათლის და ულტრაიისფერი სხივებისათვის გამჭვირვალეა. ქვამარილი გამჭვირვალეა სითბური სხივებისათვის, ხოლო, გაუმჭვირვალეა ულტრაიისფერი სხივებისათვის. ფანჯრის მინა გამჭვირვალეა სინათლის სხივებისათვის, ხოლო, სითბური და ულტრაიისფერი სხივებისათვის ფაქტიურად გაუმჭვირვალეა. თეთრი ზედაპირი (ქსოვილი, საღებავი) კარგად არეკლავს მხოლოდ

ტემპერატურული ინტერვალი, K	ფერი
< 1000	წითელი
$1000 \div 1500$	ნარინჯისფერი
$1500 \div 2000$	ყვითელი
$2000 \div 4000$	მკრთალი ყვითელი
$4000 \div 5500$	მოყვითალო-თეთრი
$5500 \div 7000$	თეთრი
$7000 \div 9000$	მოცისფერო-თეთრი
$9000 \div 15000$	თეთრი-ცისფერი
$15000 >$	ცისფერი

ხილულ სინათლეს, ხოლო, სითბურ სხივებს შთანთქავს ისევე კარგად, როგორც მუქი. ამრიგად, სხეულთა თვისება შთანთქოს, ან არეკლოს სითბური სხივები დამოკიდებულია ძირითადად ზედაპირის მდგომარეობაზე და არა ფერზე.

პრევის წესი. შვეიცარიელი ფიზიკოსის პ. პრევის (1771-1839) წესის თანახმად, თუ ორი სხეული შთანთქავს სხვადასხვა რაოდენობის ენერგიას, მაშინ გამოსხივებაც იქნება აგრეთვე სხვადასხვა.

კირხჰოფის კანონი. გერმანელი ფიზიკოსის გ.რ. კირხჰოფის (1824-1887) მიერ 1859წ., დადგენილი იქნა სხეულების გამოსხივების და შთანთქმის უნარიანობას შორის რაოდენობრივი კავშირი, რომ ნებისმიერი სხეულისათვის, გამოსხივების უნარიანობის, შთანთქმის უნარიანობასთან ფარდობა, ერთნაირია ყველა სხეულისათვის მოცემული სისხიურისა და ტემპერატურისას, არ არის დამოკიდებული მათ ფორმაზე, ქიმიურ შედგენილობაზე და სხვ., და წარმოადგენს სიხშირის (ტალღის სიგრძის) და ტემპერატურის უნივერსალურ ფუნქციას

$$\frac{E(\nu, T)}{A(\nu, T)} = f(\nu, T) \quad (6)$$

აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების უნარიანობა ავლნიშნოთ $\varepsilon(\nu, T)$. რადგან აბსოლუტურად შავი სხეულისათვის $A(\nu, T) = 1$, ამიტომ შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{E(\nu, T)}{A(\nu, T)} = \frac{\varepsilon(\nu, T)}{1} = f(\nu, T)$$

ე.ი. $f(\nu, T)$ უნივერსალური ფუნქცია ემთხვევა აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების უნარიანობას - $\varepsilon(\nu, T) = f(\nu, T)$. ამიტომ, კირხჰოფის კანონი შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით,

$$\frac{E(\nu, T)}{A(\nu, T)} = \varepsilon(\nu, T) \quad (7)$$

ე.ი. $\varepsilon(\nu, T)$ წარმოადგენს უნივერსალურ სიდიდეს.

სტეფან-ბოლცმანის კანონი. ავსტრიელი ფიზიკოსის სტეფანის (1835-1893) მიერ 1879წ., ექსპერიმენტული მონაცემების ანალიზის საფუძველზე დადგენილი იქნა, რომ სხეულების ინტეგრალური (ყველა სიხშირეების მიხედვით ჯამური) გამოსხივების უნარიანობა,

$$E(T) = \int_0^{\infty} E(\nu, T) d\nu = \sigma T^4 \quad (8)$$

ავსტრიელი ფიზიკოსის ლ. ბოლცმანის (1844-1906) მიერ თერმოდინამიკური მეთოდების გამოყენებით, თეორიულად დამტკიცებული იქნა, რომ აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების უნარიანობა,

$$\varepsilon(T) = \sigma T^4 \quad (9)$$

ამიტომ, (8) და (9) ფორმულებს, სტეფან-ბოლცმანის ფორმულა ეწოდება, ხოლო,

$$\sigma = (\pi^2 k^4)/(60 \hbar^3 c^2) \simeq 5.672 \cdot 10^{-8} \text{ ჯ/}(\text{მ}^2 \cdot \text{წმ} \cdot \text{K}^4)$$

მუდმივ სიდიდეს, სტეფან-ბოლცმანის მუდმივა ეწოდება.

ვინის გამოსხივების პირველი კანონი. გერმანელი მეცნიერის ვილჰელმ ვინის (1864-1928) მიერ 1893წ., თერმოდინამიკისა და ელექტროდინამიკის კანონების საფუძველზე განსაზღვრული იქნა აბსოლუტურად შავი სხეულების გამოსხივების უნარიანობის, სიხშირესა და ტემპერატურაზე დამოკიდებულება,

$$\varepsilon(\nu, T) = \alpha \nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right) \quad (10)$$

სადაც α - მუდმივი სიდიდეა, $F(\nu/T)$ - რაღაც ფუნქცია. ვინის კანონიდან გამომდინარეობს შემდეგი მნიშვნელოვანი შედეგები:

1. ვინის წანაცვლების წესი. მაქსიმალური გამოსხივების უნარიანობის შესაბამისი ტალღის სიგრძე აბსოლუტური ტემპერატურის უკუპროპორციულია

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T} \quad (11)$$

(2) ფორმულის თანახმად აბსოლუტურად შავი სხეულისათვის შეიძლება დავწეროთ

$$\varepsilon(\lambda, T) = \varepsilon(\nu, T) \frac{d\nu}{d\lambda}$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ (3) ფორმულიდან $d\lambda/d\nu$ მნიშვნელობას მივიღებთ, რომ

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{c}{\lambda^2} \varepsilon(\nu, T) \quad (12)$$

ექსპერიმენტში ჩვეულებრივ სარგებლობენ $\varepsilon(\lambda, T)$ ფუნქციით, მაშინ როცა თეორიული გამოთვლებისას უპირატესობა ენიჭება $\varepsilon(\nu, T)$ ფუნქციას. (12) გამოსახულებაში თუ გავითვალისწინებთ $\varepsilon(\nu, T)$ სიდიდეს (10) გამოსახულებიდან, მივიღებთ

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{c}{\lambda^2} \varepsilon(\nu, T) = \frac{c}{\lambda^2} \alpha \nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right) = \frac{c}{\lambda^2} \alpha \frac{c^3}{\lambda^3} F\left(\frac{c}{\lambda T}\right) = \alpha \frac{c^4}{\lambda^5} F\left(\frac{c}{\lambda T}\right) \quad (13)$$

რომელიც წარმოადგენს ვინის კანონს, გამოსახულს ტალღის სიგრძეებით. განვსაზღვროთ λ ტალღის სიგრძე, რომლის დროსაც $\varepsilon(\lambda, T)$ მაქსიმალურია. ამისათვის, გავადიფერენციალოთ (13) გამოსახულება λ ტალღის სიგრძის მიხედვით და მიღებული შედეგი გავუტოლოთ ნულს, გვექნება,

$$\frac{d\varepsilon(\lambda, T)}{d\lambda} = -\alpha \frac{5c^4}{\lambda_{max}^6} F\left(\frac{c}{\lambda_{max}T}\right) - \alpha \frac{c^5}{\lambda_{max}^7 T} F'\left(\frac{c}{\lambda_{max}T}\right) = 0$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ

$$5F\left(\frac{c}{\lambda_{max}T}\right) + \frac{c}{\lambda_{max}T} F'\left(\frac{c}{\lambda_{max}T}\right) = 0 \quad (14)$$

სადაც, λ_{max} არის ტალღის სიგრძის მნიშვნელობა,

რომლის დროსაც $\varepsilon(\lambda, T)$ გამოსხივების უნარიანობა მაქსიმალურია. (14) განტოლება არის პირველი რიგის დიფერენციალური განტოლება, რომლის ამოხსნითაც მიიღება, რომ

$$\frac{c}{\lambda_{max}T} = const$$

ანუ,

$$\lambda_{max}T = b \quad (15)$$

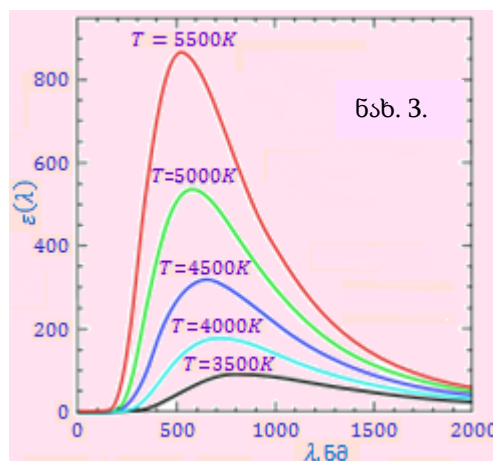
საიდანაც, მიიღება (11) ფორმულა. სადაც, $b = 2.898 \cdot 10^{-3} \text{ მ} \cdot \text{K}$ ვინის მუდმივაა. ტემპერატურის ცვლილებისას, $\varepsilon(\lambda)$ დამოკიდებულების მრუდის მაქსიმუმის წანაცვლებას (ნახ. 3), ვინის წანაცვლების წესი ეწოდება.

2. მაქსიმალური გამოსხივების უნარიანობა. ვინის კანონიდან გამომდინარეობს, რომ მაქსიმალური გამოსხივების უნარიანობა აბსოლუტური ტემპერატურის მეხუთე ხარისხის პროპორციულია. მართლაც, (15) გამოსახულებას თუ გავითვალისწინებთ (14) გამოსახულებაში, მივიღებთ

$$\varepsilon_{max} = \alpha \frac{c^4}{\lambda_{max}^5} F\left(\frac{c}{\lambda_{max}T}\right) = \alpha \frac{c^4}{b^5} T^5 F\left(\frac{c}{b}\right) = aT^5 \quad (16)$$

სადაც,

$$a = \alpha \frac{c^4}{b^5} F\left(\frac{c}{b}\right)$$



მუდმივი სიდიდეა. მაგალითად, თუ ჩავთვლით, რომ ადამიანის კანი ახლოსაა თავისი თვისებებით აბსოლუტურად შავ სხეულთან, მაშინ 36°C (309K) ტემპერატურისას, გამოსხივების სპექტრის მაქსიმუმს შეესაბამება 9400 ნმ სიგრძის ტალღა.

რელეი-ჯინსის კანონი. ბრიტანელი ფიზიკოსი დ.უ. რელეის (1842-1919) მიერ, სტატისტიკური ფიზიკის მეთოდების გამოყენებით, აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების უნარიანობისათვის მიღებული იქნა შემდეგი გამოსახულება

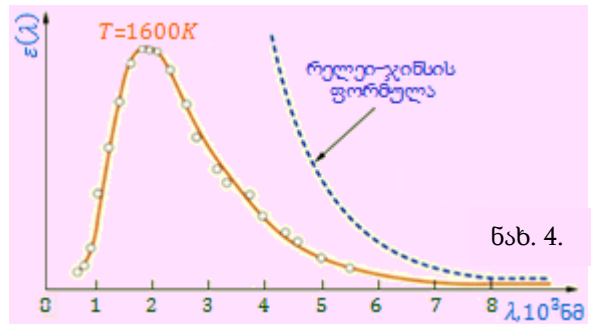
$$\varepsilon(\nu, T) \sim \nu^2 kT$$

სადაც, k - ბოლცმანის მუდმივაა.

რელეის იდეის საფუძველზე, ინგლისელი ფიზიკოსი ჯ.ჰ. ჯინსის (1877-1946) ზუსტი გამოთვლების შედეგად, განსაზღვრული იქნა პროპორციულობის კოეფიციენტი და მიღებული იქნა, რომ

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \quad (17)$$

რომელსაც რელეი-ჯინსის ფორმულა ეწოდება. ის კარგ თანხმობაშია ექსპერიმენტულ მონაცემებთან საკმაოდ მაღალი ტალღის სიგრძის არეში (ნახ. 4).



გარდა ამისა აღმოჩნდა, რომ რელეი-ჯინსის ფორმულიდან სტეფან-ბოლცმანის კანონის მიღების მცდელობისას მივიღებთ აბსურდამდე (რომელიც ცნობილია „ულტრაიისფერი კატასტროფის სახელით“), კერძოდ,

$$\varepsilon(T) = \int_0^{\infty} \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT d\nu = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty!$$

ინტეგრალური გამოსხივების უნარიანობის უსასრულობასთან ტოლობა ნიშნავს, რომ სხეულსა და მის გამოსხივებას შორის წონასწორობა დამყარდება მხოლოდ აბსოლუტური ნულის ტოლი ტემპერატურისას, რაც წინააღმდეგობაშია ცდისეულ ფაქტებთან, რადგან, სხეული წონასწორობაში იმყოფება გამოსხივებასთან, ნულისაგან განსხვავებული ნებისმიერი ტემპერატურისას.

პლანკის ფორმულა. წრფივი ჰარმონიული ოსცილატორების სისტემის მიმართ, წონასწოვრული გამოსხივების გამოყენებით, გერმანელი ფიზიკოსი მ. პლანკი (1858-1947) ცდილობდა თერმოდინამიკური მეთოდით, კირხჰოფის ფუნქციის მიღებას. ამისათვის, მის მიერ უგულებელყოფილი იქნა იმ დროისათვის არსებული კლასიკური ფიზიკის შეხედულებები, რომლის თანახმადაც, ნებისმიერი სისტემის ენერგია შეიძლება იცვლებოდეს უწყვეტად - შეიძლება ღებულობდეს ნებისმიერ მნიშვნელობას. პლანკის მიერ გამოთქმული კვანტური ჰიპოთეზის თანახმად, ოსცილატორები გამოასხივებენ ენერგიას არა უწყვეტად, არამედ, განსაზღვრული პორციებით - კვანტებით, ამასთან, კვანტის ენერგია რხევის სიხშირის პროპორციულია,

$$E_0 = h\nu$$

სადაც, $h = 6.625 \cdot 10^{-34}$ ჯ/წმ- პლანკის მუდმივაა. რადგან გამოასხივება ხდება პორციებით, ამიტომ, ოსცილატორის E ენერგია შეიძლება ღებულობდეს მხოლოდ E_0 ენერგიის, ელემენტარული პორციების, მთელი რიცხვის ჯერად, განსაზღვრულ დისკრეტულ მნიშვნელობებს,

$$E_n = nE_0 = nh\nu, \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$$

გამოსხივება და შთანთქმა ხდება ოსცილატორის ერთი ენერგეტიკული მდგომარეობიდან, სხვა

ენერგეტიკულ მდგომარეობაზე გადასვლისას. ამ შემთხვევაში ოსცილატორის საშუალო ენერგია E , არ შეიძლება ჩავთვალოთ kT ტოლი. ბოლცმანის განაწილების თანახმად, ოსცილატორის საშუალო ენერგია ტოლია,

$$\bar{E} = \frac{E_0}{e^{E_0/kT} - 1}$$

მაშინ აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების უნარიანობისათვის მიიღება,

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \bar{E} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{E_0}{e^{E_0/kT} - 1}$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ $E_0 = h\nu$, მაშინ აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების უნარიანობისათვის მიიღება პლანკის ფორმულა,

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (18)$$

რომელიც სამართლიანია ნებისმიერი სიხშირისა და ტემპერატურისას. პლანკის ფორმულა კარგ თანხმობაშია აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების სპექტრში ენერგიის განაწილების ექსპერიმენტულ მონაცემებთან, სიხშირისა (ტალღის სიგრძის) და ტემპერატურის მთელს ინტერვალში. ამ თეორიული ფორმულის მიღება პლანკის მიერ მოხსენებული იქნა 1900წ., 14 დეკემბერს, გერმანელ ფიზიკოსთა საზოგადოების კრებაზე, ამიტომ, ეს დღე ითვლება კვანტური ფიზიკის დაბადების დღედ.

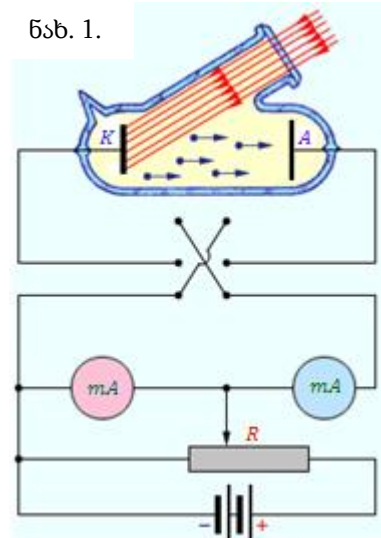
§150. ფოტოეფექტი

სინათლის მოქმედებით ნივთიერებიდან ელექტრონების ამოფრქვევას ფოტოელექტრული ეფექტი (უფრო სწორედ, გარე ფოტოეფექტი) ეწოდება. აღმოჩენილი იქნა გერმანელი ფიზიკოსის ჰ. ჰერცის (1857-1894) მიერ 1887წ. ელექტრონებს, რომლებიც გამოიტყორცნებიან სინათლის მოქმედებით, ფოტოელექტრონები ეწოდება. ფოტოეფექტის ექსპერიმენტალური დანადგარის სქემა ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ.1). ექსპერიმენტში გამოიყენება ლითონის ორი ელექტროდის შემცველი მინის ვაკუუმური ბალონი. დენის წყარო ჩართულია ისეთნაირად, რომ პოტენციომეტრის საშუალებით შესაძლებელია ვცვალოთ ელექტროდებზე მოდებული ძაბვის (U) აბსოლუტური სიდიდე და ნიშანი. თუ ვცვლით ანოდსა და კათოდს შორის მოდებულ ძაბვას (როცა დაცემული სინათლის ინტენსივობა და სიხშირე მუდმივია) და ავაგებთ დენის ძალის ძაბვაზე დამოკიდებულების გრაფიკს (ვოლტამპერულ მახასიათებელს), კათოდის ორი სხვადასხვა ენერგეტიკული განათებულობისას (ნახ. 2), ვნახავთ, რომ ძაბვის გაზრდისას, ფოტოდენი იზრდება - ფოტოელექტრონების სულ უფრო მეტი რიცხვი აღწევს ანოდს. მრუდის დამრეცი უბანი გვიჩვენებს, რომ ელექტრონები გამოიტყორცნებიან კათოდიდან სხვადასხვა სიჩქარით. დენის მაქსიმალური მნიშვნელობა - ნაჯერობის ფოტოდენი I_0 , განისაზღვრება U ძაბვის მნიშვნელობისას, რომლის დროსაც კათოდიდან ამოფრქვეული ყველა ელექტრონი აღწევს ანოდს,

$$I_0 = ne \quad (1)$$

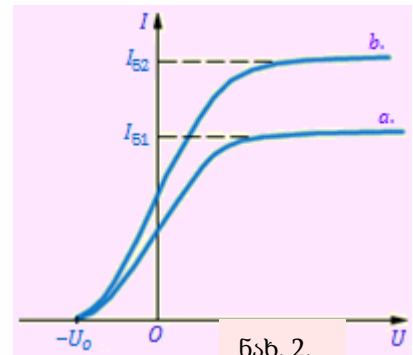
სადაც, n - არის 1 წამში კათოდიდან ამოფრქვეული ელექტრონების რიცხვი.

ნახ. 1.



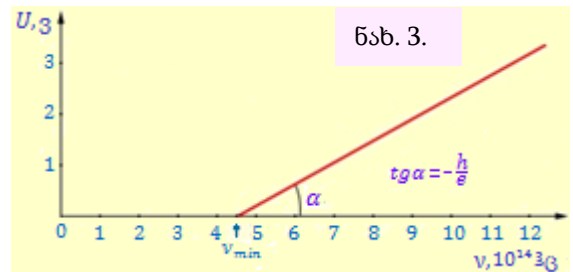
როგორც ვოლტამპერული მახასიათებლიდან ჩანს, ფოტოდენი მიიღება იმ შემთხვევაშიც, როცა $U = 0$, ე.ი. კათოდ-დან ამოფრქვეულ ელექტრონებს გააჩნიათ რაღაც საწყისი v სიჩქარე, და ცხადია, რომ ნულისაგან განსხვავებული კინეტიკური ენერგია, და შეიძლება მიაღწიონ ანოდს, გარეშე ელექტრული ველის არ არსებობის შემთხვევაშიც. იმისათვის, რომ ფოტოდენი გახდეს ნულის ტოლი საჭიროა, რომ მოვდოთ U_0 შემაკავებელი ძაბვა. ცხადი, რომ ამ შემთხვევაში,

$$\frac{mv^2}{2} = eU_0 \quad (2)$$



ნახ. 2.

ე.ი. თუ გავზომავთ შემაკავებელ U_0 ძაბვას, შეიძლება განვსაზღვროთ ფოტოელექტრონების მაქსიმალური სიჩქარე და შესაბამისი კინეტიკური ენერგია, რომელიც საჭიროა იმისათვის, რომ ადგილი ჰქონდეს ფოტოეფექტს. ამასთან, ცდების შედეგად აღმოჩნდა, რომ U_0 სიდიდე არ არის დამოკიდებული დაცემული სინათლის ნაკადის ინტენსივობაზე. ზუსტმა გაზომვებმა გვიჩვენა, რომ შემაკავებელი პოტენციალი წრფივად იზრდება სინათლის ν სიხშირის გაზრდისას. U_0 შემაკავებელი პოტენციალის, სინათლის ν სიხშირეზე დამოკიდებულება ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 3). მრავალრიცხოვანი ექსპერიმენტების საფუძველზე დადგენილი იქნა ფოტოეფექტის შემდეგი სამი კანონი:



I. დაცემული სინათლის ფიქსირებული სიხშირისას, კათოდ-დან ერთეულოვან დროში ამოფრქვეული ფოტოელექტრონების რიცხვი პროპორციულია სინათლის ინტენსივობის.

II. ფოტოელექტრონების მაქსიმალური საწყისი სიჩქარე (მაქსიმალური საწყისი კინეტიკური ენერგია) არ არის დამოკიდებული დაცემული სინათლის ინტენსივობაზე, და განისაზღვრება მისი სიხშირით, კერძოდ, სიხშირის გაზრდისას წრფივად იზრდება.

III. ყოველი ნივთიერებისათვის არსებობს ფოტოეფექტის ე.წ. „წითელი საზღვარი“, ე.ი. სინათლის მინიმალური ν_0 სიხშირე, რომლის დროსაც ნებისმიერი ინტენსივობის სინათლისას, ფოტოეფექტს ადგილი არ აქვს.

ფოტოეფექტის მოვლენა ახსნილი იქნა ა. აინშტაინის (1879-1955) მიერ 1905წ., მის მიერ შემოთავაზებული ფოტოეფექტის კვანტური თეორიის საფუძველზე, რომლის თანახმადაც, ნივთიერების მიერ ν სიხშირის სინათლე არა მარტო გამოსხივდება და შთაინთქმება (როგორც ამას გვეუბნება პლანკის ჰიპოთეზა) არამედ ვრცელდება აგრეთვე სივრცეში ცალკეული პორციებით (კვანტებით), რომელთაც სინათლის შემთხვევაში ფოტონები ეწოდებათ. ფოტონის ენერგია $E = h\nu$. ნივთიერებასთან ურთიერთქმედებისას, ყოველი ფოტონი მთლიანად გადაცემს მთელ თავის $h\nu$ ენერგიას ერთ ელექტრონს. ამიტომ ამოფრქვეული ელექტრონების რიცხვი პროპორციული უნდა იყოს შთანთქმული ფოტონების რიცხვის, ე.ი. პროპორციული უნდა იყოს სინათლის ინტენსივობის (ფოტოეფექტის I კანონი). ფოტონის მიერ გადაცემული ენერგიის ნაწილი, ელექტრონმა შეიძლება დაკარგოს ნივთიერების ატომებთან დაჯახებისას, ხოლო, ელექტრონის ენერგიის ნაწილი კი იხარჯება ლითონი-ვაკუუმში საზღვარზე პოტენციური ბარიერის დაძლევაზე. ამისათვის ელექტრონმა უნდა შეასრულოს გამოსვლის მუშაობა, რომელიც დამოკიდებულია კათოდის მასალაზე (გამოსვლის მუშაობა არის მინიმალური ენერგია, რომელიც საჭიროა ელექტ-

რონის ლითონის ზედაპირიდან გამოსვლისათვის). დაცემული ფოტონის $h\nu$ ენერგია იხარჯება ლითონიდან ელექტრონის A გამოსვლის მუშაობაზე და გამოტყორცნილი ფოტოელექტრონების $mv^2/2$ კინეტიკურ ენერგიაზე. ამიტომ, ენერგიის შენახვის კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2} \quad (3)$$

რომელსაც, ფოტოეფექტის აინშტაინის განტოლება ეწოდება. ამ განტოლებით შეიძლება ავხსნათ გარე ფოტოეფექტის ყველა კანონზომიერება.

რადგან სინათლის ν სიხშირის შემცირებისას ფოტოელექტრონების კინეტიკური ენერგია კლებულობს (ფოტოეფექტის II კანონი), ამიტომ, ცხადია, რომ რაღაც, სავსაოდ მცირე $\nu = \nu_o$ სიხშირისას ფოტოელექტრონების კინეტიკური ენერგია გახდება ნულის ტოლი და ფოტოეფექტს ადგილი არ ექნება (ფოტოეფექტის III კანონი). ცხადია, რომ ამ შემთხვევაში აინშტაინის განტოლებიდან გამომდინარე შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$\nu_o = \frac{A}{h} \quad (4)$$

რომელსაც, ფოტოეფექტის „წითელ საზღვარ“ ეწოდება მოცემული ლითონისათვის (რადგან, მოცემული ლითონისათვის $A = const$).

როგორც აინშტაინის განტოლებიდან გამომდინარეობს, U_o შემაკავებელი პოტენციალის, სინათლის ν სიხშირეზე დამოკიდებულების წრფის, დახრის კუთხის ტანგენსი ტოლია h პლანკის მუდმივას e ელექტრონის მუხტთან მუხტზე ფარდობის,

$$tg\alpha = \frac{h}{e}$$

საიდანაც შეიძლება ვიპოვოთ პლანკის მუდმივას მნიშვნელობა. რაც თავის მხრივ საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ გამოსვლის მუშაობა,

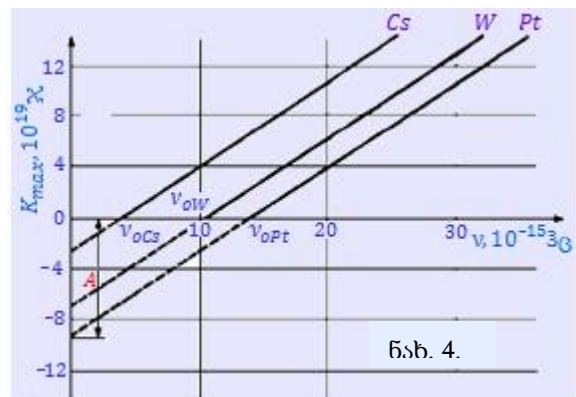
$$A = h\nu_o = \frac{hc}{\lambda_o}$$

სადაც, c - სინათლის სიჩქარეა, λ_o - ფოტოეფექტის წითელი საზღვრის შესაბამისი ტალღის სიგრძე. მაგალითად, ნატრიუმისათვის $A = 1.9$ ევ (1ევ = $1.602 \cdot 10^{-19}$ ჯ), რაც შეესაბამება ფოტოეფექტის წითელ საზღვარს - $\lambda_o \approx 680$ ნმ. ამიტომ, ფოტოელემენტების (რომლებიც გამოიყენებიან ხილული სინათლის რეგისტრირებისათვის) კათოდების დასამზადებლად გამოიყენება ტუტე ლითონების ნაერთები.

(2), (3) და (4) გამოსახულებების საფუძველზე შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{mv^2}{2} = eU_o = h(\nu - \nu_o) \quad (5)$$

როცა $\nu < \nu_o$ ($\lambda > \lambda_o$), მარჯვენა ნაწილი უარყოფითია, რაც დაუშვებელია, რადგან მარცხენა ნაწილი დადებითი სიდიდეა. ე.ი. როცა $\nu < \nu_o$ ფოტოეფექტს ადგილი არ აქვს. ნახაზზე ნაჩვენებია (ნახ. 4) ფოტოელექტრონების მაქსიმალური კინეტიკური ენერგიის სინათლის სიხშირეზე დამოკიდებულების გრაფიკი სამი სხვადასხვა ლითონის შემთხვევისათვის. როგორც ნახაზიდან ჩანს, ეს დამოკიდებულება წრფივია და თითოეული მათგანი ერთმანეთის პარალელურია. წრფის დახრის კუთხის ტანგენსი h პლანკის მუდმივას ტოლია. ხოლო, მონაკვეთი,



$h\nu_0 = A$, რომელსაც გადაკვეთს წრფე ორდინატთა ღერძს - გამოსვლის მუშაობის. ფოტოეფექტის ცდებით მიღებული პლანკის მუდმივას h მნიშვნელობა კარგ თანხმობაშია სხვა მეთოდებით განსაზღვრულ შედეგებთან. რაც წარმოადგენს ფოტოეფექტის აინშტაინის განტოლების სამართლიანობის და სინათლის კორპუსკულური ბუნების მტკიცებულობას.

§151. ფოტონის ენერგია, მასა და იმპულსი. სინათლის წნევა

ფოტოეფექტიდან გამომდინარეობს რომ სინათლე შეიძლება განვიხილოთ წარმოვიდგინოთ როგორც ნაწილაკების ნაკადი, რომელთაც სინათლის კვანტები, ან ფოტონები ეწოდება. ფოტონის ენერგია ტოლია,

$$E = h\nu \quad (1)$$

მასასა და ენერგიას შორის თანაფარდობის თანახმად,

$$E = mc^2 \quad (2)$$

(2) და (1) ფორმულებიდან შეიძლება განვსაზღვროთ ფოტონის მასა,

$$m = \frac{h\nu}{c^2} \quad (3)$$

ე.ი. ფოტონი არის ელემენტარული ნაწილაკი, რომელიც, ყოველთვის (ნებისმიერ გარემოში) მოძრაობს სინათლის c სიჩქარის ტოლი სიჩქარით და გააჩნია ნულის ტოლი უძრაობის მასა. ცხადია, რომ ფოტონის მასა განსხვავდება ისეთი ელემენტარული ნაწილაკების მასისაგან, როგორიცაა ელექტრონი, პროტონი და ნეიტრონი, რომელთაც გააჩნიათ ნულისაგან განსხვავებული უძრაობის მასა და შეიძლება იმყოფებოდნენ უძრაობის მდგომარეობაში.

თუ ვისარგებლებთ ნაწილაკის ენერგიას, იმპულსს და მასას შორის თანაფარდობით,

$$E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2$$

და გავითვალისწინებთ, რომ ფოტონის უძრაობის მასა ნულის ტოლია ($m_0 = 0$), მივიღებთ

$$E = pc \quad (4)$$

ნიშანი „-“ მხედველობაში არ მიიღება, რადგან ითვლება, რომ ფოტონის იმპულსი მიმართულია სინათლის გავრცელების მიმართულებით. (4) გამოსახულებიდან მიიღება, რომ ფოტონის იმპულსი,

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} \quad (5)$$

განხილულიდან გამომდინარეობს, რომ ფოტონს, ისევე როგორც ნებისმიერი სხვა ნაწილაკს, გააჩნია ენერგია, მასა და იმპულსი. (1), (3) და (5) ფორმულებით, ფოტონის კორპუსკულურ მახასიათებლები - ენერგია, მასა და იმპულსი დაკავშირებულია სინათლის ტალღურ მახასიათებლებთან - მის სიხშირესთან (ν) (ან, ტალღის სიგრძესთან (λ)).

თუ ფოტონს გააჩნია იმპულსი, მაშინ სხეულის ზედაპირზე დაცემული სინათლე უნდა ახდენდეს მასზე წნევას. რადგან, კვანტური თეორიის თვალსაზრისით, ყოველი ფოტონი ზედაპირზე დაჯახებისას გადასცემს იმპულსს. დაუშვათ, რომ სხეულის ზედაპირის ერთეულოვან ფართობს, ერთეულოვან დროში ეცემა N ფოტონი. თუ სხეულის ზედაპირის არეკვლის კოეფიციენტია ρ , მაშინ, სხეულის ზედაპირიდან აირეკლება ρN ფოტონი, ხოლო, $(1 - \rho)N$ შთაინთქმება. ყოველი შთაინთქმული ფოტონი გადასცემს სხეულის ზედაპირს $p = h\nu/c$ იმპულსს, ხოლო, ყოველი არეკვლილი ფოტონი კი $2p = 2h\nu/c$ (არეკვლისას ფოტონის იმპულსი იცვლება - p სიდიდით). ამრიგად, ყველა N ფოტონის მიერ ერთეულოვან დროში გადაცემული იმპულსი გამოისახება ფორმულით,

$$p = \frac{2h\nu}{c} \rho N + \frac{h\nu}{c} (1-\rho)N = (1+\rho) \frac{h\nu}{c} N \quad (6)$$

რადგან ფოტონს გააჩნია იმპულსი, ამიტომ, სხეულზე ერთეულ დროში გადაცემული იმპულსი არის წნევის ძალა - ერთეულ ზედაპირზე გადაცემული ძალა. ცხადია, რომ წნევა

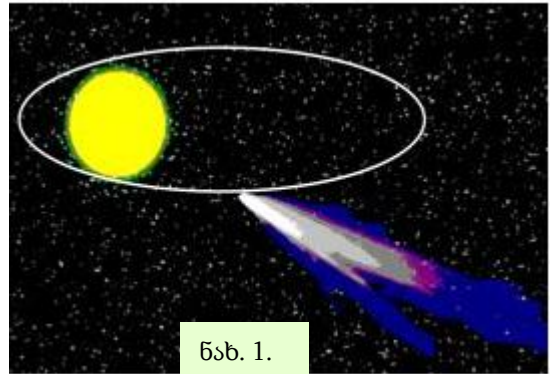
$$P = \frac{F}{S}$$

ანუ, რაიმე ზედაპირისადმი ნორმალურდ დაცემული სინათლის მიერ, სხეულის ერთეულოვან ზედაპირზე წარმოებული წნევა

$$P = \frac{\frac{2h\nu}{c} \rho N + \frac{h\nu}{c} (1-\rho)N}{S} = (1+\rho) \frac{h\nu N}{cS} = \frac{J}{c} (1+\rho) = w(1+\rho) \quad (7)$$

სადაც, $Nh\nu$ - ერთეულოვან ზედაპირზე, ერთეულოვან დროში დაცემული ყველა ფოტონის ენერგიაა, $J = h\nu N/S$ - გამოსხივების ინტენსივობა, ხოლო, $J/c = w$ - დაცემული გამოსხივების ენერგიის მოცულობითი სიმკვრივე. (7) ფორმულა, რომელიც მიიღება კვანტური წარმოდგენების საფუძველზე, ემთხვევა მაქსველის ელექტრომ-აგნიტური (ტალღური) თეორიის საფუძველზე მიღებულ გამოსახულებას. ე.ი. სინათლის წნევა ერთნაირი წარმატებით აიხსნება როგორც ტალღური, ისე კორპუსკულური თეორიით.

როცა სხეული სარკულად არეკლავს სინათლეს, მაშინ $\rho = 1$, და $P = 2J/c$. ხოლო, როცა მთლიანად შთანთქავს, მაშინ $\rho = 0$, და $P = J/c$. ე.ი. სინათლის წნევა, აბსოლუტურად შავ სხეულზე ორჯერ ნაკლებია, ვიდრე სარკულზე. მზის სინათლის წნევის ერთერთ შედეგს წარმოადგენს ის, რომ კომეტებს, რომლებიც მოძრაობისას ჩაივლიან მზის მახლობლად, გააჩნიათ „კუდეები“ (ნახ. 1).

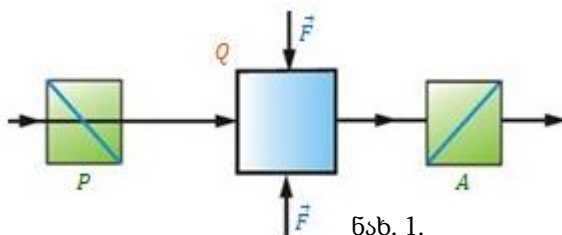


XX საუკუნის დასაწყისში ნათელი გახდა, რომ სინათლეს გააჩნია ორმაგი ბუნება. ზოგიერთი მოვლენა (ინტერფერენცია, დიფრაქცია, პოლარიზაცია) აიხსნებოდა სინათლის ტალღური ბუნებით ხოლო, ზოგიერთი მოვლენა (ფოტოეფექტი, კომპტონის ეფექტი) სინათლის კორპუსკულური ბუნებით. სინათლის შესახებ ორმაგი ბუნება ცნობილია კორპუსკულურ-ტალღური დუალიზმის სახელწოდებით. მოგვიანებით ორმაგი - კორპუსკულურ-ტალღური ბუნება აღმოჩენილი იქნა ელექტრონისა და სხვა ელემენტარული ნაწილაკებისათვის. მიკროობიექტების ტალღური და კორპუსკულური თვისებების თანაარსებობა კლასიკური ფიზიკით არ აიხსნება. მიკროობიექტების მოძრაობა აღიწერება კვანტური მექანიკის კანონებით. ამ თანამედროვე თეორიის საფუძველი კი გახდა პლანკის მიერ განვითარებული აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების თეორია და ფოტოეფექტის აინშტაინის თეორია.

თავი 23. ფოტოდრეკადი, ელექტროოპტიკური და მაგნიტოოპტიკური მოვლენები. სინათლის წყაროები.

§152. ფოტოდრეკადობა

ფოტოდრეკადობა არის, თავდაპირველად იზოტროპულ მყარ სხეულებში (მათ შორის პოლიმერებში) ოპტიკური ანიზოტროპიის წარმოშობა, მექანიკური ძაბვის მოქმედებით. აღმოჩენილი იქნა გერმანელი ფიზიკოსის თ.ი. ზეებეკის (1770-1831) მიერ, 1813წ., და შოტლანდიელი ფიზიკოსის დ. ბრიუსტერის (1781-1868) მიერ, 1815წ. ფოტოდრეკადობა წარმოადგენს ნივთიერების დიელექტრიკული შეღწევადობის დეფორმაციაზე დამოკიდებულების შედეგს, მჟღავნდება ორმაგი სხივთეხის და დიქროიზმის სახით და წარმოიშობა მექანიკური დატვირთვის შედეგად. ფოტოდრეკადობა განპირობებულია ატომების და მოლეკულების ელექტრონული გარსების დეფორმაციით და ოპტიკურად ანიზოტროპული მოლეკულების, ან მათი ნაწილის დეფორმაციით. თუ მინის Q ფირფიტას, მოვათავსებთ P პოლ-არიზატორს და A ანალიზატორს შორის (ნახ. 1). ვნახავთ, რომ როცა მექანიკური დეფორმაციას არ აქვს ადგილი მათში სინათლე არ გაივლის. ხოლო, როცა მინა განიცდის დეფორმაციას, სინათლე შეიძლება გავიდეს მასში და ამასთან ეკრანზე მიიღება ფერადი სურათი (ნახ. 2).



ნახ. 1.

წარმოშობილი ოპტიკური ანიზოტროპიის ზომად მიღებულია ჩვეულებრივი და არაჩვეულებრივი სხივების გარდატეხის მაჩვენებელთა სხვაობა $\Delta n = n_o - n_e$. ცდები გვიჩვენებს, რომ მექანიკური დეფორმაციისას წარმოშობილი ოპტიკური ანიზოტროპია მოდებული ძაბვის პირდაპირპროპორციულია,

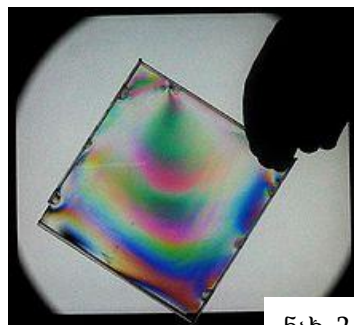
$$\Delta n = k\sigma \quad (1)$$

ამბობენ, რომ სრულდება ბრიუსტერის კანონი. სადაც, k - დეფორმირებული მასალის მახასიათებელი პროპორციულობის კოეფიციენტი და დრეკადოპტიკური მუდმივა (ბრიუსტერის მუდმივა) ეწოდება. მინისათვის $k = (10^{-13} \div 10^{-12}) \text{ სმ}^2/\text{დნ}$, პლასტმასისათვის (ცელულოიდი) $k = (10^{-12} \div 10^{-11}) \text{ სმ}^2/\text{დნ}$. $\sigma = F/S$ - მექანიკური ძაბვა, n_o - გარდატეხის მაჩვენებელი, მოდებული ძალის და ნახაზის სიბრტყის მართობული მიმართულებით, ხოლო, n_e - გარდატეხის მაჩვენებელი, მოდებული ძალის მიმართულებით.

თუ ნიმუშის სისქეს ჩავთვლით ℓ ტოლად, მაშინ ნიმუშიდან გამოსულ ჩვეულებრივ და არაჩვეულებრივ სხივებს შორის ფაზათა სხვაობა გამოისახება ფორმულით,

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \ell (n_o - n_e) = \frac{2\pi}{\lambda} \ell k \sigma \quad (2)$$

მაქსიმუმების და მინიმუმების მდებარეობა განისაზღვრება (2) გამოსახულებით. დანადგარის საშუალებით (ნახ. 1), თეთრი სინათლით დაკვირვებისას, ხელოვნური ანიზოტროპული სხეულის გარდატეხის მაჩვენებელთა სხვაობის $(n_o - n_e)$, ტალღის სიგრძეზე (λ) დამოკიდებულების გამო, აღმოჩნდება სხვადასხვა ფერად შეღებილი, რომლის (შეღების) განაწილება დამოკიდებული იქნება ნიმუშის შიგნით ძაბვის განაწილებაზე.



ნახ. 2.

ხელოვნური ორმაგი სხივთეხა გამოიყენება გამჭვირვალე სხეულებში დეფორმაციის შესასწავლად. ფოტოდრეკადობის სახელით ცნობილი დეფორმაციის შესწავლის ასეთი მეთოდი, ფართოდ გამოიყენება მეცნიერებისა და ტექნიკის სხვადასხვა დარგში. ფოტოდრეკადობა უდევს საფუძვლად მყარ სხეულებში სინათლის და ულტრაბგერის ურთიერთქმედებას.

§153. ელექტროოპტიკური ეფექტი

ელექტროოპტიკური ეფექტი არის, ნივთიერების ოპტიკური თვისებების ცვლილება ელექტრული ველის მოქმედებით. განასხვავებენ: წრფივი ელექტროოპტიკური ეფექტს (პოკელსის ეფექტი) და კვადრატული ელექტროოპტიკური ეფექტს (კერის ეფექტი).

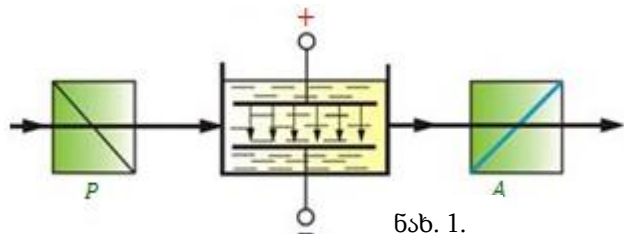
როცა ელექტრული ველის მოქმედებით, გარემოს გარდატეხის მაჩვენებლის ცვლილება წრფივადაა დამოკიდებული მოდებულ ველზე, ადგილი აქვს წრფივ ელექტროოპტიკურ ეფექტს, რომელიც პირველად განხილული იქნა გერმანელი ფიზიკოსის ფ. პოკელსის (1865-1913) მიერ და აგრეთვე პოკელსის ეფექტი ეწოდება. ელექტროოპტიკური ეფექტის გარდატეხის მაჩვენებლის ცვლილება, მოქმედი ელექტროსტატიკური ველის დამახულობის პირდაპირპროპორციულია,

$$\Delta n = \frac{4\pi N_1 e^3 \beta}{m^2 \omega_o^2 (\omega_o^2 - \omega^2)} E \quad (1)$$

სადაც, N_1 - ერთეულ მოცულობაში ატომების რიცხვია; e - ელექტრონის მუხტი; β - მუდმივი სიდიდე; m - ელექტრონის მუხტი; ω_o - ატომების რხევის წრიული (ციკლური) სიხშირე; ω - ნივთიერებაზე დაცემული სინათლის წრიული სიხშირე; E - მოქმედი ელექტროსტატიკური ველის დამახულობა.

კვადრატული ელექტროოპტიკური ეფექტი არის, მოდებულ ელექტრულ ველზე, კვადრატულად დამოკიდებულ წევრებთან დაკავშირებული ეფექტი. რაც პირველად აღმოჩენილი იქნა 1875წ., შოტანდიელი ფიზიკოსის ჯ. კერის (1824-1907) მიერ და აგრეთვე კერის ეფექტი ეწოდება.

კერის ეფექტის სქემა, წრფივი ელექტრული (პოკელსის) ეფექტის ანალოგიურია, იმ განსხვავებით, რომ ნიმუში (იზოტროპული მყარი სხეული, სითხე, ან აირი) მოთავსებულია ბრტყელი კონდენსატორის შემონაფენებს შორის (ნახ. 1). ნიმუშად ირჩევენ ნივთიერებას, რომელშიც კერის ეფექტი საკმაოდ დიდია, მაგალითად, ნიტრობენზოლი. როგორც ცდები გვიჩვენებენ, ამ შემთხვევაში ოპტიკური ანიზოტროპია მოდებული ველის დამახულობის კვადრატის პროპორციულია,



$n_o - n_e = bE^2 \quad (2)$

ჩვეულებრივ და არაჩვეულებრივ სხივებს შორის ფაზათა სხვაობა,

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \ell (n_o - n_e) = \frac{2\pi}{\lambda} \ell b E^2 = 2\pi B \ell E^2 \quad (3)$$

სადაც, $B = b/\lambda$ - კერის კოეფიციენტი. კერის კოეფიციენტი სხვადასხვა ნიმუშ-ისათვის შეიძლება იყოს დადებითი, ან უარყოფითი. მოცემული ნიმუშისათვის კერის კოეფიციენტი არ არის მუდმივი სი-დიდე, არამედ დამოკიდებულია ტემპერატურასა და ტალღის სიგრძეზე.

§154. მაგნიტოპტიკური მოვლენა

მაგნიტოპტიკური მოვლენა არის, ოპტიკურად არააქტიურ ნივთიერებებში (ნივთიერებებში, რომელთაც არ შეუძლიათ პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვა გარეშე ზემოქმედების არ არსებობისას), პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვა გრძივი მაგნიტური ველის მოქმედებით (ნახ. 1). აღმოჩენილი იქნა 1846წ., ინგლისელი ფიზიკოსის მ. ფარადეის (1791-1867) მიერ. ფარადეის ეფექტის ცდის სქემა ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 2). კოჭას შიგნით მოთავსებული ოპტიკურად არააქტიური ნივთიერება განლაგებულია ორ ჯვარედინ ნიკოლის პრიზმას შორის. როცა კოჭა გამორთულია, სინათლის სხივი არ გადის ჯვარედინ პრიზმებში. თუ კოჭას მივუერთებთ დენის წყაროს, მაშინ წარმოიშობა გრძივი მაგნიტური ველი, რის შედეგად ჯვარედინ პრიზმებში გაივლის სინათლის სხივი. ერთ-ერთი ნიკოლის პრიზმის, სხივის ღერძის (რომელიც მიმართულებით ემთხვევა მაგნიტური ველის მიმართულებას) გარშემო გარკვეული კუთხით მობრუნებისას, შეიძლება მივიღოთ სრული სიბნელე. რაც გვიჩვენებს, რომ მოცემულ შემთხვევაში ადგილი აქვს პოლარიზატორიდან გამოსული სინათლის პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვას. როგორც ცდები გვიჩვენებენ, პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვის კუთხის სიდიდე პირდაპირპროპორციულია გარეშე მუდმივი მაგნიტური ველის დაძაბულობის და არაქტიურ გარემოში სხივის გზის სიგრძის,

$$\varphi = \rho \ell H_0 \quad (1)$$

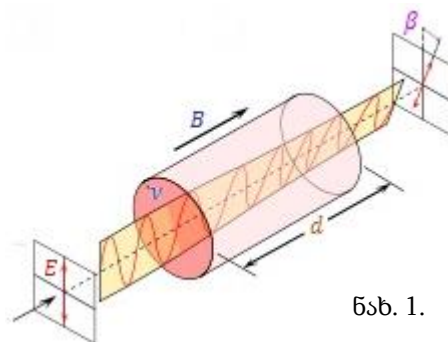
სადაც, ρ - მოცემული ნივთიერებისათვის მუდმივი სიდიდეა და ვერდეს მუდმივა ეწოდება.

პოლარიზაციის სიბრტყის მაგნიტური ბრუნვის აღმოჩენის შემდეგ, ფარადეი ცდილობდა მაგნიტური ველით სპექტრულ ხაზებზე ზემოქმედებას. მაგრამ მის მიერ გამოყენებული სპექტრული აპარატის მცირე გარჩევის უნარიანობის და სუსტი მაგნიტური ველის გამო, არავითარი ეფექტი არ იქნა აღმოჩენილი. მხოლოდ 1896წ., ნიდ-ერლანდიელი ფიზიკოსი პ. ზეემანის (1865-1943) მიერ, აღმოჩენილი იქნა მაგნიტური ველის მოქმედებით სპექტრული ხაზების გახლეჩის აღმოჩენა. რაც ცნობილია ზეემანის ეფექტის სახელით.

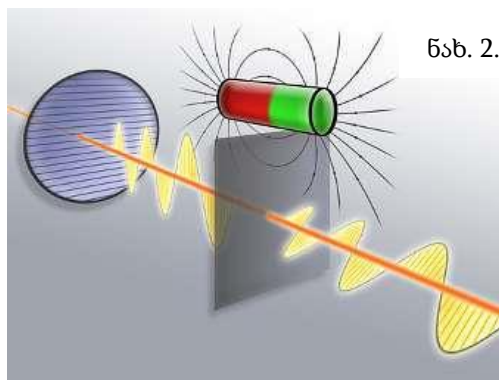
როგორც ცდები გვიჩვენებენ, ნივთიერებაში სინათლის გავრცელების მართობული მიმართულებით მაგნიტური ველის მოქმედებისას, ადგილი აქვს კერის ეფექტის ანალოგიურ მოვლენას (ნახ. 1). კერძოდ, დადგენილია, რომ ამ შემთხვევაში გარემოს ოპტიკური ანიზოტროპია გამოისახება ფორმულით,

$$n_o - n_e = DH^2 \quad (7)$$

სადაც, H - მაგნიტური ველის დაძაბულობა, D - პროპორციულობის კოეფიციენტი.



ნახ. 1.



ნახ. 2.

§155. ლუმინესცენცია

ლუმინესცენცია (ლათ. *luminis* - სინათლე, *escent* - სუსტი მოქმედება) არის, ნივთიერების არასითბური ნათება, რომელიც წარმოიშობა მის მიერ აგზნების ენერგიის შთანთქმის შედეგად. ლუმინესცენციას ადგილი აქვს მყარ სხეულებში, სითხეებსა და აირებში. აგზნების სახის მიხედვით განასხვავებენ შემდეგი სახის ლუმინესცენციას:

ფოტოლუმინესცენცია - ოპტიკური დიაპაზონის სიხშირის სინათლის (ულტრაიისფერი და ხილული) სხივების მოქმედებით წარმოშობილი ნათება. ფოტოლუმინესცენციას ადგილი აქვს აირ, თხევად და მყარ სხეულებში.

კათოდოლუმინესცენცია - კათოდური სხივების მოქმედებით გამოწვეული ნათება. ფართოდ გამოიყენება აირგანმუხტავ მილაკებში, ფხვნილებში, თხელ აფსკებში და მონოკრისტალების ზედაპირულ ფენებში.

ელექტროლუმინესცენცია - რადიაქტიური დაშლის (α -დაშლა, β -დაშლა, γ -გამოსხივება) პროდუქტების და კოსმოსური რადიაციის მოქმედებით ნათება. რადიოლუმინესცენცია წარმოადგენს ნაწილაკების მთვლელის - სცინტილატორის მოქმედების პრინციპის საფუძველს. რენტგენის სხივების მოქმედებით წარმოშობილ ნათებას რენტგენოლუმინესცენცია ეწოდება.

ქიმილუმინესცენცია - ქიმიური რეაქციის მიმდინარეობისას წარმოშობილი ნივთიერების ნათება. მაგალითად, ფოსფორის ჟანგის ნათება, რომელიც წარმოიშობა ფოსფორის დაჟანგვისას. სხვადასხვა ცოცხალ ორგანიზმებში (ციცინათელას, მოლუსკების ნათება და ა.შ.) წარმოშობილი ნათებები განპირობებულია მათში მიმდინარე ქიმიური პროცესებით. ქიმილუმინესცენციის ასეთ სახესხვაობებს ბიოლოგოლუმინესცენცია ეწოდება.

ლუმინესცენციის სხვა სახეები. ცნობილია აგრეთვე ტრიბოლუმინესცენცია - ზოგიერთი ნივთიერებების ხახუნისას ნათება. კრისტალოლუმინესცენცია - კრისტალების მექანიკური კუმშვისას ნათება, იონოლუმინესცენცია - ზოგიერთი ნივთიერების ხსნარებში ულტრაბგერითი ტალღების გავლისას ნათება.

ნათების ხანგრძლივობის მიხედვით განასხვავებენ ორი სახის ლუმინესცენციას - ფლოურესცენციას ($\leq 10^{-8} \div 10^{-9}$ წმ) და ფოსფოროსცენციას (10^{-8} წმ-დან რამოდენიმე საათამდე).

ლუმინესცენციის კანონები. ლუმინესცენციის პირველი კანონი დადგენილი იქნა ინგლისელი ფიზიკოსის ჯ.გ. სტოქსის (1819-1903) მიერ 1852წ., რომლის თანახმადაც, ლუმინესცენციური გამოსხივების ტალღის სიგრძე, ყოველთვის მეტია ლუმინესცენციის გამომწვევი სინათლის ტალღის სიგრძეზე.

შემდგომმა გამოკვლევებმა გვიჩვენა სტოქსის კანონისაგან განსხვავებული კანონი, რომლის თანახმადაც, ფოტოლუმინესცენციის დროს ადგილი აქვს ლუმინესცენციის წარმოშობი სინათლის ტალღის სიგრძეზე ნაკლები ტალღის სიგრძეების გამოსხივებას. ასეთ გამოსხივებას, ანტისტოქსური ეწოდება.

განვიხილოთ ატომის სამი ენერგეტიკული დონე E_1 , E_2 და E_3 . თერმოდინამიკური წონასწორობისას ატომები განაწილებულია ენერგეტიკული დონეების მიხედვით ბოლცმანის კანონის თანახმად,

$$N_i = N_0 e^{-E_i/kT}$$

დაუშვათ, რომ ასეთი ატომებისაგან შემდგარ აირს ეცემა $h\nu_{31} = E_3 - E_1$ ენერგიის გამოსხივება. ასეთი გამოსხივების მოქმედებით ატომი გადადის E_3 მდგომარეობაში. E_3 მდგომარეობიდან, შესაძლებელია ატომების როგორც ოპტიკური ისე არაოპტიკური გადასვლები E_2 მდგომარეობა-

ში. შემდგომში აგზნებული ატომები გამოასხივებენ $h\nu_\ell = E_2 - E_1$ ენერგიას და გადადიან E_1 მდგომარეობაში. ენერგიის შენახვის კანონის თანახმად, თუ აგზნების გამომწვევი კვანტის ენერგიის ნაწილი ($E_3 - E_2$) გარდაიქმნება სითბურ ენერგიად, მაშინ დარჩენილი ნაწილი დაიხარჯება ლუმინისცენციურ გამოსხივებაზე,

$$h\nu_f = E_3 - E_2 + h\nu_\ell$$

აქედან,

$$\nu_\ell = \nu_f - \frac{E_3 - E_2}{h} \quad (1)$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ $\nu_\ell < \nu_f$, ან რაც იგივეა $\lambda_\ell > \lambda_f$, ე.ი. ადგილი აქვს სტოქსის კანონს.

ჩვენ განვიხილით სინათლის კვანტების შთანთქმა ძირითად E_1 მდგომარეობაში მყოფი ატომების მიერ, მაგრამ სინათლის შთანთქმა შესაძლებელია აგრეთვე აგზნებულ მდგომარეობაში მყოფი (მაგალითად, E_2 მდგომარეობაში) ატომების მიერ. ასეთი შთანთქმის შედეგად ატომი გადავა უფრო მაღალ E_3 ენერგეტიკულ მდგომარეობაში. ამისათვის აგზნების კვანტის ენერგია უნდა აკმაყოფილებდეს პირობას,

$$h\nu_f = E_3 - E_2$$

შემდგომში შესაძლებელია ატომის სპონტანური გადასვლა E_3 მდგომარეობიდან E_1 ძირითად მდგომარეობაში, $h\nu_\ell = E_3 - E_1$ ენერგიის გამოსხივებით. ცხადია, რომ გამოსხივებული სინათლის კვანტის ენერგია შედგება აგზნების გამოსხივებისა და E_2 მდგომარეობაში მყოფი აგზნებული ატომის ენერგიების ჯამისაგან,

$$h\nu_\ell = h\nu_f + E_3 - E_2$$

აქედან,

$$\nu_\ell = \nu_f + \frac{E_3 - E_2}{h} \quad (2)$$

როგორც ჩანს ამ შემთხვევაში $\nu_\ell > \nu_f$, ან რაც იგივეა $\lambda_\ell < \lambda_f$, ე.ი. ადგილი აქვს ანტისტოქსურ გამოსხივებას.

ლუმინისცენციური გამოსხივების პროცესის რაოდენობრივი დასახასიათებლად სარგებლობენ ენერგეტიკული და კვანტური გამოსვლების ცნებებით. სტაციონარულ რეჟიმში გამოსხივებული სინათლის კვანტების რიცხვის (q_ℓ), იმავე დროის შუალედში შთანთქმული კვანტების მთლიან რიცხვთან (q_f) ფარდობას, ლუმინისცენციის კვანტური გამოსავალი ეწოდება,

$$B_{33} = \frac{q_\ell}{q_f} \quad (3)$$

ლუმინისცენციის ენერგიის (E_ℓ), აგზნების ენერგიასთან (E_f) ფარდობას, ლუმინისცენციის ენერგეტიკული გამოსავალი ეწოდება,

$$B_{\text{გფ.}} = \frac{E_\ell}{E_f} \quad (4)$$

ლუმინისცენციის ენერგეტიკული გამოსავალი, ლუმინისცენციის კვანტური გამოსავალთან დაკავშირებულია თანაფარდობით,

$$B_{\text{გფ.}} = \frac{E_\ell}{E_f} = \frac{h\nu_\ell q_\ell}{h\nu_f q_f} = \frac{\nu_\ell}{\nu_f} B_{33} \quad (5)$$

სადაც, ν_ℓ - ლუმინისცენციის გამოსხივების სიხშირეა, ν_f - შთანთქმული სინათლის სიხშირე.

§156. სინათლის წყაროები

სინათლის სითბურ წყაროები. სინათლის პირველ სითბურ წყაროს წარმოადგენდა ვარვარების და რკალური ნათურები. სინათლის წყაროების ძირითადი მახასიათებლებია გამოსხივების სპექტრული შემადგენლობა (გამოსხივების ენერგიის ტალღის სიგრძეების მიხედვით განაწილება) და სინათლის უკუცემა. სინათლის უკუცემის ქვეშ იგულისხმება გამოსხივებული სინათლის ნაკადის, სინათლის წყაროს მიერ მოხმარებულ სიმძლავრესთან ფარდობა.

რადგან ნებისმიერი ტალღის სიგრძისათვის, აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების უნარიანობა, სხვა (აბსოლუტურად შავი სხეულისაგან განსხვავებული) სხეულების გამოსხივების უნარიანობაზე (ერთი და იმავე ტემპერატურებისას) მეტია, ამიტომ, ერთი შეხედვით შეიძლება მოგვეჩვენოს, რომ ყველაზე შესაბამის სინათლის წყაროს წარმოადგენს აბსოლუტურად შავი სხეული. მაგრამ, გარდა ამისა სინათლის წყაროები უნდა აკმაყოფილებდნენ სხვა მოთხოვნებსაც. მაგალითად, მიუხედავად იმისა, რომ ვოლფრამის გამოსხივების უნარიანობა ნაკლებია (ნებისმიერი ტალღის სიგრძეებისას) აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების უნარიანობაზე, მას გააჩნია სელექტიური გამოსხივება ხილულ არეში. ვოლფრამისათვის ხილული სინათლის გამოსხივებაზე მოსული ენერგიის წილი გაცილებით მეტია, ვიდრე იმავე ტემპერატურამდე გახურებული აბსოლუტურად შავი სხეულისათვის.

სინათლის ლუმინესცენციური წყაროები. ცნობილია, რომ სითბური გამოსხივების ენერგიას გააჩნია სპექტრის ფართო არე, მაგრამ, ხილულ (სასარგებლო) არეზე მოდის ძალიან მცირე ნაწილი. სითბური გამოსხივების ეს თვისება საშუალებას არ გვაძლევს გავზარდოთ ვარვარების ნათურების (სინათლის სითბური წყაროების) მქვ 5%-ზე მეტად, ხოლო, სინათლის უკუცემა კი ($10 \div 12$) ლმ/ვტ-ზე მეტად.

ლუმინესცენციის მოვლენა საშუალებას გვაძლევს მივიღოთ სინათლის წყაროები, რომელთაც გააჩნიათ მნიშვნელოვანი უპირატესობა სითბურ წყაროებთან (ვარვარების ნათურებთან) შედარებით. მათ გააჩნიათ შედარებით დიდი სინათლის უკუცემა და უფრო ეკონომიურია. ამ მიზნით გამოთქმული იქნა იდეა, რომ ლუმინესცენციის საშუალებით შეიძლება აირმნათი ნათურების ულტრაიისფერი გამოსხივება გარდავქმნათ დღის სინათლე. ამისათვის აირმნათი ნათურების მილაკების შიგა ზედაპირებს ფარავნ ფლოურისცირებადი ფენით. აირმნათი ნათურები შედგებიან ლუმინესცენციური აირით გავსებული მილაკებისაგან, რომელთა შიგნით (მათ ბოლოებზე) განლაგებულია ელექტროდები.

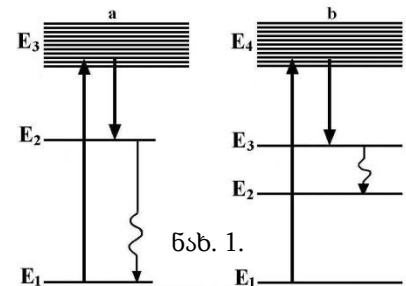
გამოსხივების შედგენილობის მიხედვით განასხვავებენ ოთხი ტიპის ლუმინესცენციურ ნათურებს: დღის სინათლის, ცივი-თეთრი სინათლის, თეთრი სინათლის და სითბურ-თეთრი სინათლის.

მუშა აირის წნევის მიხედვით განასხვავებენ სამი სახის აირმნათ ნათურებს: დაბალი წნევის ($10^{-4} \div 10^{-3}$) მმ ვწყ.სვ., მაღალი წნევის (ატმოსფერული წნევის რიგის) და ზემოდალი წნევის (ათას ატმოსფერომდე) წყაროები.

ხანგრძლივობის მიხედვით აირმნათი ნათურები იყოფიან: იმპულსურ ($10^{-3} \div 10^{-9}$ ნმ ხანგრძლივობის იმპულსი) და უწყვეტად. ფართოდ გამოიყენებიან აგრეთვე წყალბადის, ნატრიუმის და ა.შ. ნათურები.

ოპტიკური კვანტური წყაროები (ლაზერები). ინდუცირებული გადასვლები, საფუძველად უდევს სპექტრის ულტრაიისფერ, ხილულ და ინფრაწითელ არეში უნიკალური თვისებების სინათლის წყაროების მიმღებ მოწყობილობებს, როგორიცაა მაზერი - სანტიმეტრულ დიაპაზონში რადიო-

ტალღების გენერატორი და გამამძიერებელი და ლაზერები - ოპტიკური კვანტური გენერატორები. სიტყვა მაზერი და ლაზერი შედგენილია შემდეგი გამონათქვამების პირველი ასოებიდან: microwave (light) amplification by stimulated emission of radiation - მიკროტალღების (სინათლის) გაძლიერება იძულებითი გამოსხივების გზით. ასეთ მოწყობილობებში მუშა გარემოდ გამოიყენება კრისტალები, სითხეები ან აირები. ყველა მათგანის მოქმედებას საფუძვლად უდევს ინდუცირებული ანუ იძულებითი გადასვლები. ამისათვის საჭიროა მათში შევქმნათ მაღალ დონეზე, ანუ, აგზნებულ მდგომარეობაში (აქტიური გარემო) ატომების მეტი რიცხვი, ვინემ გვაქვს დაბალ დონეზე. აქტიური გარემოს მიხედვით განასხვავებენ აიროვან, თხევად და კრისტალურ ლაზერებს. კრისტალურ ლაზერებს მიეკუთვნებიან აგრეთვე ნახევარგამტარული ლაზერები. განვიხილოთ კრისტალურ ნივთიერებაზე მომუშავე კვანტური გენერატორი. ლალის კრისტალური მესერი წარმოადგენს ალუმინის ჟანგს (Al_2O_3), რომლის კვანძებში ალუმინის (Al) მცირე ნაწილი შეცვლილია ქრომის იონებით (Cr^{3+}). ლალის კრისტალის ლაზერში დასახლების ინვერსია მიიღება ე.წ. სამდონიანი სქემის ოპტიკური დატუმბვით (ნახ. 1, a). ლალის კრისტალში ქრომის (Cr) ატომების ენერგეტიკულ სპექტრში E_1 (ძირითადი დონე) და E_2 (აგზნებული მეტასტაბილური მდგომარეობა) დონეების გა-რდა არსებობს ენერგეტიკული მდგომარეობის შედარებით ფართო ზოლი E_3 (შთანთქმის ზოლი). ოპტიკური დატუმბვის მოქმედებით ქრომის ატომები გადადიან E_1 ძირითადი მდგომარეობიდან E_3 მდგომარეობაში. ძალიან მცირე (10^{-8} წმ) დროის შუალედის შემდეგ ატომები გამოსხივების გარეშე გადადიან E_2 მდგომარეობაში. E_2 მეტასტაბილურ მდგომარეობაში ატომების სიცოცხლის ხანგრძლივობა გაცილებით მეტია (10^{-3} წმ), ვინემ E_3 მდგომარეობაში. E_1 ძირითადი მდგომარეობიდან E_3 მდგომარეობაში საკმაოდ სწრაფი გადასვლებისას (დატუმბვის წყაროს მაღალი სიმძლავრისას) E_2 დონეზე ნაწილაკთა რიცხვის სიმკვრივე იქნება მეტი, ვინემ E_1 დონეზე, ე.ი. წარმოიშობა E_2 და E_1 დონეების დასახლებათა ინვერსია, რომელთა შორისაც გადასვლებისას ადგილი ექნება ლაზერულ გენერაციას. არსებობენ ლაზერები რომლებიც მუშაობენ ოთხდონიანი სქემით (ნახ. 1, b). მათ მიეკუთვნებიან, მაგალითად, ნეოდიუმის (Nd) შემცველი ალუმინი-იტრიუმი-გრანიტის კრისტალი. ასეთ გარემოს ენერგეტიკულ სპექტრში E_3 მეტასტაბილურ და E_1 ძირითად დონეებს შორის არსებობს E_2 შუალედური მუშა დონე. ლაზერულ გენერაციას ადგილი აქვს $E_3 \rightarrow E_2$ გადასვლებისას.

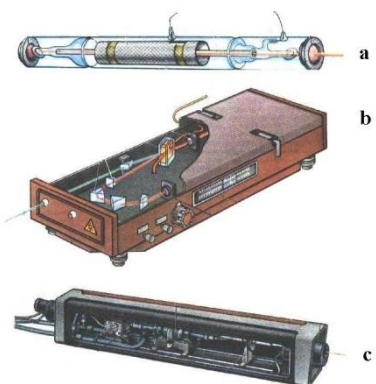


ნახ. 1.

აიროვან ლაზერებში (ნახ. 2, a), აქტიურ გარემოს წარმოადგენს აირი ან აირების ნარევი, რომელთა აგზნება ხდება აიროვანი განმუხტვით. ყველაზე მეტად გავრცელებულ აიროვან ლაზერს წარმოადგენს ჰელიუმ-ნეონის ლაზერი, რომელიც გამოასხივებს ნეონის (Ne) ატომების ენერგეტიკულ დონეებს შორის კვანტური გადასვლებისას $\lambda = 0.6328$ მკმ სიგრძის ტალღას.

თხევად ლაზერებში (ნახ. 2, b), აქტიურ გარემოდ გამოიყენება ორგანული ან არაორგანული ნაერთების ხსნარები. დატუმბვა ხდება სხვა ლაზერებით ან სხვა მეთოდებით.

კრისტალურ ლაზერებში (ნახ. 2, c), აქტიურ გარემოს წარმოადგენს ოპტიკური მონოკრისტალები და მინა, რომლებიც შეიცავენ იონ-აქტივატორებს, ისეთებს, როგორიცაა Cr , Nd



ნახ. 2.

და *Er.* კრისტალური ლაზერების ცალკე ჯგუფს მიეკუთვნება ნახევარგამტარული ლაზერები.

ლაზერული გამოსხივებისათვის დამახასიათებელია შემდეგი თვისებები: 1. დროითი და სივრცითი კოჰერენტულობა. 2. მონოქრომატულობა. 3. გამოსხივების სიმძლავრე. 4. გამოსხივების ნაკადის მცირე კუთხით განშლადობა.

ნაწილი V. რხევები და ტალღები.
თავი 24. რხევები.

§157. ჰარმონიული რხევები

რხევები ეწოდება მოძრაობებს, ან პროცესებს რომლებიც ხასიათდებიან დროში განსაზღვრული განმეორებადობით. რხევითი პროცესები ფართოდაა გავრცელებული ბუნებასა და ტექნიკაში. მაგალითად, საათის ქანქარას რხევა, ზამბარზე დაკიდებული ტვირთის მოძრაობა, ცვლადი ელექტრული დენი. რხევით მოძრაობას ასრულებენ შენობები და ნაგებობები, სხვადასხვა სახის მანქანების ნაწილები და მექანიზმები. პროცესის განმეორებადობის ბუნების მიხედვით განასხვავებენ მექანიკურ, ელექტრომაგნიტურ და სხვა სახის რხევებს. მაგრამ, სხვადასხვა რხევითი პროცესები აღიწერებიან ერთნაირი მახასიათებლებით და ერთნაირი განტოლებებით. რხევები შეიძლება იყოს თავისუფალი, მიღევადი და იძულებითი. რხევებს ეწოდება თავისუფალი (ან საკუთარი) როცა ის სრულდება თავდაპირველად მინიჭებული ენერგიის ხარჯზე, როცა რხევით სისტემაზე, შემდგომ გარეშე ზემოქმედებას არ აქვს ადგილი. რხევის მარტივ მაგალითს წარმოადგენს ჰარმონიული რხევა - რხევა, რომლის დროსაც რაიმე მერხევი s სიდიდე, დროის მიხედვით იცვლება სინუსის (ან კოსინუსის) კანონით (ნახ. 1a),

$$s = A \sin(\omega_0 t + \varphi_0), \text{ ან } s = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (1)$$

სადაც, s - მერხევი სიდიდის წონასწორობის მდებარეობიდან წანაცვლება, A - წანაცვლების მაქსიმალური მნიშვნელობა, რომელსაც რხევის ამპლიტუდა ეწოდება, ω_0 - რხევის წრიული (ანუ, ციკლური) სიხშირე, t - დრო, φ_0 - რხევის საწყისი ფაზა (ფაზა დროის $t = 0$ მომენტში), $\varphi = \omega_0 t + \varphi_0$ - რხევის ფაზა დროის t მომენტში. A ამპლიტუდა და φ_0 საწყისი ფაზა განისაზღვრებიან საწყისი პირობებიდან. ყველა სამივე შემთხვევაში (ნახ. 1) ლურჯი მრუდებისათვის $\varphi_0 = 0$: a - წითელი და ლურჯი მრუდები განსხვავდებიან მხოლოდ ამპლიტუდით ($A'_m > A_m$). b - წითელი და ლურჯი მრუდები განსხვავდებიან მხოლოდ პერიოდის მნიშვნელობით ($T' = T/2$). c - წითელი და ლურჯი მრუდები განსხვავდებიან მხოლოდ საწყისი ფაზის მნიშვნელობით.

დროს, რომლის განმავლობაში რხევა მეორდება, რხევის პერიოდი ეწოდება. ე.ი. რხევის პერიოდი არის დრო, რომლის განმავლობაში რხევის ფაზა გაიზრდება 2π სიდიდით,

$$\omega_0(t + T) + \varphi_0 = (\omega_0 t + \varphi_0) + 2\pi$$

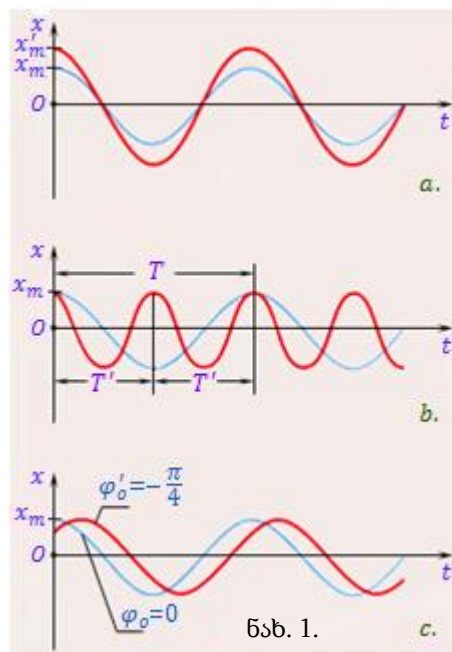
აქედან, შეიძლება განვსაზღვროთ რხევის პერიოდი,

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} \quad (2)$$

რხევის პერიოდის შებრუნებულ სიდიდეს, რხევის სიხშირე ეწოდება,

$$\nu = \frac{1}{T} \quad (3)$$

სიხშირის სიხშირის ერთეულია (ჰც). (2) და (3) ფორმულებიდან გამომდინარეობს, რომ რხევის



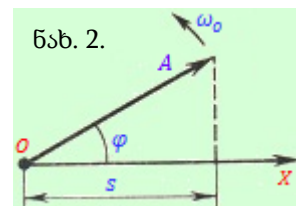
ნახ. 1.

სიხშირეს, წრიულ სიხშირესა და პერიოდს შორის არსებობს შემდეგი დამოკიდებულება,

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} \quad (4)$$

ჰარმონიული რხევების განხილვა მნიშვნელოვანია ორი მიზეზის გამო: 1. რხევებს, რომლებიც გვხვდება ბუნებასა და ტექნიკაში გააჩნიათ ჰარმონიული რხევების მსგავსი ბუნება, 2. სხვადასხვა პერიოდული პროცესები შეიძლება წარმოვადგინოთ როგორც ჰარმონიული რხევების ერთობლიობა.

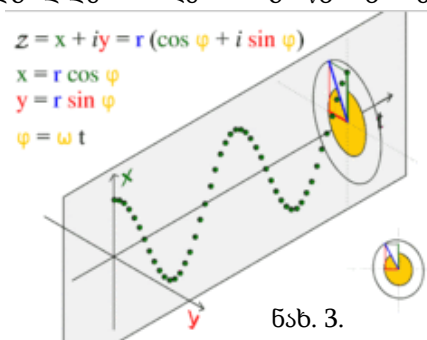
ჰარმონიულ რხევებს გრაფიკულად გამოსახვენ ამპლიტუდის მზრუნავი ვექტორის, ანუ, ვექტორული დიაგრამების მეთოდით. ამისათვის x ღერძზე, ნებისმიერი O წერტილიდან, φ კუთხით, რომელიც საწყისი ფაზის ტოლია, გაავლებენ $\vec{A}$ ვექტორს, რომლის მოდული განსახილველი რხევის A ამპლიტუდის ტოლია (ნახ. 2). თუ ამ ვექტორს მოვიყვანთ ბრუნვით მოძრაობაში წრიული სიხშირის ტოლი ω_0 კუთხური სიჩქარით, მაშინ, ვექტორის ბოლოს პროექცია გადაადგილდება X ღერძის გასწვრივ ისე, რომ მიიღებს $-A$ -დან, $+A$ -მდე მნიშვნელობებს, ხოლო, მერხევი სიდიდე დროის მიხედვით $s = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ კანონით შეიცვლება (ნახ. 3).



ფიზიკაში ზოგჯერ გამოიყენება სხვა მეთოდი, სადაც, მერხევი სიდიდე წარმოდგინება

$$s = e^{i(\omega_0 t + \varphi_0)}$$

კომპლექსური რიცხვით. რხევების თეორიაში ითვლება, რომ s სიდიდე ტოლია, კომპლექსური გამოსახულების ნამდვილი ნაწილის.



§158. ნივთიერი წერტილის რხევის სიჩქარე და აჩქარება.

კინეტიკური, პოტენციური და სრული ენერგია

დაუშვათ რომ, ნივთიერი წერტილი ასრულებს წრფივ ჰარმონიულ რხევას, წონასწორობის მდებარეობის მახლობლობაში, X ღერძის გასწვრივ (ნახ. 1),

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (1)$$

კანონით. (1) გამოსახულების დროით დიფერენცირებით, მიიღება მერხევი წერტილის სიჩქარის გამოსახულება,

$$v = \dot{x} = \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt} [A \cos(\omega_0 t + \varphi_0)] = -\omega_0 A \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = \omega_0 A \cos(\omega_0 t + \varphi_0 + \pi/2) \quad (2)$$

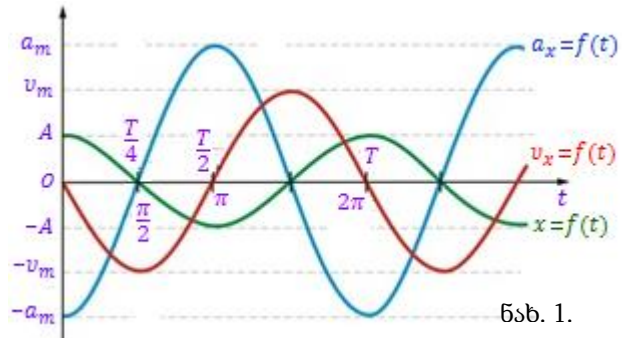
როგორც ჩანს, სიჩქარეც აგრეთვე იცვლება ჰარმონიული კანონით, ამასთან, სიჩქარის ამპლიტუდა ტოლია $v_m = -\omega_0 A$. (1) და (2) გამოსახულებების შედარებებიდან ჩანს, რომ სიჩქარე უსწრებს წანაცვლებას $\pi/2$ ფაზით. მაქსიმალური წანაცვლებისას ($x = \pm A$) სიჩქარე ნულის ტოლია.

(2) გამოსახულების კიდევ ერთხელ დროით დიფერენცირებით მიიღება აჩქარების გამოსახულება,

$$a = \ddot{x} = \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt} [-\omega_0 A \sin(\omega_0 t + \varphi_0)] = -\omega_0^2 A \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = \omega_0^2 A \cos(\omega_0 t + \varphi_0 + \pi) \quad (3)$$

სადაც, $-\omega_0^2 A = a_m$ - აჩქარების ამპლიტუდაა. როგორც (1) და (3) გამოსახულებებიდან გამომდის

ნარეობს, აჩქარება უსწრებს წანაცვლებას π ფაზით, ე.ი. აჩქარება და წანაცვლება ფაზით საპირისპიროა. რაც ნიშნავს, რომ იმ მომენტში, როცა წანაცვლება აღწევს მაქსიმალურ დადებით მნიშვნელობას, აჩქარება აღწევს სიდიდით უარყოფით მაქსიმალურ მნიშვნელობას და პირიქით. ანალოგიურად შეიძლება ვაჩვენოთ, რომ აჩქარება თავის მხრივ უსწრებს სიჩქარეს $\pi/2$ ფაზით. აჩქარება ნულის ტოლია სხეულის წონასწორობის მდებარეობაში გავლისას, და აღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას, რომელიც აჩქარების ამპლიტუდური მნიშვნელობის ტოლია მაქსიმალური წანაცვლებისას. წანაცვლების (x), სიჩქარის (v) და აჩქარების (a) დროზე დამოკიდებულების გრაფიკები ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 1). ჰარმონიული რხევების დროს, აჩქარება ყოველთვის მიმართულია წანაცვლების საპირისპიროდ.



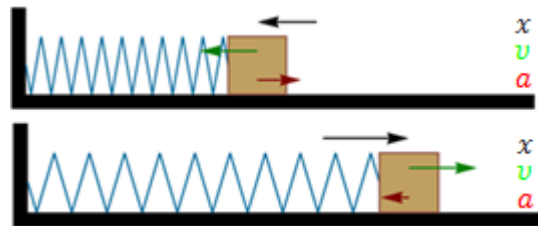
ნახ. 1.

m მასის მერხვე ნივთიერ წერტილზე მოქმედი ძალა, ტოლი იქნება,

$$F = ma = m \cdot [-\omega_0^2 A \cos(\omega_0 t + \varphi_0)] = -m\omega_0^2 x$$

ე.ი. ძალა, ნივთიერი წერტილის წონასწორობის მდებარეობიდან წანაცვლების პროპორციულია და მიმართულია საპირისპირო მხარეს. მერხვეი სხეულის მდებარეობა, სიჩქარე და აჩქარება ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 2).

ყოველი კონკრეტული რხევა ხასიათდება A ამპლიტუდის და φ_0 საწყისი ფაზის განსაზღვრული მნიშვნელობებით, რომლებიც შეიძლება განსაზღვრული იქნენ საწყისი პირობებიდან. მართლაც, თუ (1) და (2) განტოლებებში დაუშვებთ, რომ $t = 0$, მაშინ გვექნება,



ნახ. 2.

$$x_0 = A \cos \varphi_0, v_0 = -\omega_0 A \sin \varphi_0$$

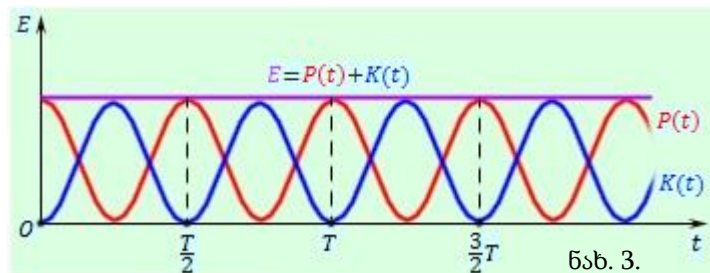
საიდანაც,

$$A = \sqrt{x_0^2 + \frac{v_0^2}{\omega_0^2}} \quad \text{და} \quad \operatorname{tg} \varphi_0 = -\frac{v_0}{x_0 \omega_0}$$

ჰარმონიულად მერხვეი ნივთიერი წერტილის კინეტიკური ენერგია ტოლი იქნება,

$$K = \frac{mv^2}{2} = \frac{mA^2\omega_0^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (4)$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ ჰარმონიულად მერხვე ნივთიერი წერტილზე მოქმედი ძალა ტოლია $F = ma$, მაშინ, ჰარმონიულად მერხვეი ნივთიერი წერტილის პოტენციური ენერგია ტოლი იქნება



ნახ. 3.

$$P = - \int_0^x F dx = - \int_0^x m\omega_0^2 x dx = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} = \frac{m\omega_0^2 A^2}{2} \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (5)$$

ჰარმონიულად მერხვეი ნივთიერი წერტილის E სრული ენერგია ტოლი იქნება,

$$E = K + P = \frac{m\omega_o^2 A^2}{2} \quad (6)$$

E , K და P სიდიდეების t დრ-ოზე დამოკიდებულების გრაფიკები ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 3). რადგან, $\overline{\sin^2 \alpha} = \overline{\cos^2 \alpha} = 1/2$, ამიტომ, (4), (5) და (6) ფორმულებიდან გამომდინარეობს, რომ $\bar{K} = \bar{P} = (1/2)E$.

§159. ჰარმონიული რხევითი დინამიკის ძირითადი განტოლება

ნიუტონის მეორე კანონის თანახმად,

$$F = ma$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ, რომ

$$a = -A\omega_o^2 \cos(\omega_o t + \varphi_o)$$

გვექნება,

$$F = -m\omega_o^2 A \sin(\omega t + \varphi_o) = -m\omega_o^2 x \quad (1)$$

ე.ი. F ძალა x წანაცვლების პროპორციულია და ყოველთვის მიმართულია წონასწორობის მდებარეობისაკენ. ძალის პერიოდი და ფაზა ემთხვევა აჩქარების პერიოდს და ფაზას.

ძალას, რომელიც აკმაყოფილებს (1) გამოსახულებას, წარმოადგენს დრეკადობის ძალა, რომელიც ჰუკის კანონის თანახმად ტოლია,

$$F_{\text{დრ}} = -kx \quad (2)$$

სადაც, k - დრეკადობის კოეფიციენტი. ძალებს რომელთაც გააჩნიათ განსხვავებული ბუნება, მაგრამ აკმაყოფილებენ ანალოგიურ პირობას, კვაზიდრეკადი ძალები ეწოდებათ. (1) და (2) გამოსახულებების შედარების საფუძველზე შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$\omega_o^2 = \frac{k}{m} \quad (3)$$

(2) განტოლებში თუ გავითვალისწინებთ, რომ

$$F = ma = m \frac{dv}{dt} = m \frac{d^2x}{dt^2}$$

მაშინ, შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx$$

რომელიც ასე გადავწეროთ,

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + kx = 0$$

ამ განტოლების ყოველი წევრი გავყოთ m სიდიდეზე,

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0$$

შემოვიღოთ აღნიშვნა,

$$\omega_o^2 = \frac{k}{m}$$

მაშინ გვექნება,

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_o^2 x = 0, \text{ ან } \ddot{x} + \omega_o^2 x = 0 \quad (4)$$

სადაც, $\ddot{x} = a$ - სხეულის აჩქარებაა, ω_o - თავისუფალი რხევების საკუთარი (წრიული, ანუ, ციკლური) სიხშირე. (4) წარმოადგენს ჰარმონიული რხევითი მოძრაობის დიფერენციალურ განტოლებას.

ბას. რომლის ამონახსნია,

$$x = A \sin(\omega t + \varphi_o), \text{ ან } x = A \cos(\omega t + \varphi_o)$$

რხევის წრიული სიხშირე,

$$\omega_o = \frac{2\pi}{T}$$

მაგრამ, როგორც ზემოთ ვნახეთ,

$$\omega_o^2 = \frac{k}{m}$$

ამიტომ შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{2\pi}{T} = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

აქედან, შეიძლება განვსაზღვროთ რხევის პერიოდი,

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$$

§160. ჰარმონიული ოსცილატორი. ზამზარიანი, ფიზიკური და მათემატიკური საქანები. რხევითი კონტური

ჰარმონიული ოსცილატორი (ან, ჰარმონიული ვიბრატორი) ეწოდება სისტემას, რომელიც ასრულებს რხევებს,

$$\ddot{x} + \omega_o^2 x = 0 \quad (1)$$

განტოლებით. სადაც, ω_o^2 - მუდმივი დადებითი სიდიდეა. როგორც ცნობილია (1) განტოლების ამონახსნს გააჩნია შემდეგი სახე,

$$x = A \cos(\omega_o t + \varphi_o) \quad (2)$$

ცხადია, რომ ჰარმონიული ოსცილატორი წარმოადგენს სისტემას, რომელიც ასრულებს ჰარმონიულ რხევებს, წონასწორობის მდებარეობის მახლობლობაში.

ჰარმონიული ოსცილატორის რხევები წარმოადგენს პერიოდული მოძრაობის მნიშვნელოვან მაგალითს და გამოიყენება ზუსტ, ან მიახლოებით მოდელად, კლასიკური და კვანტური ფიზიკის მრავალ ამოცანაში. ჰარმონიული ოსცილატორის მაგალითებია ზამზარიანი, ფიზიკური და მათემატიკური საქანები და რხევითი კონტური.

(2) გამოსახულების დროითი დიფერენცირებისა და მიღებული შედეგის ოსცილატორის m მასაზე გამრავლებით მიიღება,

$$p = m\dot{x} = -m\omega_o A \sin(\omega_o t + \varphi_o) \quad (3)$$

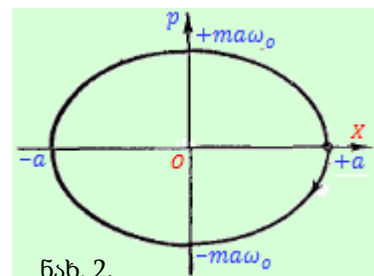
(2) და (3) განტოლებები ჩავწეროთ

$$\frac{x}{A} = \cos(\omega_o t + \alpha), \text{ და } -\frac{p}{m\omega_o A} = \sin(\omega_o t + \varphi_o)$$

სახით. ორივე გამოსახულების კვადრატში აყვანის და შეკრების შედეგად მიიღება

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{p^2}{m^2\omega_o^2 A^2} = 1 \quad (4)$$

ჰარმონიული ოსცილატორის p იმპულსის, x კოორდინატზე დამოკიდებულების გრაფიკი გამოსახულია ნახაზზე (ნახ. 1). p , x კოორდინატულ სიბრტყეს ფაზური სიბრტყე ეწ-



ნახ. 2.

ოდება, ხოლო, შესაბამის გრაფიკს, ფაზური ტრაექტორია. (4) განტოლების თანახმად, ჰარმონიული ოსცილატორის ფაზური ტრაექტორია წარმოადგენს, A და $m\omega_0 A$ ნახევარღერძების მქონე ელიფს. ელიფსის ნახევარღერძების, π სიდიდეზე ნამრავლი, ელიფსის ფართობის ტოლია, ე.ი. შეიძლება დავწეროთ,

$$S = \pi \cdot m\omega_0 A = \frac{2\pi m\omega_0^2 A^2}{2}$$

სადაც, $m\omega_0^2 A^2/2$ ოსცილატორის სრული ენერგიაა. ხოლო $2\pi/\omega_0 = 1/\nu$, სადაც, ν - ოსცილატორის საკუთარი სიხშირეა, რომელიც მოცემული ოსცილატორისათვის მუდმივი სიდიდეა. ცხადია, რომ ელიფსის ფართობი შეიძლება წარმოდგენილი იქნეს შემდეგი სახით,

$$S = \frac{1}{\nu} E$$

საიდანაც,

$$E = \nu S \quad (5)$$

ამრიგად, ჰარმონიული ოსცილატორის სრული ენერგია, ელიფსის ფართობის პროპორციულია. ამასთან, პროპორციულობის კოეფიციენტი ოსცილატორის საკუთარი სიხშირის ტოლია.

ელიფსის ფართობი შეიძლება გამოთვლილი იქნეს როგორც $\oint p dx$ ინტეგრალი. ამიტომ (5) ფორმულას შეიძლება მივცეთ სახე,

$$E = \nu \oint p dx$$

ამ თანაფარდობამ დიდი როლი ითამაშა კვანტური მექანიკის საფუძვლების შექმნისას.

ფიზიკური საქანი წარმოადგენს მყარ სხეულს, რომელიც ასრულებს რხევებს სიმძიმის ძალის მოქმედებით, O წერტილზე (რომელიც არ ემთხვევა სხეულის C მასათა ცენტრს) გამავალი უძრავი ჰორიზონტალური ღერძის გარშემო (ნახ. 1). მდგრადი წონასწორობის მდგომარეობაში, ფიზიკური საქანის მასათა ცენტრი (C), იმყოფება ბრუნვის ღერძის (O) ქვემოთ, ღერძზე გამავალ ვერტიკალზე. თუ ფიზიკურ საქანს გადავხრით წონასწორობის მდებარეობიდან რაღაც α კუთხით, მაშინ წარმოიშობა,

$$M = -(mgsina)\ell \quad (1)$$

სიმძიმის ძალის მომენტი, რომელიც ცდილობს დააბრუნოს საქანი წონასწორობის მდებარეობაში. სადაც, d - O ბრუნვის ღერძს და C მასათა ცენტრს შორის მანძილია. „-“ ნიშანი გვიჩვენებს, რომ ძალის მომენტი ცდილობს დააბრუნოს საქანი, გადახრის საპირისპირო მიმართულებით, წონასწორობის მდებარეობაში. მცირე α კუთხეებისას, $sina \approx \alpha$ და გვექნება,

$$M = -mgad \quad (2)$$

მყარი სხეულის ბრუნვითი მოძრაობის დინამიკის ძირითადი განტოლების თანახმად, ძალა მომენტი ტოლია,

$$M = J\varepsilon$$

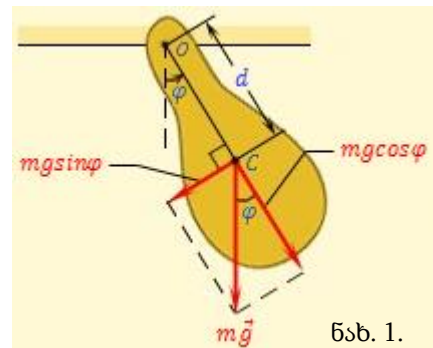
ან, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\varepsilon = \ddot{\alpha}$, გვექნება,

$$M = J\ddot{\alpha} \quad (3)$$

ამიტომ, (2) და (3) განტოლებების თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$J\ddot{\alpha} \approx -mgd \cdot \alpha \quad (4)$$

სადაც, J - საქანის ინერციის მომენტია, ჩამოკიდების O წერტილზე გამავალი ბრუნვის ღერძის მიმართ. (4) განტოლება ასე ჩავწეროთ,



$$J\ddot{\alpha} + mgd \cdot \alpha = 0$$

რომლის J სიდიდეზე გაყოფით მიიღება,

$$\ddot{\alpha} + \frac{mgd}{J} \alpha = 0$$

სადაც, შემოვიღოთ აღნიშვნა,

$$\omega_o^2 = \frac{mgd}{J}$$

ამიტომ გვექნება,

$$\ddot{\alpha} + \omega_o^2 \alpha = 0$$

რომელიც წარმოადგენს, ფიზიკური საქანის ჰარმონიული რხევების, დიფერენციალურ განტოლებას. რომლის ამონახსნია,

$$\alpha = \alpha_m \cos(\omega_o t + \varphi_o)$$

ე.ი. მცირე რხევებისას, ფიზიკური საქანი ასრულებს ჰარმონიულ რხევებს,

$$\omega_o = \sqrt{\frac{mgd}{J}}$$

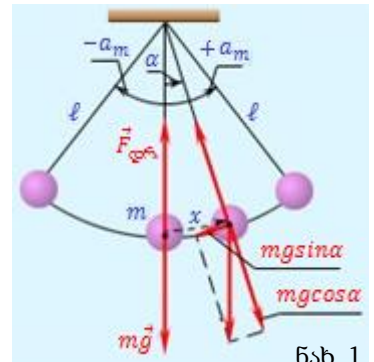
სიხშირით, რომელსაც ფიზიკური საქანის მცირე რხევების საკუთარი სიხშირე ეწოდება, და

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mg\ell}} = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}}$$

პერიოდით. სადაც, $L = J/md$ - ფიზიკური საქანის დაყვანილი სიგრძეა.

მათემატიკური საქანი წარმოადგენს უჭიმად, უწონო ძაფზე ჩამოკიდებული m მასის ნივთიერ წერტილს, რომელიც ასრულებს რხევებს სიმძიმის ძალის მოქმედებით (ნახ. 1). წონასწორობის მდებარეობაში, როცა საქანი ჩამოკიდებულია შვეულად, სიმძიმის ძალა ($\vec{F}_{\text{სიმ.}} = m\vec{g}$) გაწონასწორებულია ძაფის დაჭიმულობის ძალით ($\vec{F}_{\text{დრ.}}$). საქანის წონასწორობის მდებარეობიდან მცირე α კუთხით გადახრისას, წარმოიშობა სიმძიმის ძალის ტანგენციური (მხები) მდგენელი $F_t = -mg \sin \alpha$ (ნახ. 3), რომელიც ცდილობს დააბრუნოს საქანი წონასწორობის მდებარეობაში. სადაც, „-“ ნიშანი გვიჩვენებს, რომ ტანგენციური მდგენელი მიმართულია საქანის გადახრის საპირისპირო მიმართულებით. თუ x არის საქანის წონასწორობის მდებარეობიდან, ℓ რადიუსის წრეწირის რკალის გასწვრივ ხაზოვანი წანაცვლება, მაშინ, მისი კუთხური წანაცვლება ტოლი იქნება $\alpha = x/\ell$. ამ შემთხვევაში ნიუტონის მეორე კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$F_t = ma_t = -mg \sin \frac{x}{\ell} \quad (1)$$



ნახ. 1.

რაც გვიჩვენებს, რომ მათემატიკური საქანი წარმოადგენს რთულ არაწრფივ სისტემას, რადგან, ძალა რომელიც ცდილობს დააბრუნოს საქანი წონასწორობის მდებარეობაში, პროპორციულია არა x წანაცვლების, არამედ $\sin(x/\ell)$ სიდიდის. მხოლოდ მცირე რხევების შემთხვევაში, როცა $\sin(x/\ell)$ მიახლოებით შეიძლება შეცვალოთ x/ℓ სიდიდით, მათემატიკური საქანი წარმოადგენს ჰარმონიულ ოსცილატორს, ე.ი. სისტემას რომელსაც შეუძლია შეასრულოს ჰარმონიული რხევა. პრაქტიკულად ასეთი მიახლოება სამართლიანია მხოლოდ $15 \div 20^\circ$ რიგის კუთხეებისათვის. ამასთან, $\sin(x/\ell)$ სიდიდე განსხვავდება x/ℓ მნიშვნელობისაგან არა უმეტეს 2%. დიდი ამპლიტუდების შემთხვევაში საქანის რხევები არ არის ჰარმონიული. აქ შეიძლება განვიხილოთ ორი შემთხვევა:

I შემთხვევა. მათემატიკური საქანის სიმძიმის ძალთა ველში თავისუფალი რხევითი მოძრაობისას, მისი სრული ენერგია - კინეტიკური და პოტენციური ენერგიების ჯამი, მუდმივია ($E = K + P = \text{const}$), ე.ი. შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$E = \frac{mv^2}{2} + mgsina \cdot r = \text{const}$$

სადაც, $mgsina$ არის სიმძიმის ძალის ტანგენციური მდგენელი. ამ გამოსახულების დიფერენცირებით მიიღება,

$$\frac{2mvdv}{2} + mgsina \cdot dr = 0$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ

$$vdv + gsina \cdot dr = 0$$

რომლის dt სიდიდეზე გაყოფით მიიღება,

$$\frac{vdv}{dt} + gsina \frac{dr}{dt} = 0$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $dr/dt = v$, გვექნება

$$\frac{vdv}{dt} + gsina \cdot v = 0$$

ანუ,

$$\frac{dv}{dt} + gsina = 0$$

სადაც,

$$\frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dr}{dt} \right)$$

ამიტომ, გვექნება

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{dr}{dt} \right) + gsina = 0$$

თუ ვისარგებლებთ $dr = \ell d\alpha$ თანაფარდობით, შეიძლება გადავიღეთ α ცვლადზე,

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{g}{\ell} sina = 0$$

მცირე რხევების შემთხვევაში, როცა საქანის რხევის კუთხე მცირეა, $sina \approx \alpha$ და გვექნება

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{g}{\ell} \alpha = 0$$

შემოვიღოთ აღნიშვნა,

$$\frac{g}{\ell} = \omega_o^2 \quad (2)$$

მაშინ გვექნება

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \omega_o^2 \alpha = 0, \text{ ან, } \ddot{\alpha} + \omega_o^2 \alpha = 0 \quad (3)$$

რომელიც წარმოადგენს, მათემატიკური საქანის ჰარმონიული რხევების, დიფერენციალურ განტოლებას. რომლის ამონახსნია,

$$\alpha = \alpha_m \cos(\omega_o t + \varphi_o)$$

ე.ი. მცირე რხევებისას მათემატიკური საქანი ასრულებს ჰარმონიულ რხევებს,

$$\omega_o = \sqrt{\frac{g}{\ell}}$$

სიხშირით, რომელსაც მათემატიკური საქანის მცირე რხევების საკუთარი სიხშირე ეწოდება, და

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{\ell}{g}}$$

პერიოდით.

II შემთხვევა. საქანის წონასწორობის მდებარეობიდან გადახრისას წარმოიშობა ძალის მომენტი

$$M = -mg\ell \sin\alpha \quad (1)$$

რომელიც, მყარი სხეულის ბრუნვითი მოძრაობის დინამიკის ძირითადი განტოლების თანახმად ტოლია,

$$M = J\varepsilon \quad (2)$$

სადაც, $J = m\ell^2$ - საქანის ინერციის მომენტი, ხოლო, $\varepsilon = d^2\alpha/dt^2$ - კი კუთხური აჩქარება. რომელთა გათვალისწინებით (2) განტოლება ასე ჩაიწერება,

$$M = m\ell^2 \cdot \frac{d^2\alpha}{dt^2} \quad (3)$$

(2) და (3) გამოსახულებების თანახმად, შეიძლება დავწეროთ,

$$m\ell^2 \cdot \frac{d^2\alpha}{dt^2} = -mg\ell \sin\alpha$$

რომელიც ასე ჩავწეროთ

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{g}{\ell} \sin\alpha = 0$$

მცირე რხევების შემთხვევაში, როცა საქანის რხევის კუთხე მცირეა, $\sin\alpha \approx \alpha$ და გვექნება

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{g}{\ell} \alpha = 0$$

შემოვიღოთ აღნიშვნა,

$$\omega_o^2 = \frac{g}{\ell} \quad (4)$$

მაშინ გვექნება,

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \omega_o^2 \alpha = 0 \text{ ან, } \ddot{\alpha} + \omega_o^2 \alpha = 0 \quad (5)$$

რომელიც წარმოადგენს, მათემატიკური საქანის, ჰარმონიული რხევების დიფერენციალურ განტოლებას. რომლის ამონახსნია,

$$\alpha = \alpha_m \cos(\omega_o t + \varphi_o)$$

ე.ი. მცირე რხევებისას მათემატიკური საქანი ასრულებს ჰარმონიულ რხევებს,

$$\omega_o = \sqrt{\frac{g}{\ell}}$$

სიხშირით, რომელსაც ფიზიკური საქანის მცირე რხევების საკუთარი სიხშირე ეწოდება, და

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{\ell}{g}}$$

პერიოდით.

ზამბარიანი საქანი წარმოადგენს აბსოლუტურად დრეკად ზამბარაზე ჩამოკიდებული m მასის ტვირთს, რომელიც ასრულებს ჰარმონიულ რხევებს $F_{\text{დრ}} = -kx$ დრეკადი ძალის მოქმედებით (ნახ. 1). ამიტომ, ნიუტონის მეორე კანონის თანახმად, ზამბარიანი საქანის რხევითი მოძრაობის განტოლება შემდეგნაირად ჩაიწერება,

$$ma = -kx$$

ანუ,

$$m\ddot{x} = -kx$$

რომელიც ასე ჩავეწერთ,

$$m\ddot{x} + kx = 0$$

განტოლების ყველა წევრი გავყოთ m სიდიდეზე, მივიღებთ,

$$\ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0$$

სადაც შემოვიღოთ აღნიშვნა,

$$\omega_o^2 = \frac{k}{m} \quad (1)$$

გვექნება,

$$\ddot{x} + \omega_o^2 x = 0 \quad (2)$$

რომელიც წარმოადგენს. ზამბარიანი საქანის, ჰარმონიული რხევების დიფერენციალურ განტოლებას. რომლის ამონახსნია,

$$x = x_{mo} \cos(\omega_o t + \varphi_o) \quad (3)$$

ე.ი. მცირე რხევებისას, ზამბარიანი საქანი ასრულებს ჰარმონიულ რხევებს,

$$\omega_o = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (4)$$

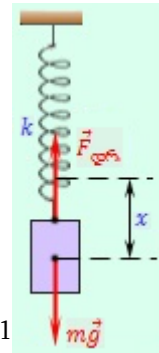
სიხშირით, და

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$$

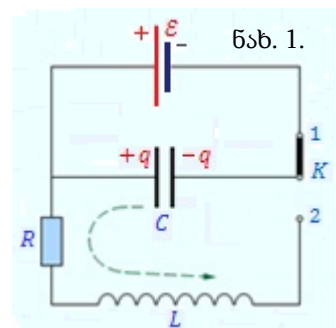
პერიოდით.

როგორც ჩანს, რხევითი სისტემის ფიზიკური თვისებები განისაზღვრებიან მხოლოდ რხევის საკუთარი სიხშირით ω_o , ანუ, პერიოდით T . რხევითი პროცესის ისეთი პარამეტრები, როგორიცაა ამპლიტუდა x_m და საწყისი ფაზა φ_o განისაზღვრებიან საწყისი პირობებით. მაგალითად, თუ ტვირთი წანაცვლებული იქნა წონასწორობის მდებარეობიდან Δl მანძილზე და შემდეგ, დროის $t = 0$ მომენტში გაუშვეს საწყისი სიჩქარის გარეშე, მაშინ $x_m = \Delta l$ და $\varphi_o = 0$. მაგრამ, თუ წონასწორობის მდებარეობაში მყოფ ტვირთს, მკვეთრი ბიძგის საშუალებით მიანიჭეს $\pm v_o$ საწყისი სიჩქარე, მაშინ $x_m = \sqrt{m/k} v_o$ და $\varphi_o = \pm \pi/2$. ამრიგად, თავისუფალი რხევების ამპლიტუდა x_m და საწყისი ფაზა φ_o განსაზღვრებიან საწყისი პირობებით.

რხევითი კონტური წარმოადგენს ინდუქტივობის კოჭისა და კონდენსატორის სისტემას. მრავალრიცხოვან ელექტრომაგნიტურ მოვლენებს შორის განსაკუთრებული ადგილი უჭირავს ელექტრომაგნიტურ რხევებს, რომლის დროსაც ელექტრული სიდიდეები: მუხტის სიდიდე, დენის ძალა, ძაბვა, ელექტრული ველის დამაბულობა, მაგნიტური ველის ინდუქცია და სხვა ელექტროდინამიკური სიდიდეები, იცვლებიან პერიოდულად. ელექტრომაგნიტური რხევები წარმოადგენს, ელექტრული და მაგნიტური ველების ურთიერთდაკავშირებული რხევებს. ელექტრომაგნიტური რხევების აგზნებისა და შენარჩუნებისათვის გამოიყენება განსაზღვრული სისტემები, რომელთაგან მარტივს წარმოადგენს რხევითი კონტური - მიმდევრობით შეერთებული L ინდუქციურობის კოჭას, C ტევადობის კონდენსატორის და R წინაღობის რეზისტორისაგან შემდგარი წრედი (ნახ. 1). განვიხილოთ იდეალური შემთხვევა ($R \approx 0$). ასეთ კონტურში რხევების აგზნებისათვის, კონდენსატორს წინასწარ დამუხტავენ, მიანიჭებენ მის შემონაფენებს $\pm q$ მუხტს. ამიტომ, დროის საწყის მომენტში ($t = 0$) (ნახ. 2a), კონდენსატორის ფირფიტებს შორის წარმოიშობა ელექტრული ვე-



ნახ. 1



ნახ. 1.

ლი, რხევითი კონტურის მთლიანი ენერგია კონცენტრირებული იქნება კონდენსატორში და კონდენსატორის $W_e = q^2/2C$ ენერგიის ტოლია.

თუ კონდენსატორს ჩავრთობთ L ინდუქციურობის კოჭასთან, მაშინ ის დაიწყებს განმუხტვას და კონდენსატორში წარმოიშობა დროით ზრდადი I ელექტრული დენი. მაგრამ, დენი გაიზრდება არა მყისიერად, არამედ თანდათანობით, რადგან, როგორც კი დენი დაიწყებს ზრდას, კოჭაში წარმოიშობა თვითინდუქციის ემძ-ის დენი (თვითინდუქციის დენი), რომელიც მიმართულია განმუხტავი კონდენსატორის მიერ შექმნილი დენის საპირისპიროდ და ეწინააღმდეგება დენის ზრდას. შესაბამისად, ელექტრული ველის ენერგია დაიწყებს შემცირებას (მიისწრაფვის ნულისაკენ), ხოლო კოჭას მაგნიტური ველის ენერგია კი ზრდას (მიისწრაფვის რაღაც მაქსიმალური მნიშვნელობისაკენ). კონდენსატორის განმუხტვის დაწყებიდან დროის $t = T/4$ შუალედის შემდეგ, კონდენსატორი მთლიანად განიმუხტება - მისი მუხტი, შემონაფენებს შორის ძაბვა და ელექტრული ველის ენერგია იქნება ნულის ტოლი (ნახ. 2b). კონდენსატორის ელექტრული ველის ენერგია გარდაიქმნება კოჭას მაგნიტური ველის ენერგიად, ხოლო, წრედში დენი მიაღწევს მაქსიმუმალურ მნიშვნელობას. რხევითი კონტურის მთლიანი ენერგია კონცენტრირებულია კოჭაში და კოჭას მაგნიტურ ველის ენერგიის $W_m = LI^2/2$ ტოლია. რადგან $R = 0$, ამიტომ, ენერგიის შენახვის კანონის თანახმად,

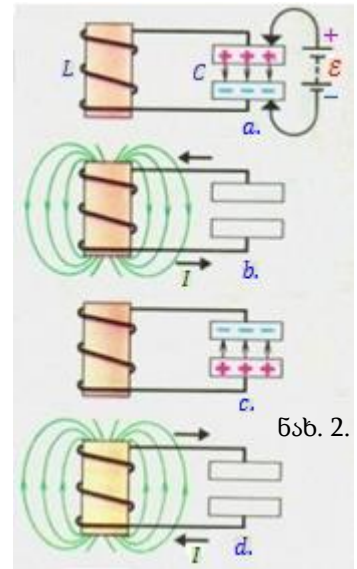
$$W = \frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2} = const$$

ელექტრული ველის ენერგია არ გაქრება - ის გარდაიქმნება კოჭას მაგნიტური ველის ენერგიად.

კონდენსატორის სრული განმუხტვის შემდეგ, კონტურში დენის ძალა დაიწყებს შემცირებას, მაგრამ, როგორც კი დენი დაიწყებს შემცირებას, კოჭაში წარმოიშობა თვითინდუქციის ემძ, რომელიც ეწინააღმდეგება დენის შემცირებას. მაგრამ ახლა თვითინდუქციის დენი მიმართულია განმუხტავი კონდენსატორის დენის მიმართულების მხარეს და ეწინააღმდეგება მის შემცირებას. რის შედეგადაც, განმუხტვის დაწყებიდან დროის $t = T/2$ მომენტისათვის, კონდენსატორი გადაიმუხტება: მისი მუხტი კვლავ ტოლი იქნება q_m , მაგრამ ახლა ზედა შემონაფენი დამუხტ-ული იქნება უარყოფითად, ხოლო, ქვედა - დადებითად (ნახ. 2c).

ამ მომენტიდან კონდენსატორი კვლავ დაიწყებს განმუხტვას, მაგრამ, დენი გაივლის საპირისპირო მიმართულებით და პროცესი განმეორდება. ცხადია, რომ დროის $t = (3/4)T$ ტოლი შუალედის შემდეგ კონდენსატორი კვლავ განიმუხტება (ნახ. 2d). ხოლო, $t = T$ დროის შემდეგ დამუხტული იქნება ისევ, როგორც (განმუხტვის დაწყების) საწყის მომენტში ($t = 0$), ე.ი. $t = T$ დროის მომენტისათვის, სისტემა დაუბრუნდება თავდაპირველ მდგომარეობას (ნახ. 2a). ამის შემდეგ დაიწყება კონდენსატორის განმუხტვისა და დამუხტვის განხილული ციკლების განმეორება. ენერგიის დანაკარგს, რომ არ ჰქონდეს ადგილი, კონტურში შესრულდება პერიოდული არამილ-ევადი რხევები, ე.ი. პერიოდულად შეიცვლება q მუხტი კონდენსატორის შემონაფენებზე, U ძაბვა კონდენსატორზე და ინდუქციურობის კოჭაში გამავალი I დენი. ამასთან, პერიოდის პირველი ნახევრის განმავლობაში დენი გადის ერთი მიმართულებით, ხოლო მეორე ნახევრის განმავლობაში საპირისპირო მიმართულებით.

განხილული ჩაკეტილი RLC წრედისათვის, რომელიც არ შეიცავს გარეშე დენის წყაროს, ომ-ის კანონი ჩაიწერება შემდეგი სახით,



ნახ. 2.

$$U_R + U_C = \mathcal{E}_s \quad (1)$$

სადაც, $U_R = IR$ - ძაბვაა რეზისტორზე, $U_C = q/C$ - ძაბვა კონდენსატორზე, $\mathcal{E}_s = -L(dI/dt)$ კოჭაში ცვლადი დენის გავლისას წარმოშობილი თვითინდუქციის ემმ. $I = dq/dt$ - დენი წრედში, q - კონდენსატორის მუხტი. რომელთა გათვალისწინებით (1) ასე ჩაიწერება

$$IR + \frac{q}{C} = -L \frac{dI}{dt} \quad (2)$$

ან, შემდეგნაირად,

$$L \frac{dI}{dt} + IR + \frac{q}{C} = 0 \quad (3)$$

რომლის L სიდიდეზე გაყოფით მიიღება,

$$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L}I + \frac{1}{LC}q = 0 \quad (4)$$

თუ ცვლად სიდიდედ ავირჩევთ კონდენსატორის მუხტს $q = q(t)$, და გავითვალისწინებთ, რომ

$$\frac{dI}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2} \equiv \ddot{q}$$

(4) განტოლება ასე ჩაიწერება,

$$\ddot{q} + \frac{R}{L}\dot{q} + \frac{1}{LC}q = 0 \quad (5)$$

ჯერ განვიხილოთ შემთხვევა, როცა კონტურში ელექტრომაგნიტური ენერგიის დანაკარგს არ აქვს ადგილი ($R = 0$). მაშინ (5) განტოლებიდან მიიღება,

$$\ddot{q} + \frac{1}{LC}q = 0 \quad (6)$$

შემოვიღოთ აღნიშვნა,

$$\omega_o^2 = \frac{1}{LC} \quad (7)$$

გვექნება,

$$\ddot{q} + \omega_o^2 q = 0 \quad (8)$$

რომელიც წარმოადგენს კონტურში თავისუფალი ჰარმონიული ელექტრომაგნიტური რხევების დიფერენციალურ განტოლებას, რომლის ამონახსნია,

$$q = q_m \cos(\omega_o t + \varphi_o) \quad (9)$$

საიდანაც, გამომდინარეობს, რომ მიღების არ არსებობისას, რხევით კონტურში, q მუხტი ასრულებს ჰარმონიულ რხევებს $\omega_o = \sqrt{1/LC}$ სიხშირით. მას კონტურის საკუთარი სიხშირე ეწოდება და შეესაბამება ჰარმონიული ოსცილატორის სიხშირეს. ცხადია, რომ რხევით კონტურის რხევის პერიოდი ტოლი იქნება,

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad (10)$$

რომელსაც, ტომსონის ფორმულა ეწოდება.

q_m ამპლიტუდა და φ_o საწყისი ფაზა განისაზღვრებიან საწყისი პირობებიდან. კერძოდ, კონტურში რხევითი პროცესის დაწყებისას, $q_m = C\mathcal{E}$, $\varphi_o = 0$ (ნახ. 1).

რხევით კონტურში დენის ძალა ტოლი იქნება,

$$I = \dot{q} = \frac{dq}{dt} = -\omega_o q_m \sin(\omega_o t + \varphi_o) = I_m \cos\left(\omega_o t + \varphi_o + \frac{\pi}{2}\right) \quad (11)$$

სადაც, $I_m = -\omega_o q_m$ - დენის ძალის ამპლიტუდაა. როგორც ჩანს, დენის ძალა უსწრებს ძაბვას კონდენსატორზე $\pi/2$ ფაზით. როცა დენი აღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას, მუხტი და ძაბვა მისი წრფის ნულისაკენ და პირიქით.

ძაბვა კონდენსატორზე ტოლი იქნება,

$$U_C = \frac{q}{C} = \frac{q_m}{C} \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = U_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (12)$$

სადაც, $U_m = q_m/C$ - ძვოს ამპლიტუდაა. (9), (11) და (12) გამოსახულებებიდან გამომდინარეობს, რომ I დენის ძალის რხევა უსწრებს q მუხტის რხევას $\pi/2$ ფაზით, ე.ი. როცა დენი აღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას, მუხტი (და აგრეთვე ძაბვა) მიისწრაფვიან ნულისაკენ, და პირიქით.

ყველა რეალური კონტურს გააჩნია R ელექტრულ წინაღობა. რხევის ყოველი პერიოდის განმავლობაში, კონტურის ელექტრომაგნიტური ენერგიის ნაწილი, გარდაიქმნება ჯოულის სითბოდ და რხევები მიიღევა (ნახ. 3). მიღევის არსებობის შემთხვევაში კონტურში თავისუფალი რხევების განტოლებას გააჩნია შემდეგი სახე,

$$\ddot{q} + 2\delta\dot{q} + \omega_0^2 q = 0 \quad (13)$$

სადაც, $\delta = R/2L$ ფიზიკურ სიდიდეს მიიღევის კოეფიციენტი ეწოდება. ამ დიფერენციალური განტოლების ამონახსნს წარმოადგენს,

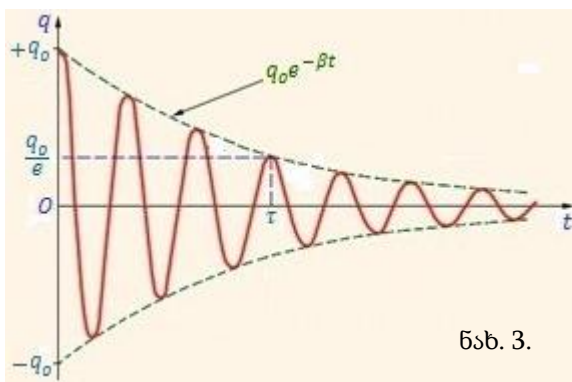
$$q(t) = q_m e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (2)$$

ფუნქცია, რომელიც შეიცავს $e^{-\delta t}$ მამრავლს, რომელიც აღწერს რხევის მიღევას. მიღევის სიჩქარე დამოკიდებულია კონტურის R ელექტრულ წინაღობაზე. დროს $\tau = 1/\delta$, რომლის განმავლობაში რხევის ამპლიტუდა $e \approx 2.7$ -ჯერ შემცირდება, მიღევის დრო ეწოდება.

RLC კონტურისათვის Q ვარგისობა განისაზღვრება ფორმულით

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

რადიოტექნიკაში გამოყენებული ელექტრული კონტურების ვარგისობა რამოდენიმე ერთეული და ათეული რიგისაა.



ნახ. 3.

§161. მიღევადი რხევები

ნებისმიერ რეალურ რხევით სისტემებში არსებობენ წინაღობის (ხახუნის) ძალები, რომელთა მოქმედებები იწვევენ სისტემის ენერგიის შემცირებას. თუ ენერგიის შემცირების შევსება არ ხდება გარე ძალების ხარჯზე, მაშინ რხევა მიიღევა, რაც განპირობებულია ძირითადად ხახუნით (მექანიკური სისტემებში) და წინაღობით (ელექტრომაგნიტურ რხევით კონტურებში). რხევებს, რომელთა ამპლიტუდა დროის მიხედვით მუდმივად კლებულობს, მიღევადი რხევები ეწოდება.

რხევების მიღევის კანონი განისაზღვრება რხევითი სისტემების თვისებებით. ჩვეულებრივ განიხილავენ წრფივ სისტემებს - იდეალიზებულ სისტემებს, რომელთა ფიზიკური თვისებების განმსაზღვრელი პარამეტრები, რხევითი პროცესის დროს არ იცვლებიან. ანუ ისეთი პარამეტრები, როგორიცაა სიმძიმის ძალა, ზამბარის დრეკადობა, წინაღობა, ინდუქციურობა და სხვ., არ არიან დამოკიდებული მერხევი სიდიდის არც წანაცვლებაზე, არც სიჩქარეზე და არც აჩქარებაზე. წრფივ სისტემებს წარმოადგენენ მაგალითად, ზამბარიანი საქანი, ზამბარის მცირე გაჭიმვის შემთხვევაში (როცა სამართლიანია ჰუკის კანონი), რხევითი კონტური, რომლის ინდუქციურობა,

ტევადობა და წინაღობა არ არის დამოკიდებული კონტურში არც დენსა და არც ძაბვაზე. შემდგომში ჩვენ განვიხილავთ მხოლოდ წრფივ სისტემებს.

ყველა რეალური სისტემების რხევები ყოველთვის მიღევადია. მიღევადი რხევისათვის ნიუტონის მეორე კანონის განტოლება შემდეგი სახით ჩაიწერება,

$$m\ddot{a} = \vec{F}_{\text{წინ.}} + \vec{F}_{\text{დრ.}} \quad (1)$$

სადაც, $\vec{F}_{\text{წინ.}}$ - წინაღობის ძალაა, $\vec{F}_{\text{დრ.}}$ - დრეკადობის ძალა. მრავალ შემთხვევაში, პირველი მიახლოებით შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ მცირე სიჩქარეებისას, რხევის მიღევის გამომწვევი ძალები, სიჩქარის სიდიდის პროპორციულია (მაგალითად, ქანქარა). ამიტომ, წინაღობის ძალა შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით,

$$\vec{F}_{\text{წინ.}} = -\eta \vec{v}$$

სადაც, η - წინაღობის კოეფიციენტი, $\vec{v}$ - მოძრაობის სიჩქარე. მაშინ (1) განტოლება ასე ჩაიწერება,

$$m\ddot{a} = -\eta \vec{v} - k\vec{r}$$

ან,

$$m\ddot{a} + \eta \vec{v} + k\vec{r} = 0 \quad (2)$$

დაუშვათ, რომ რხევები მიმდინარეობს X ღერძის გასწვრივ და თუ გავითვალისწინებთ აგრეთვე სხეულის აჩქარებას და მის კოორდინატს შორის კავშირს: $a = \ddot{x} = du/dt$, მაშინ (2) განტოლება ასე ჩაიწერება,

$$m\ddot{x} + \eta \dot{x} + kx = 0 \quad (3)$$

ამ განტოლების ყველა წევრის m სიდიდეზე გაყოფით მიიღება,

$$\ddot{x} + \frac{\eta}{m} \dot{x} + \frac{k}{m} x = 0$$

სადაც, თუ შემოვიღებთ აღნიშვნებს,

$$\frac{\eta}{m} = 2\beta, \quad \frac{k}{m} = \omega_o^2$$

მაშინ (3) განტოლება ასე ჩაიწერება,

$$\ddot{x} + 2\beta \dot{x} + \omega_o^2 x = 0 \quad (4)$$

რომელიც წარმოადგენს მეორე რიგის წრფივ ერთგვაროვან დიფერენციალურ განტოლებას, რომლის ამონახსნს (როცა $\beta \leq \omega_o$) გააჩნია გააჩნია შემდეგი სახე,

$$x = A(t) \cos(\omega t + \varphi_o) \quad (5)$$

სადაც, $A(t)$ - დროის რაღაც ფუნქციაა. მარტივი გამოთვლებით მიიღება, რომ

$$A(t) = A_o e^{-\beta t} \quad (6)$$

რომელსაც, მიღევადი რხევების ამპლიტუდა ეწოდება. სადაც, A_o - საწყისი ამპლიტუდაა. (5) განტოლებაში ω ($\omega \neq \omega_o$) მიღევადი რხევების სიხშირეა, რომელიც განისაზღვრება შემდეგი პირობიდან,

$$\omega^2 = \omega_o^2 - \beta^2, \text{ ან, } \omega^2 = k/m - (\eta/2m)^2 \quad (7)$$

ცხადია, რომ $A(t)$ მნიშვნელობის გათვალისწინებით (5) ამონახსნი ასე ჩაიწერება,

$$x = A_o e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (8)$$

სადაც, x - მერხვეი სიდიდეა, რომელიც აღწერს ამა თუ იმ ფიზიკურ პროცესს, $\beta = \text{const}$ - მიღევის კოეფიციენტი, ω_o - იმავე რხევითი სისტემის თავისუფალი არამიღევადი რხევების ($\beta = 0$, ე. ი. როცა ადგილი არ აქვს ენერგიის დანაკარგს) წრიული (ციკლური) სიხშირეა, რომელსაც რხევითი სისტემის საკუთარი სიხშირე ეწოდება. A_o და φ_o განისაზღვრებიან სასაზღვრო პირობებიდან.

მიღევადი რხევები არ არის პერიოდული პროცესი, რადგან მასში არ მეორდება მაგალით,

ად, ამპლიტუდის მაქსიმალური მნიშვნელობა. ანუ, მისთვის არ შეიძლება გამოყენებული იქნეს პერიოდის ან სიხშირის ცნებები. ამიტომ, ω სიდიდეს წრიული სიხშირე შეიძლება ვუწოდოთ პირობითად. ასევე, პირობითად შეიძლება ვისარგებლოთ პერიოდის ცნებით, როგორც მერხვეი ფიზიკური სიდიდის ორ მომდევნო მაქსიმუმს (ან, მინიმუმს) შორის დროის შუალედი. ამიტომ მიღევადი რხევების პერიოდი ტოლი იქნება,

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\omega_0^2 - \beta^2} \quad (9)$$

მიღევადი რხევების ექსპერიმენტული გრაფიკი მიღევის კოეფიციენტის მცირე მნიშვნელობისას წარმოდგენილია ნახაზზე (ნახ. 1). სადაც, (5) დამოკიდებულება გამოსახულია წითელი ფერის მრუდით, ხოლო, (6) დამოკიდებულება კი, მწვანე ფერის მრუდით. $\tau = 1/\beta$ დროის შუალედს, რომლის განმავლობაში მიღევადი რხევების ამპლიტუდა e -ჯერ კლებულობს, რელაქსაციის დრო ეწოდება.

როცა პერიოდით განსხვავებული დროის შესაბამისი, ორი მომდევნო რხევის ამპლიტუდებია $A(t)$ და $A(t + T)$, მაშინ

$$\frac{A(t)}{A(t + T)} = e^{\beta T} \quad (10)$$

ფარდობას, მიღევის დეკრემენტი ეწოდება, ხოლო, მის ნატურალურ ლოგარითმს,

$$\theta = \ln \frac{A(t)}{A(t + T)} = \beta T = \frac{T}{\tau} = N \quad (11)$$

მიღევის ლოგარითმული დეკრემენტი ეწოდება. მოცემული რხევითი სისტემისათვის, მიღევის ლოგარითმული დეკრემენტი მუდმივი სიდიდეა. N არის რხევების რიცხვი, რომლის განმავლობაში ამპლიტუდა e -ჯერ მცირდება.

მერხვეი სისტემის დასახასიათებლად სარგებლობენ Q ვარგისობით, რომელიც ლოგარითმული დეკრემენტის მცირე მნიშვნელობისას ტოლია,

$$Q = \frac{\pi}{\theta} = \pi N = \frac{\pi}{\delta T_0} = \frac{\omega_0}{2\beta} \quad (12)$$

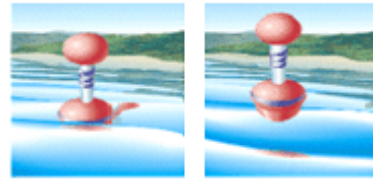
რადგან მიღევა მცირეა ($\beta^2 \ll \omega_0^2$), ამიტომ, T შეიძლება ჩავთვალოთ T_0 ტოლი. (12) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ ვარგისობა, სისტემის მიერ რელაქსაციის დროის განმავლობაში შესრულებული რხევების N რიცხვის პროპორციულია.

წრფივი სისტემის თავისუფალი მიღევადი რხევებისათვის მიღებული შედეგები, შეიძლება გამოყენებული იქნეს სხვადასხვა ფიზიკური ბუნების - მექანიკური (მაგალითად, შეიძლება განვიხილოთ ზამბარიანი საქანნი) და ელექტრომაგნიტური (მაგალითად, შეიძლება განვიხილოთ ელექტრული რხევითი კონტური) რხევებისათვის.

§162. იძულებითი რხევები. რეზონანსი. ავტორხევები

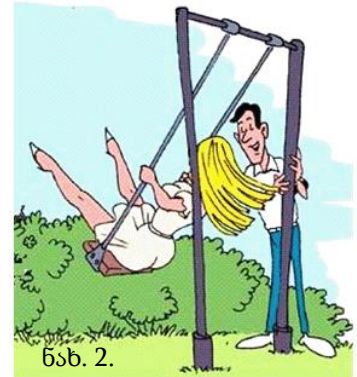
ხახუნის არსებობის გამო, თავისუფალი რხევები თანდათანობით მიიღევა და რაღაც დროის შემდეგ შეწყდება. იმისათვის, რომ მიღევას არ ჰქონდეს ადგილი, მერხვე სხეულზე პერიოდულად უნდა მოქმედებდეს რაიმე გარეშე სხეული (ძალა). მაგალითად, ტალღის მხრივ პერიოდ-

ული ძალის მოქმედებით ტივტივა ასრულებს იძულებით რხევებს (ნახ. 1), იძულებით რხევებს ასრულებს საქანელა, გარეშე პერიოდული ძალის (ადამიანის ხელის) მოქმედებით (ნახ. 2). გარეშე პერიოდული ძალის მოქმედებით შესრულებულ რხევებს, იძულებითი რხევები ეწოდება. გარეშე ძალა ასრულებს დადებით მუშაობას და უზრუნველყოფს რხევით სისტემაზე ენერგიის მიწოდებას. ის არ აძლევს რხევებს მიღწევის საშუალებას, წინააღობის ძალის მოქმედების მიუხედავად.



ნახ. 1.

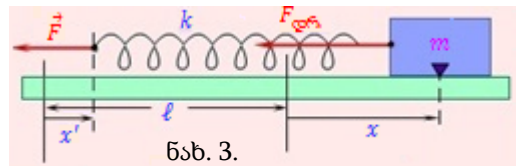
გარეშე პერიოდული ძალა შეიძლება იცვლებოდეს დროის მიხედვით სხვადასხვა კანონით. განსაკუთრებულ ინტერესს წარმოადგენს შემთხვევა, როცა ω სიხშირის, ჰარმონიული კანონით ცვალებადი გარეშე ძალა, მოქმედებს რხევით სისტემაზე, რომელიც ასრულებს საკუთარ რხევებს, რაღაც ω_0 სიხშირით.



ნახ. 2.

რხევით სისტემაზე გარეშე ძალის ზემოქმედების დაწყების შემდეგ, იძულებითი რხევების დამყარებისათვის საჭიროა Δt დრო. საწყის მომენტში, რხევით სისტემაში აღიძვრება ორივე პროცესი - ω სიხშირის იძულებითი რხევები და ω_0 საკუთარი სიხშირის თავისუფალი რხევები. მაგრამ თავისუფალი რხევები მიიღევა ხახუნის ძალების არსებობის გამო. ამიტომ, რაღაც დროის შემდეგ რხევით სისტემაში დარჩება მხოლოდ გარეშე იძულებითი ძალის, ω სიხშირის სტაციონარული რხევები. რხევების დამყარების დრო, სიდიდით ტოლია, რხევით სისტემაში თავისუფალი რხევების მიღწევის τ დროის.

მაგალითისათვის განვიხილოთ ზამბარაზე დამაგრებული სხეულის იძულებითი რხევები (ნახ. 3). დაუშვათ, რომ $\vec{F}$ გარეშე ძალა მოდებულია ზამბარის მარცხენა თავისუფალ ბოლოზე და აიძულებს მას გადაადგილდეს,



ნახ. 3.

$$x' = x'_m \cos \omega t$$

კანონით. როცა ზამბარის მარცხენა მხარე, თავდაპირველი მდებარეობიდან (როცა ზამბარა არ იყო დეფორმირებული) წანაცვლებულია x' მანძილზე, ხოლო მარჯვენა x მანძილზე, მაშინ ზამბარის წაგრძელება ტოლი იქნება,

$$\Delta l = x - x' = x - x'_m \cos \omega t$$

მაშინ, მერხვეი სხეულისათვის, ნიუტონის მეორე კანონის განტოლება ასე ჩაიწერება,

$$ma = -k(x - x')$$

ან,

$$ma = -kx + kx'_m \cos \omega t \quad (1)$$

ამ განტოლებაში, სხეულზე მოქმედი ძალა წარმოდგენილია ორი შესაკრების სახით. პირველი შესაკრები არის დრეკადობის ძალა, რომელიც ცდილობს დააბრუნოს სხეული წონასწორობის მდებარეობაში ($x = 0$). ხოლო მეორე შესაკრები კი სხეულზე გარეშე პერიოდული ზემოქმედებაა, რომელსაც გარეშე იძულებით ძალა ეწოდება. (1) განტოლება ასე ჩავწერთ,

$$ma + kx = kx'_m \cos \omega t$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ სხეულის აჩქარებას და მის კოორდინატს შორის კავშირს: $a = \ddot{x} = dv/dt$, მაშინ ის შემდეგი სახით ჩაიწერება,

$$m\ddot{x} + kx = kx'_m \cos \omega t \quad (2)$$

სადაც, არ არის გათვალისწინებული წინაღობის ძალის მოქმედება. მრავალ შემთხვევაში, პირველ მიახლოებით, შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ მცირე სიჩქარეებისას, რხევების მიღწევის გამომწვევი ძალები, სიჩქარის სიდიდის პროპორციულია,

$$\vec{F}_{\text{წინ.}} = -\eta \vec{v}$$

რომლის გათვალისწინებით, (2) განტოლება შემდეგი სახით ჩაიწერება

$$m\ddot{x} + \eta\dot{x} + kx = kx'_m \cos \omega t$$

თუ ამ განტოლების ყველა წევრს გავყოფთ m სიდიდეზე, მიიღება,

$$\ddot{x} + \frac{\eta}{m}\dot{x} + \frac{k}{m}x = \frac{kx'_m}{m} \cos \omega t$$

სადაც თუ შემოვიღებთ აღნიშვნებს,

$$2\beta = \frac{\eta}{m}, \quad \omega_o^2 = \frac{k}{m}, \quad f = \frac{kx'_m}{m},$$

მივიღებთ,

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_o^2 x = f \cos \omega t \quad (3)$$

იძულებითი რხევების განტოლებას, რომელიც წარმოადგენს მეორე რიგის წრფივ არაერთგვაროვან დიფერენციალურ განტოლებას. დიფერენციალურ განტოლებათა თეორიიდან ცნობილია, რომ არაერთგვაროვანი განტოლების ამონახსნი, შესაბამისი ერთგვაროვანი განტოლების ზოგადი ამონახსნის და არაერთგვაროვანის განტოლების კერძო ამონახსნების ჯამის ტოლია. ერთგვაროვანი განტოლების ზოგადი ამონახსნს (როცა $\beta \leq \omega_o$) გააჩნია შემდეგი სახე,

$$x = A_o e^{-\beta t} \cos(\omega' t + \varphi') \quad (4)$$

სადაც, $\omega' = \sqrt{\omega_o^2 - \beta^2}$, ხოლო, A_o და φ' ნებისმიერი მუდმივებია.

დაუშვათ, რომ (3) განტოლების ამონახსნს გააჩნია შემდეგი სახე

$$x = A \cos(\omega t - \varphi) \quad (5)$$

მოცემულ შემთხვევაში მოსახერხებელია, φ_o საწყისი ფაზა აღვნიშნოთ φ ასოთი. სადაც, A და φ განისაზღვრებიან შემდეგი ფორმულებით,

$$A(\omega) = \frac{f^2}{\sqrt{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \quad (6)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\beta \omega}{\omega_o^2 - \omega^2} \quad (7)$$

A და φ მნიშვნელობებს (6) და (7) ფორმულებიდან თუ ჩავსვამთ (5) ფორმულაში მივიღებთ, რომ (3) არაერთგვაროვანი განტოლების კერძო ამონახსნს გააჩნია შემდეგი საბოლოო სახე,

$$x = \frac{f^2}{\sqrt{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \cos \left(\omega t - \arctg \frac{2\beta \omega}{\omega_o^2 - \omega^2} \right) \quad (7)$$

როგორც (6) და (7) ფორმულებიდან ჩანს, იძულებითი რხევების $A(\omega)$ ამპლიტუდა და φ საწყისი ფაზა, დამოკიდებულია ω_o და ω სიხშირეებს შორის დამოკიდებულებასა და გარეშე ძალის ამპლიტუდაზე. (6) გამოსახულებიდან გამომდინარეობს, რომ მოცემული სისტემის რაღაც განსაზღვრული სიხშირისათვის, რხევის ამპლიტუდა აღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას. ამ მოვლენას რეზონანსი ეწოდება, ხოლო, შესაბამის სიხშირეს კი, რეზონანსული სიხშირე.

იმისათვის, რომ განვსაზღვროთ რეზონანსული სიხშირე ($\omega_{\text{რეზ.}}$) - სიხშირე, რომლის დროსაც ამპლიტუდა აღწევს მაქსიმუმალურ მნიშვნელობას, უნდა ვიპოვოთ (6) ფუნქციის მაქსიმუმი, ან, რაც იგივეა, ფესვქვეშა გამოსახულების მინიმუმი. ამისათვის, ფესვქვეშა გამოსახულება გავადიფერენციალოთ ω სიდიდით და გავუტოლოთ ნულს, მაშინ მიიღება,

$$-4(\omega_o^2 - \omega^2)\omega + 8\beta^2 \omega = 0 \quad (8)$$

საიდანაც შეიძლება განვსაზღვროთ $\omega_{რეზ}$ სიხშირე. (8) ტოლობა სრულდება მაშინ, როცა $\omega = 0$, ან $\pm \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$. რომელთაგან, ფიზიკური აზრი გააჩნია მხოლოდ დადებით მნიშვნელობას. ცხადია, რომ რეზონანსული სიხშირე ტოლია,

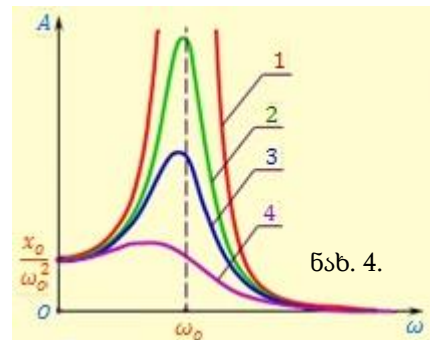
$$\omega_{რეზ} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \quad (9)$$

რეზონანსული სიხშირის ამ მნიშვნელობას თუ გავითვალისწინებთ (6)-ში, მივიღებთ ამპლიტუდის მნიშვნელობას რეზონანსის დროს,

$$A_{რეზ} = \frac{f}{2\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \quad (10)$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ გარემოს წინააღობის არ არსებობისას, რეზონანსის დროს, ამპლიტუდა მიისწრაფვის უსასროლობისაკენ. (9) თანახმად, იმავე პირობებში, როცა $\beta \rightarrow 0$, რეზონანსული სიხშირე ემთხვევა სისტემის რხევის ω_0 საკუთარ სიხშირეს.

იძულებითი რხევების რხევის ამპლიტუდის A , იძულებითი ძალის ω სიხშირეზე (ან რაც იგივეა, რხევის სიხშირეზე) დამოკიდებულებას, რეზონანსული მახასიათებელი, ან, რეზონანსული მრუდი ეწოდება (ნახ. 4). გრაფიკზე, ცალკეული მრუდები შეესაბამებინ, β პარამეტრის სხვადასხვა მნიშვნელობებს. (9) და (10) თანახმად, რაც ნაკლებია β , მით მაღლა და მარჯვნივ მდებარეობს მოცემული მრუდის მაქსიმუმი. ძალიან დიდი მიღევისას ($\beta^2 > \omega_0^2$), რეზონანსული სიხშირის გამოსახულება წარმოსახვითია, რაც ნიშნავს, რომ ასეთ შემთხვევაში რეზონანს ადგილი არ აქვს. სიხშირის გაზრდისას, იძულებითი რხევების ამპლიტუდა მონოტონურად კლებულობს.



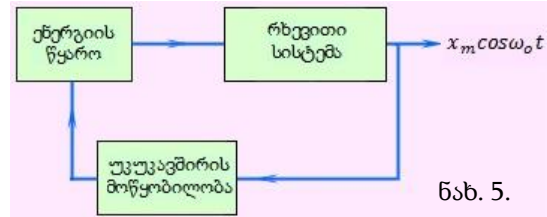
ნახ. 4.

როცა ω მიისწრაფვის ნულისაკენ, ყველა მრუდი იკრიბება, ნულისაგან განსხვავებულ ზღვრულ მნიშვნელობასთან (f/ω_0^2), რომელიც წარმოადგენს, წონასწორობის მდებარეობიდან წანაცვლებას, რომელსაც ღებულობს სისტემა F სიდიდის მუდმივი ძალის მოქმედებით. როცა ω მიისწრაფვის უსასროლობისაკენ, ყველაა მრუდი ასიმპტოტურად მიისწრაფვის ნულისაკენ, რდგან დიდი სიხშირეებისას, ძალა ისე სწრაფად იცვლის თავის მიმართულებას, რომ სისტემა ვერ ასწრებს შესამჩნევ წანაცვლებას, წონასწორობის მდებარეობიდან. და ბოლოს, რაც უფრო ნაკლებია β , მით უფრო ძლიერ იცვლება სიხშირით ამპლიტუდა, და მით უფრო „მახვილი“ მიიღება მაქსიმუმი.

რეზონანსის მოვლენა შეიძლება იყოს როგორც საზიანო, ასევე სასარგებლო. მაგალითად, მანქანების და სხვადასხვა სახის ნაგებობების კონსტრუირებისას, აუცილებელია, რომ მათი საკუთარი რხევების სიხშირე არ დაემთხვეს, შესაძლო გარე ზემოქმედების სიხშირეს, წინააღმდეგ შემთხვევაში, წარმოიშობა ვიბრაციები, რომლებმაც შეიძლება გამოიწვიონ მათი სერიოზული დაზიანებები. მეორეს მხრივ, რეზონანსის არსებობა საშუალებას გვაძლევს აღმოვაჩინოთ ძალიან მცირე რხევებიც კი, თუ მათი სიხშირე ემთხვევა ხელსაწყო საკუთარი რხევების სიხშირეს. მაგალითად, რეზონანსის მოვლენა გამოიყენება რადიოტექნიკაში, გამოყენებითი აკუსტიკაში, ელექტროტექნიკაში და სხვ.

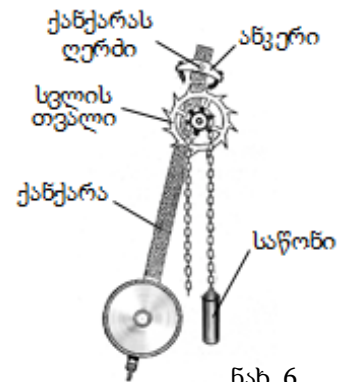
იძულებითი რხევები არამიღევადი რხევებია. ენერგიის დანაკარგის კომპენსაცია ხდება პერიოდულად მოქმედი გარე ძალის წყაროდან ენერგიის მიწოდებით. არსებობენ სისტემები, სადაც არამიღევადი რხევები აღიძვრებიან არა გარეშე პერიოდული ზემოქმედების შედეგად, არამედ ასეთ სისტემებში, მუდმივი წყაროდან, ენერგიის მიწოდების თვითრეგულირების უნარის არსე-

ბოზით. ასეთ სისტემებს ავტორხვევითი სისტემები ეწოდებათ, ხოლო ასეთ სისტემებში არამილევადი რხევების პროცესს - ავტორხვევები. ავტორხვევით სისტემებში შეიძლება გამოვყოთ სამი მახასიათებელი ელემენტი: რხევითი სისტემა, ენერგიის წყარო და უკუკავშირის მოწყობილობა რხევით სისტემასა და ენერგიის წყაროს შორის (ნახ. 5.). რხევით სისტემად შეიძლება გამოყენებული იქნეს ნებისმიერი მექანიკური სისტემა, რომელსაც შეუძლია შეასრულოს საკუთარი მიღავადი რხევები (მაგალითად, კედლის საათის ქანქარა). ენერგიის წყაროდ შეიძლება გამოყენებული იქნეს ზამბარის დეფორმაციის ენერგია, ან, ტვინის პოტენციური ენერგია სიმძიმის ძალთა ველში. უკუკავშირის მოწყობილობა წარმოადგენს რაღაც მექანიზმს, რომლის საშუალებითაც ავტორხვევითი სისტემა ახდენს წყაროდან ენერგიის მიღების რეგულირებას.



ნახ. 5.

მექანიკური ავტორხვევითი სისტემის მაგალითად, შეიძლება გამოყენებული იქნეს, ანკერული სვლის მქონე საათის მექანიზმი (ნახ. 6). ირიბ კბილანია სვლის თვალი, ხისტადაა დამაგრებული კბილანიან დოლზე, რომელზედაც გადაკიდებულია საწონიანი მეწკვი. ქანქარის ზედა ბოლოზე დამაგრებულია ანკერი (ღუზა), მყარი მასალისაგან დამზადებული ორი ფირფიტით, რომლებიც მოღუნულია საქანის ღერძზე მქონე ცენტრის წრეწირის რკალის გასწვრივ. ხელის საათებში საწონი შეცვლილია ზამბარით, ხოლო, ქანქარა - ბალანსირით (სპირალური ზამბარით დამაგრებულ მქნევარა). ბალანსირი ასრულებს გრეხით რხევებს თავისი ღერძის გარშემო. საათებში რხევით სისტემას წარმოადგენს ქანქარა ან ბალანსირი. ენერგიის წყაროს - ზევით აწეული საწონი ან მომართული ზამბარა. უკუკავშირის მოწყობილობას წარმოადგენს ანკერი, რომლის საშუალებითაც სვლის თვალი მობრუნდება ერთი კბილანით, ერთი ნახევარპერიოდის განმავლობაში (უკუკავშირი ხორციელდება ანკერის, სვლის თვალთან ურთიერთქმედებით). ქანქარის ყოველი რხევისას, სვლის თვალის კბილანა უბიძგებს ანკერულ ჩანგალს ქანქარას მოძრაობის მიმართულებით ისე, რომ გადასცემს მას ენერგიის რაღაც ნაწილს (პორციას), რომლის საშუალებითაც ხდება ხახუნზე ენერგიის დანაკარგის კომპენსაცია. ამრიგად, საწონის (ან, დაგრეხილი ზამბარის) პოტენციური ენერგია, თანდათანობით, ცალკეული პორციებით, გადაეცემა ქანქარას.



ნახ. 6.

მექანიკური ავტორხვევითი სისტემები ფართოდაა გავრცელებული გარემომცველ გარემოსა და ტექნიკაში. ავტორხვევებს ასრულებენ ორთქლის მანქანები, შიგაწვის ძრავები, ელექტრული ზარები, მუსიკალური ინსტრუმენტების სიმები, საჭაერო სვეტები სასულე ინსტრუმენტების მიღებაში და ა.შ.

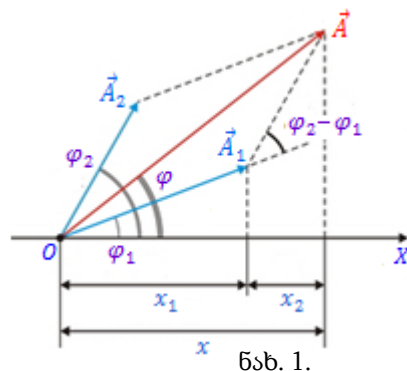
§163. ჰარმონიული რხევების შეკრება. ერთხმრივ მიმართული, ერთნაირი სიხშირის ჰარმონიული რხევების შეკრება. ძგერის მოვლენა.

რხევების შეკრების (ზედდების) ქვეშ იგულისხმება სისტემის ჯამური რხევის კანონის პოვნა, როცა სისტემა ერთდროულად მონაწილეობს რამოდენიმე რხევით პროცესში. განასხვავებენ

ორ ზღვრულ შემთხვევას: 1. ერთხმრივ მიმართული, ერთნაირი სიხშირის რხევების შეკრებას. 2. ურთიერთმართობი რხევების შეკრებას.

ერთხმრივ მიმართული, ერთნაირი სიხშირის ჰარმონიული რხევების შეკრება. ძგერის მოვლენა.

ერთხმრივ მიმართული, ერთნაირი სიხშირის, ორი ჰარმონიული რხევის შეკრებისას, წარმოიშობა იგივე სიხშირის ჰარმონიული რხევა, რომლის ამპლიტუდა დამოკიდებულია ცალკეული რხევების ამპლიტუდებსა და საწყის ფაზებზე. დროის ყოველ მომენტში ჯამური გადახრა, შემადგენელი გადახრების ალგებრული ჯამის ტოლია. რხევების შეკრება განვიხილოთ ვექტორული დიაგრამების მეთოდით (ნახ. 1). ნახაზზე ამპლიტუდები წარმოდგენილია ვექტორებით. მათი მიმართულებები შეესაბამებიან საწყის ფაზებს. რადგან რხევებს გააჩნიათ ერთნაირი სიხშირე, ამიტომ, t დროის განმავლობაში ისინი მოძრუნდებიან ერთი და იგივე ωt კუთხით. დაუშვათ, რომ რხევები აღიწერება,



$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \text{ და } x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2) \quad (1)$$

განტოლებებით. O წერტილიდან ავავოთ $\vec{A}_1$ და $\vec{A}_2$ ვექტორები, X ღერძისადმი φ_1 და φ_2 კუთხეებით შესაბამისად. ორივე ვექტორი ბრუნავს საათის ისრის საპირისპირო მიმართულებით, ერთნაირი ω კუთხური სიჩქარით, ამიტომ მათი ფაზათა სხვაობა არ არის დამოკიდებული დროზე ($\varphi_2 - \varphi_1 = \text{const}$). ასეთ რხევებს კოჰერენტულს უწოდებენ. ჯამური რხევის განტოლებას გააჩნია შემდეგი სახე,

$$x = x_1 + x_2 = A \cos(\omega t + \varphi) \quad (2)$$

სადაც, ჯამური რხევის A ამპლიტუდა განისაზღვრება კოსინუსების თეორემის გამოყენებით,

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos[\pi - (\varphi_2 - \varphi_1)] = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (3)$$

როგორც ჩანს, ჯამური რხევის ამპლიტუდა A დამოკიდებულია შესაკრები რხევების ფაზათა სხვაობაზე ($\varphi_2 - \varphi_1$). განვიხილოთ რამოდენიმე მარტივი შემთხვევა:

1. როცა $(\varphi_2 - \varphi_1) = \pm 2m\pi$, სადაც, $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, ანუ, როცა ფაზათა სხვაობა ნულის, ან, π -ს ლუწი რიცხვის ტოლია, მაშინ, $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = 1$ და (3) ფორმულიდან გვექნება,

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)} = \sqrt{(A_1 + A_2)^2} = A_1 + A_2 \quad (4)$$

ე.ი. ჯამური რხევის A ამპლიტუდა, შესაკრები რხევების ამპლიტუდათა ჯამის ტოლია (რხევები სინფაზურია) (ნახ. 2).

2. როცა, $(\varphi_2 - \varphi_1) = \pm(2m + 1)\pi$, სადაც, $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, ანუ, როცა ფაზათა სხვაობა π -ს კენტი რიცხვის ტოლია, მაშინ, $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = -1$ და (3) ფორმულიდან გვექნება,

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2} = \sqrt{(A_2 - A_1)^2} = |A_2 - A_1| \quad (5)$$

ე.ი. ჯამური რხევის A ამპლიტუდა, შესაკრები რხევების ამპლიტუდათა სხვაობის ტოლია (რხევები ფაზით საპირისპირო) (ნახ. 2).

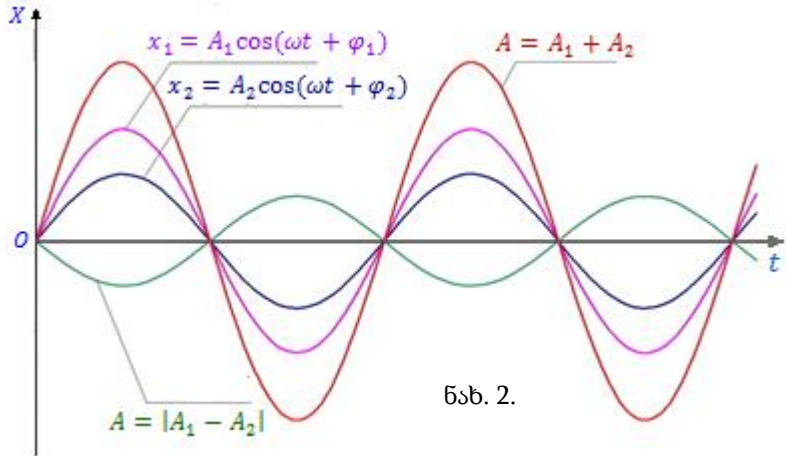
ნახაზიდან (ნახ. 1) აგრეთვე ჩანს, რომ ჯამური რხევის საწყისი ფაზა ($\varphi_2 - \varphi_1$) განისაზღვრება თანაფარდობიდან,

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2} \quad (6)$$

3. დაუშვათ, რომ ფაზათა სხვაობა დროის მიხედვით იცვლება ნებისმიერი სახით,

$$x_1 = A_1 \cos[\omega_1 t + \varphi_1(t)] \text{ და } x_2 = A_2 \cos[\omega_2 t + \varphi_2(t)] \quad (7)$$

(7) განტოლებებიდან გამომდინარეობს, რომ $A \neq \text{const}$ და შეიცვლება $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ სიდიდის მიხედვით. ამიტომ, ასეთი არაკოჰერენტული რხევების შეკრებისას, აზრი არ აქვს ვილაპარაკოთ ამპლიტუდების შეკრების შესახებ. მაგრამ, პრაქტიკული თვალსაზრისით საინტერესოს წარმოადგენს შემთხვევა, როცა ერთხმრივ მიმართული, ორი შესაკრები რხევა, მცირედი განსხვავდებიან სიხშირით. ასეთი რხევების შეკრებისას მიიღება რხევა, რომლის ამპლიტუდა პერიოდულად იცვლება. ერთმანეთისაგან სიხშირით მცირედი განსხვავებული, ორი ჰარმონიული რხევის შეკრებისას მიღებული, რხევის ამპლიტუდის პერიოდულ ცვლილებას, ძგერები ეწოდება. დაუშვათ, რომ შესაკრები რხევების ამპლიტუდებია A , ხოლო, სიხშირეები კი ტოლია ω და $\omega + \Delta\omega$, ამასთან, $\Delta\omega \ll \omega$. ათვლის დასაწყისი ავირჩიოთ ისეთნაირად, რომ დროის საწყისი მომენტში, ორივე რხევის საწყისი ფაზები, ნულის ტოლი იყოს, ე.ი.



ნახ. 2.

$$x_1 = A \cos \omega t \text{ და } x_2 = A \cos(\omega + \Delta\omega)t \quad (8)$$

ამ რხევების შეკრებისას მიიღება,

$$x = A[\cos \omega t + \cos(\omega + \Delta\omega)t] = \left(2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t\right) \cos \omega t \quad (9)$$

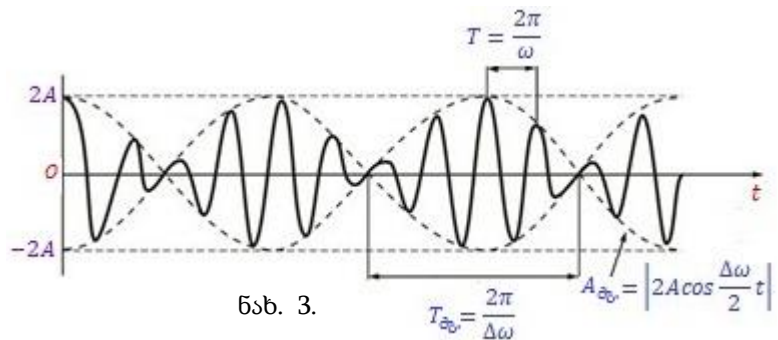
სადაც, უგულებელყოფილია $\Delta\omega t/2$ სიდიდე (რადგან, $\Delta\omega t/2 \ll 2\omega t$). (9) ჯამური რხევა შეიძლება განვიხილოთ როგორც ω სიხშირის და $A_{\text{ძვ}}$ ამპლიტუდის ჰარმონიული რხევა, რომელიც იცვლება შემდეგი

$$x = A_{\text{ძვ}} \cos \omega t$$

პერიოდული კანონით. სადაც, $A_{\text{ძვ}}$ ამპლიტუდა იცვლება შემდეგი

$$A_{\text{ძვ}} = 2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t \quad (10)$$

პერიოდული კანონით. (10) დამოკიდებულების ბუნება ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 3), სადაც, უწყვეტი ხაზები გვიჩვენებს ჯამური რხევის გრაფიკს, ხოლო, მათი მომღლელები კი (წყვეტილი ხაზები) (10) განტოლებით ნელა ცვალებად ამპლიტუდის გრაფიკს.



ნახ. 3.

ძგერების მეთოდი გამოიყენება მუსიკალური ინსტრუმენტების ასაწყობად, სმენის ანალიზისათვის და ა.შ.

საერთოდ, $x = A(t) \cos[\omega t + \varphi(t)]$ სახის რხევას, მოდულირებული ეწოდება. კერძო შემთხვევა: ამპლიტუდური მოდულაცია და ფაზით, ან სიხშირით მოდულირება. ძგერები - მოდული-

რებული რხევების მარტივი სახეა.

ნებისმიერი რთული პერიოდული რხევა $s = f(t)$ შეიძლება წარმოვადგინოთ სხვადასხვა ამპლიტუდის, საწყისი ფაზის და ω წრიული სიხშირის ჯერადი სიხშირეების მქონე, ერთდროულად მერხვევი ჰარმონიული რხევების სუპერპოზიციის სახით,

$$s = f(t) = \frac{A_0}{2} + A_1 \cos(\omega + \varphi_1) + A_2 \cos(2\omega t + \varphi_2) + \dots + A_n \cos(m\omega t + \varphi_n)$$

პერიოდული ფუნქციის ასეთი სახით წარმოდგენა დაკავშირებულია რთული პერიოდული რხევის ჰარმონულ ანალიზის, ან, ფურიეს გაშლის ცნებასთან (ანუ, რთული მოდულირებული რხევების, მარტივი ჰარმონიული რხევების ჯამის (მწკვრივის) სახით წარმოდგენასთან). ω , 2ω , 3ω , ... სიხშირეების ჰარმონიული რხევებით განმსაზღვრელ ფურიეს მწკვრივის შესაკრებებს, რთული პერიოდული რხევის პირველი (ან, ძირითადი), მეორე, მესამე და ა.შ. ჰარმონიკები ეწოდებათ.

§164. ურთიერთმართობი, ერთნაირი სიხშირის რხევების შეკრება

განვიხილოთ, ორი ურთიერთმართობი, ერთნაირი ω_0 სიხშირის, ჰარმონიული რხევების შეკრება. დაუშვათ, რომ ნივთიერი წერტილი (მერხვევი სისტემა), ერთდროულად ასრულებს რხევებს OX და OY კოორდინატთა ღერძების გასწვრივ,

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi_1) \text{ და } y = B \cos(\omega_0 t + \varphi_2) \quad (1)$$

კანონით. სადაც, x და y - წერტილის დეკარტეს კოორდინატებია. ვიპოვოთ წერტილის ჯამური რხევითი მოძრაობის ტრაექტორიის განტოლება XOY სიბრტყეში. ამისათვის, (1) განტოლებებიდან გამოვრიცხოთ t პარამეტრი, ამიტომ, (1) განტოლებები ჩავწეროთ შემდეგი სახით,

$$\frac{x}{A} = \cos \omega_0 t \cdot \cos \varphi_1 - \sin \omega_0 t \cdot \sin \varphi_1 \quad (2)$$

$$\frac{y}{B} = \cos \omega_0 t \cdot \cos \varphi_2 - \sin \omega_0 t \cdot \sin \varphi_2 \quad (3)$$

(2) გამოსახულება გავამრავლოთ $\cos \varphi_2$ -ზე, ხოლო, (3) კი $\cos \varphi_1$ -ზე და მიღებული შედეგები გამოვაკლოთ, მივიღებთ

$$\frac{x}{A} \cos \varphi_2 - \frac{y}{B} \cos \varphi_1 = \sin \omega_0 t \cdot \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (4)$$

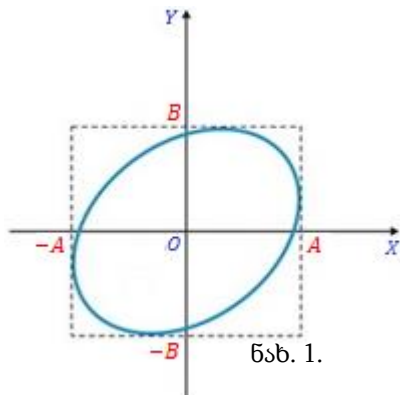
ახლა, (2) გამოსახულება გავამრავლოთ $\sin \varphi_2$ -ზე, ხოლო, (3) კი $\sin \varphi_1$ -ზე, და მიღებული შედეგები გამოვაკლოთ, მივიღებთ

$$\frac{x}{A} \sin \varphi_2 - \frac{y}{B} \sin \varphi_1 = \cos \omega_0 t \cdot \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (5)$$

თუ (4) და (5) განტოლებებს ავიყვანთ კვადრატში და შევკრიბოთ, მივიღებთ

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} - \frac{2xy}{AB} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (6)$$

როგორც ჩანს, ჯამური რხევის ტრაექტორია წარმოადგენს ელიფსს. რომლის მახასიათებლები (ელიფსის ღერძების ორიენტაცია და მისი ზომები) დამოკიდებულია შესაკრები რხევების A და B ამპლიტუდებსა, და $(\varphi_2 - \varphi_1)$ ფაზათა სხვაობაზე. განვიხილოთ ზოგიერთი კერძო შემთხვევა:



ნახ. 1.

1. როცა $(\varphi_2 - \varphi_1) = (2m + 1)\pi/2$, სადაც, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, მაშინ (6) განტოლებიდან მიიღება,

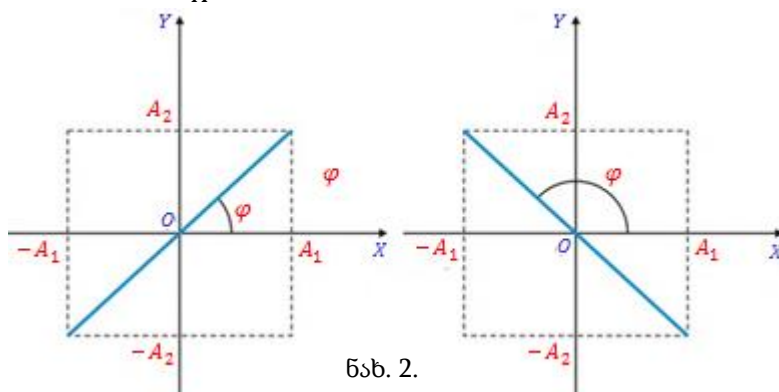
$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1 \quad (7)$$

ე.ი. ელიფსის ღერძები ემთხვევიან OX და OY კოორდინატ-თა ღერძებს, ხოლო, მისი ნახევარღერძების ზომები, შესაბამისად, A და B ამპლიტუდების ტოლია (ნახ. 1). როცა $A = B$, მაშინ, წერტილის რხევის ტრაექტორია წარმოადგენს წრეწირს, რომლის განტოლებაა: $x^2 + y^2 = A^2$. წერტილის რხევა შეიძლება ხდებოდეს საათის ისრის მიმართულებით, ან, საპირისპირო მიმართულებით, რაც განისაზღვრება ფაზათა სხვაობით.

2. როცა $(\varphi_2 - \varphi_1) = m\pi$, სადაც, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, მაშინ (6) განტოლებიდან გვექნება,

$$y = \pm \frac{B}{A}x \quad (8)$$

რაც წარმოადგენს წრფის განტოლებას (ნახ. 2). „+“ ნიშანი შეესაბამება m -ის ლუწ მნიშვნელობებს, ე.ი. სინფაზური რხევების შეკრებას, ხოლო, „-“ ნიშანი კი m -ის კენტ მნიშვნელობებს, ე.ი. ფაზით საპირისპირო რხევების შეკრებას. ამ შემთხვევებში, წერტილი ასრულებს რხევებს,



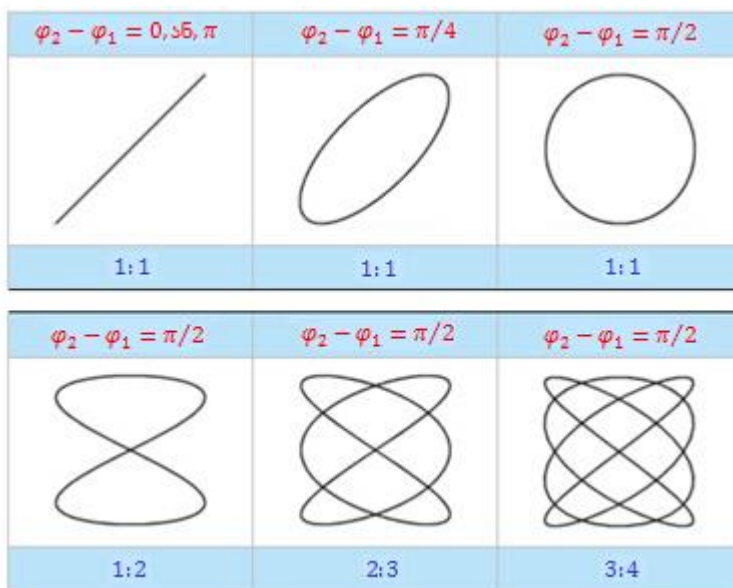
ნახ. 2.

შესაკრები რხევების სისხშირით და $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$ ამპლიტუდით, წრფის გასწვრივ, რომელიც OX ღერძთან ადგენს,

$$\varphi = \arctg\left(\frac{A_2}{A_1} \cos m\pi\right)$$

კუთხეს.

შესაკრები ურთიერთმართობი რხევების სიხშირეები შეიძლება განსხვავებული იყოს. როცა ურთიერთმართობი რხევების სიხშირეები არ არის ერთნაირი და ისე შეეფარდება რომორც მთელი რიცხვები, მაშინ ჯამური რხევითი მოძრაობის ტრაექტორიას გააჩნია უფრო რთული ფორმა, რომელთაც ლისაჟუს ფიგურები ეწოდებათ. მათი ფორმა დამოკიდებულია შესაკრები რხევების სიხშირეთა თანაფარდობაზე და ფაზათა სხვაობაზე (ნახ. 3).



ნახ. 3.

თავი 25. ტალღები.

§165. ტალღური პროცესები. მექანიკური ტალღები

გარემოს (მყარი, თხევადი, აირი) რაიმე წერტილში აღძრული ნაწილაკების რხევა ვრცელდება მასში სასრული სიჩქარით, დამოკიდებულია გარემოს თვისებებზე და გადაეცემა გარემოს ერთი წერტილიდან მეორეს. უწყვეტ გარემოში რხევების დროში და სივრცეში პერიოდულად გავრცელების პროცესს, ტალღური პროცესი (ან, ტალღა) ეწოდება. ტალღის გავრცელებისას გარემოს ნაწილაკები არ მოძრაობენ ტალღასთან ერთად, არამედ, ირხევიან თავიანთი წონასწორობის მდებარეობის მახლობლობაში. ტალღასთან ერთად, ნაწილაკებიდან ნაწილაკებზე, გადაეცემა მხოლოდ რხევითი მოძრაობის მდგომარეობა და მისი ენერგია. ბუნებასა და ტექნიკაში გვხვდება ტალღები სითხის ზედაპირზე, დრეკადი და ელექტრომაგნიტური ტალღები. დრეკად გარემოში მექანიკური შემფოთების გავრცელებას დრეკადი, (ან, მექანიკური) ტალღა ეწოდება.

მექანიკური ტალღები არსებობენ გრძივი და განივი. როცა გარემოს ნაწილაკები ირხევიან ტალღის გავრცელების მიმართულებით, ტალღას გრძივ ეწოდება. ამ შემთხვევაში გარემოს ნაწილაკების წანაცვლება ხდება ტალღის გავრცელების მიმართულების გასწვრივ. გრძივი ტალღის გავრცელება ხდება ნებისმიერ - მყარ, თხევად და აირ გარემოში. ხოლო, როცა გარემოს ნაწილაკები ირხევიან ტალღის გავრცელების მართობი მიმართულებით, ტალღას განივი ეწოდება. ამ შემთხვევაში გარემოს ნაწილაკების წანაცვლება ხდება ტალღის გავრცელების მართობი მიმართულებით. განივი ტალღა არ შეიძლება გავრცელდეს თხევად და აირ გარემოებებში.

დრეკად ტალღას ეწოდება სინუსოიდური (ან ჰარმონიული) როცა გარემოს შესაბამისი ნაწილაკების რხევები ჰარმონიულია (ნახ. 1). ერთნაირი ფაზით მერხვე ორ წერტილს შორის მანძილს, ტალღის სიგრძე ეწოდება. ტალღის სიგრძე ტოლია იმ მანძილის, რომელზედაც ვრცელდება რხევის განსაზღვრული ფაზა, პერიოდის განმავლობაში,

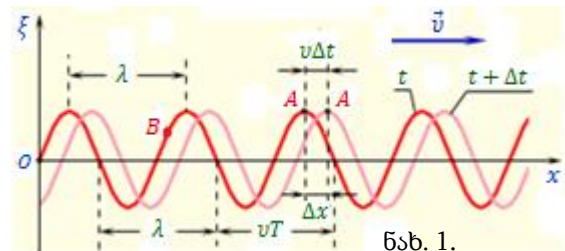
$$\lambda = vT$$

ან, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $T = 1/\nu$, სადაც, ν რხევის სიხშირეა, გვექნება

$$v = \lambda \nu \quad (1)$$

იმ წერტილთა გეომეტრიულ ადგილას, სასამდისაც აღწევს რხევა დროის მოცემული t მომენტისათვის, ტალღური ფრონტი ეწოდება. ერთნაირი ფაზით მერხვე წერტილთა გეომეტრიულ ადგილს, ტალღური ზედაპირი ეწოდება. ტალღური ზედაპირები შეიძლება გავავლოთ უსასრულოდ მრავალი, ხოლო ტალღური ფრონტი კი, დროის ყოველ მომენტში მხოლოდ ერთი. ტალღური ზედაპირები შეიძლება იყოს ნებისმიერი ფორმის, ხოლო მარტივ შემთხვევაში ისინი წარმოადგენენ ერთმანეთის პარალელური სიბრტყეების ერთობლიობას, ან, კონცენტრირებული სფეროების ერთობლიობას. შესაბამისად ტალღას ეწოდება ბრტყელი, ან, სფერული.

განვიხილოთ რხევის O წყაროდან, x მანძილზე მოთავსებული რაიმე B ნაწილაკი. თუ $x = 0$ სიბრტყეში მდებარე წერტილების რხევა აღიწერება $\xi(0, t) = A \cos \omega t$ კანონით, მაშინ, გარემოს B წერტილი ირხევა იმავე კანონით, მაგრამ, მისი რხევა ჩამორჩება წყაროს რხევას τ დროით, რადგან ტალღას x მანძილის გასავლელად სჭირდება $\tau = x/v$ დრო, სადაც, v ტალღის გავრცელების სიჩქარეა. მაშინ, რაიმე x სიბრტყეში მდებარე ნაწილაკების რხევის განტოლებას შემდეგი სახე გააჩნია,



$$\xi(x, t) = A \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \quad (1)$$

რომელიც წარმოადგენს მსრბოლი ტალღის განტოლებას. თუ ბრტყელი ტალღა ვრცელდება საპირისპირო მიმართულებით, მაშინ

$$\xi(x, t) = A \cos \omega \left(t + \frac{x}{v} \right) \quad (2)$$

ზოგად შემთხვევაში, ბრტყელი სინუსოიდური ტალღის განტოლებას (რომელიც ვრცელდება X ღერძის დადებითი მიმართულებით) შემდეგი სახე გააჩნია,

$$\xi(x, t) = A \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \varphi_0 \right] \quad (3)$$

სადაც, $A = \text{const}$ - ტალღის ამპლიტუდაა, ω - ტალღის ციკლური სიხშირე, φ_0 - რხევის საწყისი ფაზა, $\omega(t - x/v) + \varphi_0$ - ბრტყელი ტალღის ფაზა.

სინუსოიდური ტალღის დასახასიათებლად სარგებლობენ

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{vT} = \frac{\omega}{v} \quad (4)$$

ტალღური რიცხვით, რომლის გათვალისწინებით (3) ტალღის განტოლება მიიღებს შემდეგ სახეს,

$$\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx + \varphi_0) \quad (5)$$

X ღერძის უარყოფითი მიმართულებით, ტალღის განტოლება განსხვავდება (5) ფორმულისაგან მხოლოდ kx წევრის ნიშნით.

დაუშვათ, რომ ტალღური პროცესის დროს ფაზა მუდმივია,

$$\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \varphi_0 = \text{const} \quad (6)$$

რომლის დიფერენცირებით მიიღება,

$$dt - \frac{1}{v} dx = 0$$

საიდანაც,

$$v = \frac{dx}{dt} \quad (7)$$

რაც ცხადია, რომ წარმოადგენს ტალღის ფაზის გადაადგილების სიჩქარეს, და მას ფაზურ სიჩქარე ეწოდება.

სფერული ტალღის განტოლება შემდეგი სახით ჩაიწერება,

$$\xi(r, t) = \frac{A_0}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0) \quad (8)$$

სადაც, r - არის ტალღის ცენტრიდან, გარემოს განსახილველ წერტილამდე მანძილი. სფერული ტალღის შემთხვევაში, ისეთ გარემოშიც კი, სადაც ენერგიის შთანთქმას არ აქვს ადგილი, რხევის ამპლიტუდა არ რჩება მუდმივი, არამედ მიიღევა მანძილის მიხედვით $1/r$ კანონით. (8) განტოლება სამართლიანია მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა r მნიშვნელოვნად აღემატება წყაროს ზომებს (ასეთ შემთხვევაში წყარო შეიძლება ჩავთვალოთ წერტილოვანი).

(4) გამოსახულებიდან გამომდინარეობს, რომ ფაზური სიჩქარე,

$$v = \frac{\omega}{k} \quad (9)$$

როცა გარემოში, ტალღის ფაზური სიჩქარე დამოკიდებულია მის სიხშირეზე, მაშინ ამ მოვლენას ტალღების დისპერსია ეწოდება, ხოლო, გარემო სადაც ადგილი აქვს ტალღების დისპერსია, დისპერსირებადი გარემო ეწოდება.

ზოგად შემთხვევაში, ერთგვაროვან იზოტროპულ გარემოში, ტალღების გავრცელება აღიწერება ტალღური განტოლებით - კერძოწარმოებულიანი დიფერენციალური განტოლებით,

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

ან,

$$\Delta \xi = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (10)$$

სადაც, v - ფაზური სიჩქარეა, ხოლო

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

ლაპლასის ოპერატორი. (10) განტოლების ამონახსნს წარმოადგენს ნებისმიერი ტალღის განტოლება. შესაბამისი ჩასმებით შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ (10) განტოლებას აკმაყოფილებს, მაგალითად, ბრტყელი ტალღის (3) განტოლება და სფერული ტალღის (8) განტოლება.

ბრტყელი ტალღისათვის, რომელიც ვრცელდება X ღერძის გასწვრივ, ტალღის განტოლებას შემდეგი სახე გააჩნია,

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (11)$$

§166. ბგერითი ტალღები. ულტრაბგერა

ბგერითი ტალღები, ან უბრალოდ ბგერა, მიღებულია ეწოდოს ტალღებს, რომლებიც აღიქმება ადამიანის სმენითი ორგანოს - ყურის საშუალებით. ბგერითი ტალღების დიაპაზონია: $\nu = 16 \div 2 \cdot 10^4$ ჰც - სმენითი ბგერები, $\nu < 16$ ჰც - ინფრაბგერა, $\nu > 2 \cdot 10^4$ ჰც - ულტრაბგერა, $\nu > 10^9$ - ჰიპერბგერა.

ბგერითი მოვლენებს შეისწავლის ფიზიკის ნაწილი - აკუსტიკა. ბგერითი დიაპაზონის ტალღები ვრცელდებიან აირებში (გრძივი ტალღები), სითხეებსა (გრძივი ტალღები) და მყარ სხეულებში (გრძივი და განივი ტალღები). ბგერის წყარო შეიძლება იყოს ნებისმიერი სხეული, რომელიც ირხევა დრეკად გარემოში ბგერითი სიხშირით (მაგალითად, სიმებიან ინსტრუმენტებში ბგერის წყაროს წარმოადგენს ინსტრუმენტის კორპუსთან შეერთებული სიმი).

ბგერის აირში გავრცელებებისას, ატომები და მოლეკულები ირხევიან ტალღის გავრცელების მიმართულებით. რაც იწვევს ლოკალური ρ სიმკვრივის და p წნევის ცვლილებებს. აირში ბგერით ტალღებს ხშირად, სიმკვრივის, ან წნევის ტალღებს უწოდებენ. მარტივ ჰარმონიულ ბგერით ტალღებში, რომლებიც ვრცელდებიან X ღერძის გასწვრივ, $p(x, t)$ წნევის ცვლილების, x კოორდინატსა და t დროზე დამოკიდებულება აღიწერება

$$p(x, t) = p_o \cos(\omega t \pm kx) \quad (1)$$

კანონით. კოსინუსის არგუმენტის ორი ნიშანი შეესაბამება ტალღების გავრცელების ორ მიმართულებას.

ბგერითი ტალღების მნიშვნელოვანი მახასიათებელია მათი გავრცელების სიჩქარე. ასრულებს რა რხევებს, სხეული იწვევს მასთან მიმდებარე გარემოს ნაწილაკების რხევებს, რაც თანმიმდევრობით გადაეცემა სხეულიდან, გარემოს სულ უფრო დაშორებულ წერტილებს განსაზღვრული სიჩქარით, რომელიც დამოკიდებულია გარემოს სიმკვრივესა და დრეკად თვისებებზე.

ბგერის გავრცელების სიჩქარე რაიმე გარემოში განისაზღვრება ფორმულით,

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (2)$$

სადაც, E - გარემოს იუნგის მოდულია, ρ - გარემოს სიმკვრივე.

აირებში ბგერითი ტალღების გავრცელების სიჩქარე განისაზღვრება ფორმულით,

$$v = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \quad (3)$$

სადაც, $\gamma = C_p/C_v$ (C_p და C_v - აირის მოლური სითბოტევადობებია, მუდმივი წნევისა და მოცულობებისას), R - აირების უნივერსალური მუდმივია, T - თერმოდინამიკური ტემპერატურა, M - მოლური მასა. (3) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ ბგერის სიჩქარე აირში არ არის დამოკიდებული აირის წნევაზე, მაგრამ იზრდება ტემპერატურის მიხედვით. რაც შეეხება აირის მოლური მასა, მით ნაკლებია მასში ბგერის სიჩქარე. მაგალითად, $T = 273K$ ტემპერატურისას, ჰაერში ($M = 29 \cdot 10^{-3}$ კგ/მოლი) ბგერის სიჩქარე $v = 331$ მ/წმ, წყალბადში ($M = 2 \cdot 10^{-3}$ კგ/მოლი) ბგერის სიჩქარე $v = 1260$ მ/წმ. სითხეებსა და მყარ სხეულებში, ბგერითი ტალღების სიჩქარე კიდევ უფრო მეტია. წყალში, მაგალითად $v = 1480$ მ/წმ ($20^\circ C$ ტემპერატურისას), ფოლადში $v = (5 \div 6)$ კმ/წმ.

ბგერის ატმოსფეროში გავრცელებისას საჭიროა გათვალისწინებული იქნეს ქარის სიჩქარე და მიმართულება, ჰაერის ტენიანობა, აირი გარემოს მოლეკულური სტრუქტურა, ორი გარემოს გამყოფ საზღვარზე ბგერის არეკვლისა და გარდატეხის კანონი. გარდა ამისა, ნებისმიერ რეალურ აირს გააჩნია სიბლანტე, ამიტომ მისი გავრცელებისას ადგილი აქვს ბგერის მიღევას, მისი ამპლიტუდის შემცირებას და ცხადია, რომ ბგერითი ტალღის ინტენსივობის შესუსტებას. ბგერის მიღევა მნიშვნელოვანწილად განპირობებულია გარემოში მისი შთანთქმით, რაც დაკავშირებულია ბგერითი ენერგიის, სხვა ფორმის (ძირითადად სითბურ) ენერგიად გარდაქმნასთან.

შენობების შიგნით აკუსტიკისათვის დიდი მნიშვნელობა გააჩნია ბგერის რევერბერაციას - დახურულ შენობებში ბგერების თანდათანობით მიღევის პროცესს, ბგერების წყაროს გამორთვის შემდეგ. როცა შენობა (სათავსო) ცარიელია, მაშინ ადგილი აქვს ბგერის ნელა მიღევას და წარმოიშობა შენობის „გუგუნი“. როცა ბგერა სწრაფად მიიღევა (მაგალითად, ბგერის ჩამხშობი საშუალებების გამოყენებით) ის აღიქმება როგორც „ჩახშობილი“. რევერბერაციის დრო არის დრო, რომლის განმავლობაშიც, შენობაში ბგერის ინტენსივობა შესუსტდება მილიონჯერ, ხოლო, ბგერის დონე კი 60დბ-ით. შენობას გააჩნია კარგი აკუსტიკა, თუ მისი რევერბერაციის დრო ($0.5 \div 1.5$) წმ შეადგენს.

ბგერითი ტალღის მიერ ერთეულ დროში, ტალღის გავრცელების მიმართულების მართობულ, ერთეულოვანი ფართობის გასწვრივ გადატანილ ენერგიას,

$$I = \frac{W}{St} \quad (4)$$

ბგერის ინტენსივობა (ან, ბგერის ძალა) ეწოდება. ბგერის ინტენსივობის ერთეულია ვტ/მ². წერტილოვანი წყაროდან r მანძილზე, ბგერის ინტენსივობა განისაზღვრება თანაფარდობით,

$$I = \frac{N}{4\pi r^2} \quad (5)$$

სადაც, r - ბგერის წყაროდან, ინტენსივობის განსაზღვრის წერტილამდე მანძილია, $N = W/t$ - ბგერითი სიმძლავრე. ბგერითი წნევა ტოლია,

$$p = \frac{F}{S} \quad (6)$$

ბგერის წნევა დამოკიდებულია, ბგერით ტალღაში წნევის რხევის ამპლიტუდაზე. სმენადობის ზღვარს შეესაბამება 10^{-10} ატმ $\approx 10^{-5}$ პა რიგის, წნევის მნიშვნელობა. ტკივილს ზღვარს კი შეესაბამება 10^{-4} ატმ ≈ 10 პა რიგის წნევის მნიშვნელობა.

თუ ბგერის ინტენსივობა წარმოადგენს, ტალღური პროცესის ობიექტურ მახასიათებელ სიდიდეს, მაშინ, ინტენსივობასთან დაკავშირებულ ბგერის სუბიექტურ მახასიათებელს წარმოადგენს ბგერის ხმამაღლობა, რომელიც ბგერის ინტენსივობის გაზრდისას, იზრდება ლოგარითმული კანონით,

$$L = \ell g \frac{I}{I_0} \quad (7)$$

სადაც, $I_0 = 10^{-12}$ ვტ/მ² - სმენადობის ზღვარის შესაბამისი ბგერის ინტენსივობაა. L სიდიდეს ბგერის ინტენსივობის დონე ეწოდება. მისი ერთეულია ბელი (ტელეფონის გამომგონებელი, შოტლანდიელი წარმოშობის ამერიკელი მეცნიერი გამომგონებელი ა. ბელას (1847–1922) საპატივცემულოდ). ჩვეულებრივ, სარგებლობენ 10-ჯერ ნაკლები ერთეულით - დეციბელით (დცბ), (1ბელი = 10დეციბელი). 150 დეციბელი ადამიანისთვის დამაყრუებელ ნიშნულად არის მიჩნეული. მაგალითად, შუა საუკუნეებში არსებობდა სიკვდილით დასჯა „ზარების რეკვით“.

ბგერითი წნევის დონე (დეციბალებში), ბგერითი წნევის ამპლიტუდასთან, დაკავშირებულია თანაფარდობით,

$$L_p = 20 \ell g \frac{p}{p_0} \quad (8)$$

სადაც, p_0 - ბგერითი წნევის ამპლიტუდაა ხმამაღლობის ნულოვანი დონისას.

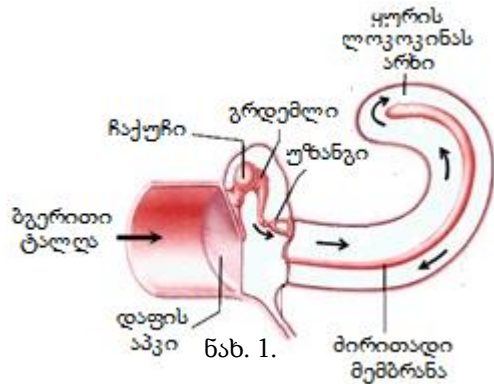
ბგერის ფიზიოლოგიური მახასიათებელს წარმოადგენს ხმამაღლობის დონე, რომელიც გამოისახება ფონებში. 1000ჰც სიხშირის (სტანდარტული სუფთა ტონის სიხშირე) ბგერის ხმამაღლობა ტოლია 1 ფონის, როცა მისი ინტენსივობის დონე ტოლია 1დბ. მაგალითად, მეტროს ვაგონში, დიდი სიჩქარის ხმაურს შეესაბამება 90 ფონი, ხოლო 1მ მანძილზე ჩურჩულს კი 20 ფონი.

ბგერის ხმამაღლობის დონე (ფონებში), ბგერის ინტენსივობასთან დაკავშირებულია თანაფარდობით,

$$L_I = 20 \ell g \frac{I}{I_0} \quad (9)$$

სადაც, I_0 - ბგერის სმენადობის ზღვარია (ხმამაღლობის ნულოვანი დონე). პირობითად მიღებულია, რომ $I_0 = 10^{-12}$ ვტ/მ² და $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ პა.

ბგერების ერთგვარი მოგროვება, მათი შემდგომი განსხვავების და აღქმის მიზნით ხდება ადამიანის ყურის ნიჟარის საშუალებით (ნახ. 1). ბგერითი ტალღა სასმენი მილის გზით აღწევს დაფის აპკს (აპკის სი-სქე 0.1 მმ-ია და დრეკადია) და იწვევს მის რხევებს, რომლებიც სასმენი ძვლების სისტემის (რომელიც ჩაქუჩის, გრდემლისა და უზანგისგან შედგება) საშუალებით გადაეცემა ყურის ლოკოკინას, რომლის არხებში არსებული სითხე, მექანიკური რხევების მოქმედებით აღმოჩნდება რხევით მოძრაობაში და წარმოიშობა ტალღები (მსრბოლი), რომელთა საშუალებითაც ხდება ძირითადი მემბრანის მგრძნობიარე უჯრედების აგზნება, რომლებიც სითხის ტალღების წნევებს გარდაქმნიან ნერვულ იმპულსებად, რომლებიც რთული გამტარი გზებით აღწევენ ნერვულ სისტემაში (თავის ტვინი) მდებარე ცენტრალურ რეცეპტორამდე, სადაც აღიქმებიან როგორც ბგერები. სასმენი ძვლები, ბერკეტების ერთგვარ სისტემას ქმნიან, რითაც ბგერით რხევებს 60-ჯერ მაინც აძლიერებენ. ამასთან, ისინი ამცირებენ დაფის აპკზე მაღალი ბგერების წნევის ძალას. ყური მხოლოდ სმენის კი არა, წონასწო-



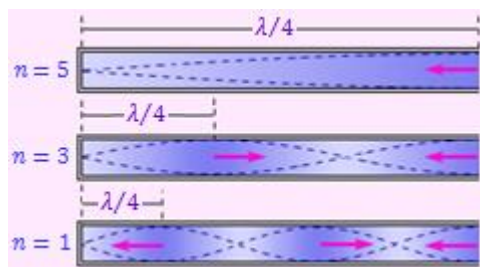
ობის ორგანოცაა.

ადამიანის ყურის მგრძნობიარობა განსხვავებულია სხვადასხვა სიხშირეებისათვის. იმისათვის რომ გამოვიწვიოთ ბგერითი შეგრძნება, ტალღას უნდა გააჩნდეს რაღაც მინიმალური ინტენსივობა. მაგრამ, თუ ეს ინტენსივობა აღემატება განსაზღვრულ ზღვარს, ბგერა არ ისმის და იწვევს ტკივილის შეგრძნებას. ე.ი. რხევის ყოველი სიხშირისათვის არსებობს ბგერის უმცირესი (სმენადობის ზღვარი) და უდიდესი (ტკივილის შეგრძნების ზღვარი) ინტენსივობები, რომლებიც იწვევენ ბგერით აღქმას.

ბგერითი ტალღების კიდევ ერთ მახასიათებელს, რომელიც განსაზღვრავს მათ სმენით აღქმას, წარმოადგენს ბგერის სიმაღლე (ტონი) და ტემბრი. ჰარმონიულ რხევით ტალღაში, რხევა ადამიანის ყურის მიერ აღიქმება როგორც მუსიკალური ტონი. ბგერის ყველაზე ნელი რხევა შეესაბამება მის ძირითად ტონს. დანარჩენ უფრო მაღალ ტონებს ობერტონები (ზეტონები) ეწოდებათ. დიდი სიხშირის რხევა აღიქმება როგორც მაღალი ტონის ბგერა, დაბალი სიხშირის რხევა კი - როგორც დაბალი ტონის ბგერა. მუსიკალური ინსტრუმენტების და აგრეთვე ადამიანის მიერ გამოცემული ბგერებიც, შეიძლება ძლიერ განსხვავდებოდნენ ტონის სიმაღლითა და სიხშირის დიაპაზონით. მაგალითად, მამაკაცის ყველაზე დაბალი ხმის (ბასი) დიაპაზონია $\sim (80 \div 400)$ ჰც, ხოლო ქალის მაღალი ხმის (სოპრანო) დიაპაზონი კი $\sim (250 \div 1050)$ ჰც.

ბგერითი რხევების იმ დიაპაზონს, რომელიც რხევის სიხშირის ორჯერ ცვლილებას შეესაბამება, ოქტავა ეწოდება. ვიოლინოს ხმა, მაგალითად, დაახლოებით სამნახევარ ოქტავას ($196 \div 2340$ ჰც) ფარავს, ხოლო პიანინო კი - შვიდს ($27.5 \div 4186$ ჰც) აჭარბებს.

როცა საუბრობენ ნებისმიერი სიმიანი ინსტრუმენტის მიერ გამოცემულ ბგერის სიხშირეზე, გულისხმობენ ძირითადი ტონის ν_1 სიხშირეს. მაგრამ, სიმის რხევებში შეიძლება გვქონდეს ν_n სიხშირის ჰარმონიკები - $\nu_n = n\nu_1$ ($n = 1, 2, 3, \dots$). ამიტომაც, მქლერ სიმს შეუძლია ჯერადი სიხშირეების ტალღების მთელი სპექტრის გამოსხივება. ამ ტალღების A_n ამპლიტუდა დამოკიდებულია სიმის აგზნების ხერხზე (ხემით, ჩაქუჩით). ისინი განსაზღვრავენ ბგერის მუსიკალური შეფერილობას, ანუ ტემბრს. ანალოგიურადაა საქმე სასულე ინსტრუმენტებშიც. სასულე ინსტრუმენტების მიღები, აკუსტიკურ რეზონატორებს (აკუსტიკურ რხევით სისტემებს) წარმოადგენენ, რომლთაც შეუძლიათ გარკვეული სიხშირის ბგერითი ტალღებისაგან აგზნება (რეზონირება). გარკვეულ პირობებში, მილის შიგნით ჰაერში, შეიძლება წარმოიქმნას მდგარი ბგერითი ტალღები. ნახაზზე (ნახ. 2) ნაჩვენებია, ერთი ბოლოდან დახურული და მეორე ბოლოდან ღია ორღანის მილში, მდგარი ტალღების (მოდების) რამოდენიმე ტიპი (ისრები გვიჩვენებენ ჰაერის ნაწილაკების მოძრაობის მიმართულებას, რხევის ერთნახევარი პერიოდის განმავლობაში). სასულე ინსტრუმენტების მიღებით გამოცემული ბგერები, შედგებიან ჯერადი სიხშირის ტალღების მთელი სპექტრისგან.

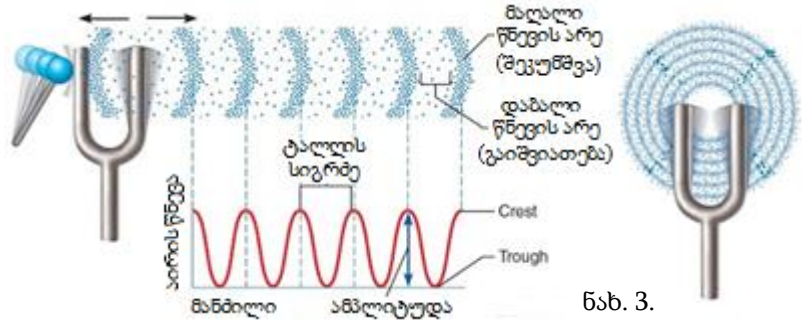


ნახ. 2.

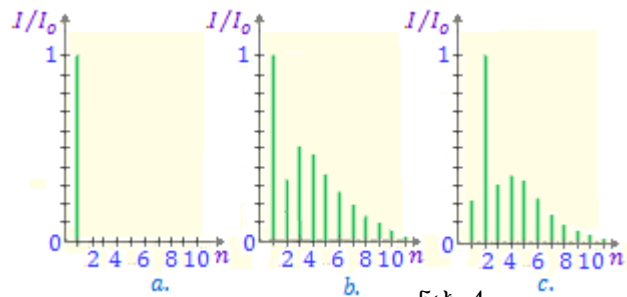
რეალური ბგერა წარმოადგენს სხვადასხვა სიხშირის ჰარმონიული რხევების ერთობლიობას. ე.ი. ბგერას გააჩნია აკუსტიკური სპექტრი, რომელიც შეიძლება იყოს უწყვეტი (რაღაც ინტერვალში არსებობენ ყველა სიხშირის რხევები) და ხაზოვანი (არსებობენ ერთმანეთისაგან გაყოფილი, განსაზღვრული სიხშირის რხევები).

მუსიკალური ინსტრუმენტების აწყობებისას ხშირად გამოიყენება ხელსაწყო, რომელსაც კამერტონი ეწოდება. ის შედგება ხის აკუსტიკური რეზონატორისა და მასზე დამაგრებული ლითონის ჩანგლისაგან, რომლებიც რეზონანსურადაა აწყობილი (ნახ. 3). ჩაქუჩის ჩანგალზე დარტყმ-

ისას, ხდება მთელი სისტემის აგზნება და გამოცემს სუფთა მუსიკალურ ტონს. აკუსტიკურ რეზონატორს წარმოადგენს, მომღერლის ყელიც. ნახაზზე (ნახ. 4) მოცემულია ერთსა და იმავე ნოტზე ჟღერადი კამერტონის (1), პიანინოს (2) და ქალის დაბალი ხმის (ალტი) (3) მიერ გამოცემული ბგერითი ტალღების სპექტრში, ჰარმონიკების ფარდობითი ინტენსივობები, რომლებიც ჟღერს კონტრაქტავის „ლა“ ნოტში, $\nu_1 = 220\text{ჰც}$. კოორდინატა ღერძზე გადაზომილია ფარდობითი ინტენსივობები. ბგერით ტალღებს, რომელთა სიხშირეთა სპექტრია გამოსახული ნახაზზე, გააჩნიათ ერთი და იგივე სიმაღლე, მაგრამ განსხვავებული ტემბრი. აკუსტიკური სპექტრის ხასიათი და სიხშირეებს შორის ენერგიის განაწილება, განსაზღვრავს ბგერითი შეგრძელების თავისებურებას, რომელსაც ბგერის ტემბრი ეწოდება. მაგალითად, სხვადასხვა მომღერალს, ერთი და იგივე ნოტის აღებისას, გააჩნია სხვადასხვა აკუსტიკური სპექტრი, ე.ი. მათ ხმებს გააჩნიათ სხვადასხვა ტემბრი.



ნახ. 3.



ნახ. 4.

როგორც ცნობილია, ერთმანეთისაგან სიხშირით მცირედი განსხვავებული ბგერითი ტალღის ზედდებისას, მიიღება მგერები. ის წარმოიშობა მაგალითად, თითქმის ერთნაირ სიხშირეზე აწყობილი ორი კამერტონის, ან, გიტარის ორი სიმის, ერთდროული ჟღერისას. მგერები ყურის მიერ აღიქმება როგორც ჰარმონიული ტონი, რომლის ხმამაღლობა დროის მიხედვით პერიოდულად იცვლება. დაუშვათ, რომ ყურზე მოქმედი p_1 და p_2 ბგერითი წნევები იცვლებიან

$$p_1 = A_o \cos \omega_1 t \text{ და } p_2 = A_o \cos \omega_2 t$$

კანონით. სიმარტივისათვის ჩავთვალოთ, რომ ბგერითი წნევების რხევების ამპლიტუდები ერთნაირია და $p_o = A_o$ ტოლია. ჯამური წნევა წარმოდგინება შემდეგი სახით,

$$p = p_1 + p_2 = 2A_o \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t\right) \cos\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t\right) = 2A_o \cos\left(\frac{1}{2} \Delta \omega t\right) \cos(\bar{\omega} t)$$

სადაც,

$$\Delta \omega = \omega_1 - \omega_2$$

ხოლო,

$$\bar{\omega} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$$

ჯამური რხევის ამპლიტუდა კი ტოლია,

$$A = 2A_o \left| \cos \frac{1}{2} \Delta \omega t \right|$$

ნახაზზე (ნახ. 5) გამოსახულია p_1 და p_2 წნევების t დროზე დამოკიდებულებები დროის $t = 0$ მომენტისათვის. ორივე რხევა ფაზით ერთნაირი და მათი ამპლიტუდები იკრიბება. რადგან რხევების სიხშირეები მცირედი განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან, ამიტომ, რაღაც t_1 დროის შემდეგ რხევები აღმოჩნდებიან ფაზით საპირისპირო. ამ მომენტში, ჯამური ამპლიტუდა მიისწრა-

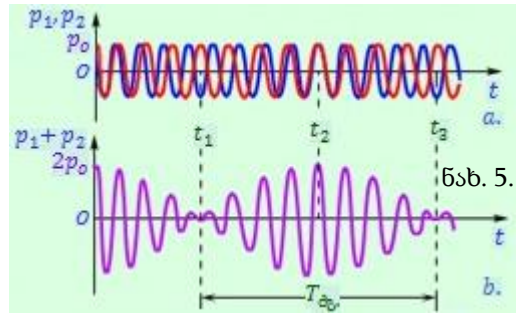
ფვის ნულისაკენ, (რხევები „ახშობენ“ ერთმანეთს). დროის $t_2 = 2t_1$ მომენტისათვის რხევები კვლავ აღმოჩნდებიან ფაზით ერთნაირი და ა.შ.

რხევის მაქსიმალური (ან, მინიმალური) ამპლიტუდის შესაბამის დროის ორ მომენტს შორის მინიმალურ ინტერვალს, ძვრების პერიოდი ეწოდება,

$$T_{\text{ძვ.}} = \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} = \frac{2\pi}{\omega_2 - \omega_1} = \frac{2\pi}{\Delta\omega} \quad (10)$$

აქედან, შეიძლება განვსაზღვროთ ძვრების სიხშირე,

$$\nu_{\text{ძვ.}} = \frac{1}{T_{\text{ძვ.}}} = \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} = \nu_2 - \nu_1 = \Delta\nu$$



ძვრების სიხშირე, ყურის მიერ ერთდროულად აღქმული, ორი ბგერითი ტალღის სიხშირეთა სხვაობის ტოლია. ადამიანი აღიქვამს $5 \div 10$ ჰც-მდე სიხშირის ბგერით ძვრებს. ძვრების მოსმენა მუსიკალური ინსტრუმენტების აწყობის ტექნიკის მნიშვნელოვანი ელემენტია.

ულტრაბგერა და მისი გამოყენება. ულტრაბგერას გააჩნია რა დიდი სიხშირე ($\nu > 20$ კჰც) და ცხადია, რომ შესაბამისად მცირე ტალღის სიგრძე, ხასიათდება განსაკუთრებული თვისებებით, რაც საშუალებას გვაძლევს გამოვყოთ ის ცალკე მოვლენების კლასად. მცირე ტალღის სიგრძეების გამო, ულტრაბგერითი ტალღები, ისევე როგორც სინათლე, შეიძლება მიღებული იქნეს მკაცრად მიმართული ნაკადის სახით. ულტრაბგერის გენერაციისათვის ძირითადად გამოიყენება ორი მოვლენა:

1. შებრუნებული პიეზოელექტრული ეფექტი - განსაზღვრული ფორმის კვარცის ფირფიტაში, ელექტრული ველის მოქმედებით დეფორმაციის წარმოშობა (ბოლო წლებში კვარცის ნაცვლად გამოიყენება ბარიუმის ტიტანიტი). თუ ასეთ ფირფიტას მოვათავსებთ მაღალსიხშირულ ცვლად ველში, შეიძლება გამოვიწვიოთ მისი იძულებითი რხევები. ფირფიტის საკუთარ რხევებთან რეზონანსის შედეგად, მიიღება დიდი ამპლიტუდის რხევები და შესაბამისად გამოსხივდება დიდი ინტენსივობის ულტრაბგერითი ტალღები. კვარცის ულტრაბგერითი გენერატორის იდეა ეკუთვნის ფრანგ ფიზიკოსს პ. ლანჟევენს (1872–1946).
2. მაგნიტოსტრიქცია - დეფორმაციის წარმოშობა ფერომაგნეტიკებში, მაგნიტური ველის მოქმედებით. თუ ფერომაგნიტური (მაგალითად, ნიკელის, ან რკინის) ღეროს მოვათავსებთ სწრაფად ცვლად მაგნიტურ ველში, მასში წარმოიშობა მექანიკურ რხევები, რომლის ამპლიტუდა მაქსიმალურია რეზონანსის შემთხვევაში.

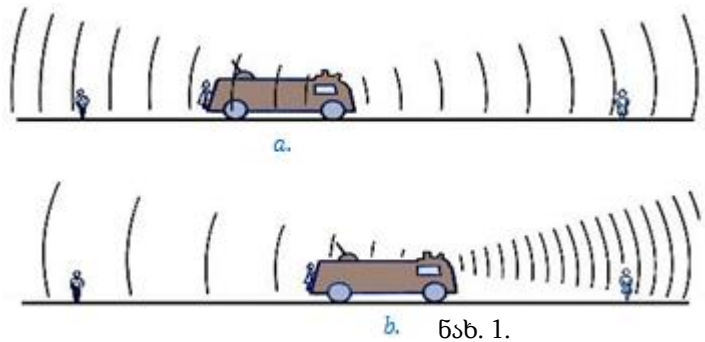
ულტრაბგერები ფართოდ გამოიყენება ტექნიკაში, მაგალითად, წყალქვეშა საგნების აღმოსაჩენად და სიღრმეების განსაზღვრისათვის (ჰიდროლოკატორი, ექოლოტი). მაგალითად, გემზე დამაგრებული პიეზოკვარცის გენერატორის ექოლოტის საშუალებით, იგზავნება მიმართული ულტრაბგერითი სიგნალები, რომლებიც მიაღწევენ რა ფსკერს, აირეკლებიან მისგან და ბრუნდებიან უკან. თუ გვეცოდინება მათი გავრცელების სიჩქარე წყალში და განვსაზღვრავთ გავლის (გაგზავნიდან დაბრუნებამდე) დროს, შეიძლება გამოვთვალოთ მანძილი. ექოს მიღებაც ხდება პიეზოკვარცის საშუალებით. ბგერითი რხევები, მიაღწევენ რა პიეზოკვარცს, იწვევენ მასში დრეკად რხევებს, რის შედეგად კვარცის საპირისპირო ზედაპირებზე წარმოიშობიან ელექტრული მუხტები, რომლებიც იზომება.

თუ რაიმე გამოსაკვლევ დეტალს მოვათავსებთ ულტრაბგერით სიგნალის ქვეშ, მასში, ნაკადის მახასიათებელი გაზნების - ულტრაბგერითი ჩრდილის წარმოშობის მიხედვით შეიძლება აღმოვაჩინოთ მასში დეფექტები. აღნიშნული პრინციპი საფუძვლად უდევს ულტრაბგერითი დეფექტოსკოპიას. ულტრაბგერის გამოყენება უდევს საფუძვლად აგრეთვე აკუსტიკის ახალ და-

რგს - აკუსტიკაელექტრონიკას, რომლის საფუძველზეც შეიძლება დავამზადოთ მიკრორადიოელექტრონიკაში სიგნალის ინფორმაციის დამუშავების ხელსაწყოები. ულტრაბგერა გამოიყენება სხვადასხვა პროცესებზე (კრისტალიზაცია, დიფუზია, და სხვ.) და ბიოლოგიურ ობიექტებზე ზემოქმედებისათვის, ნივთიერების ფიზიკური თვისებების (შთანთქმა, ნივთიერების სტრუქტურა და ა.შ.) შესწავლისათვის. ულტრაბგერა გამოიყენება აგრეთვე ძალიან მყარი და ძალიან მყიფე სხეულების მექანიკური დამუშავებისათვის, მედიცინაში (დიაგნოსტიკა, ულტრაბგერითი ქირურგია, ქსოვილების მიკრომასაჟი) და სხვ.

§167. დოპლერის ეფექტი აკუსტიკაში

დოპლერის ეფექტი არის, მიმდების მიერ აღქმული რხევის სიხშირის ცვლილება, რხევის წყაროს და მიმდების, ერთმანეთის მიმართ მოძრაობისას. მაგალითად, ცნობილია, რომ მატარებლის საყვირის ტონი მისი მოახლოებისას იზრდება, ხოლო, დაშორებისას კი მცირდება, ე.ი. რხევის წყაროს (საყვირის), მიმდების (ყურის) მიმართ მოძრაობისას, იცვლება მიღებული რხევების სიხშირე (ნახ. 1).



დაუშვათ, რომ ბგერის წყარო და მიმდები მოძრაობენ მათი შემაერთებული წრფის გასწვრივ, შესაბამისად $v_{\text{წყ.}}$ და $v_{\text{მიმ.}}$ სიჩქარეებით. ამასთან, როცა წყარო (მიმდები) უახლოვდება მიმდებს (წყაროს), ისინი დადებიითა, ხოლო როცა შორდება, უარყოფითი. ჩავთვალოთ, რომ წყაროს რხევის სიხშირეა ν_0 .

როცა წყარო და მიმდები მოძრაობენ ერთმანეთის მიმართ, მაშინ მიმდების მიერ რეგისტრირებული რხევის სიხშირე ტოლია

$$\nu = \frac{(v \pm v_{\text{მიმ.}})}{(v \pm v_{\text{წყ.}})} \nu_0 \quad (1)$$

სადაც, v - ბგერის გავრცელების სიჩქარეა. მრიცხველში „+“ ნიშანი აიღება იმ შემთხვევაში, როცა მიმდები და წყარო უახლოვდებიან, ხოლო „-“ ნიშანი კი იმ შემთხვევაში, როცა მიმდები და წყარო შორდებიან.

(1) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ დოპლერის ეფექტი განსხვავებულია იმის და მიხედვით, წყარო მოძრაობს თუ მიმდები. შეიძლება განვიხილოთ სხვადასხვა შემთხვევები.

1. წყარო და მიმდები უძრავია გარემოს მიმართ ($v_{\text{წყ.}} = v_{\text{მიმ.}} = 0$). ამ შემთხვევაში (1) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ მიმდების მიერ რეგისტრირებული ბგერის ν სიხშირე, წყაროს მიერ გამოსხივებული ბგერითი ტალღის ν_0 სიხშირის ტოლია,

$$\nu = \nu_0 \quad (2)$$

2. მიმდები უახლოვდება წყაროს, ხოლო წყარო უძრავია ($v_{\text{მიმ.}} > 0$, $v_{\text{წყ.}} = 0$). ამ შემთხვევაში (1) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ

$$\nu = \frac{(v + v_{\text{მიმ.}})}{v} \nu_0 \quad (3)$$

ე.ი. მიმღების მიერ აღქმული რხევის სიხშირე $(\nu + \nu_{\text{აბ.}})/\nu$ -ჯერ მეტია, წყაროს რხევის სიხშირეზე.

3. წყარო უახლოვდება მიმღებს, ხოლო მიმღები უძრავია ($\nu_{\text{წყ.}} > 0$, $\nu_{\text{აბ.}} = 0$). ამ შემთხვევაში (1) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ

$$\nu = \frac{\nu}{\nu - \nu_{\text{წყ.}}} \nu_0 \quad (4)$$

ე.ი. მიმღების მიერ აღქმული რხევის ν სიხშირე $\nu/(\nu - \nu_{\text{წყ.}})$ -ჯერ გაიზრდება.

2 და 3 შემთხვევებში, როცა $\nu_{\text{აბ.}} < 0$ და $\nu_{\text{წყ.}} < 0$, (3) და (4) ფორმულებში ნიშანი შეიცვლება საპირისპიროდ.

§168. ცვლადი დენი

იძულებით ელექტრომაგნიტური რხევები შეიძლება განვიხილოთ როგორც რეზისტორის, ინდუქციურობის კოჭას და კონდენსატორის შემცველ წრედში ცვლადი დენის გავლა. განვიხილოთ მიმდევრობითი რხევითი კონტური - ანუ, RLC წრედი (ნახ. 1), სადაც ჩართულია დენის წყარო, რომლის ძაბვა იცვლება

$$U = U_m \cos \omega t \quad (1)$$

კანონით. სადაც, U_m - ძაბვის ამპლიტუდაა, ω - წრიული (ციკლური) სიხშირე. დენის ძალის და ძაბვის მყისი მნიშვნელობებისათვის, ომის კანონი ჩაიწერება შემდეგი სახით,

$$IR + \frac{q}{C} + L \frac{dI}{dt} = U_m \cos \omega t \quad (2)$$

სადაც, $L (dI/dt)$ - კოჭას თვითინდუქციის ემმ და მას ინდუქციურობის კოჭას ძაბვა ეწოდება.

ცალ-ცალკე განვიხილოთ ცვლადი დენის გარე წრედში, R წინაღობის რეზისტორის, C ტევადობის კონდენსატორის და L ინდუქციურობის კოჭას ჩართვის შემთხვევები. სამივე შემთხვევაში, რეზისტორზე, კონდენსატორზე და კოჭაზე ძაბვები, ცვლადი დენის წყაროს ძაბვის ტოლია.

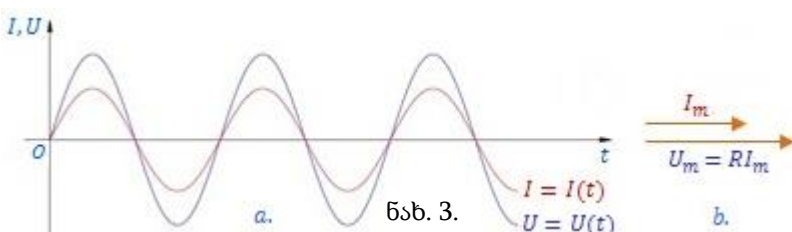
1. წინაღობა ცვლადი დენის წრედში ($R \neq 0, L \rightarrow 0, C \rightarrow 0$) (ნახ. 2). R წინაღობის რეზისტორის ცვლადი დენი განისაზღვრება ომის კანონის ფორმულით,

$$I_R = \frac{U}{R} = \frac{U_m}{R} \cos \omega t = I_{Rm} \cos \omega t \quad (3)$$

სადაც,

$$I_{Rm} = \frac{U_m}{R} \quad (4)$$

დენის ძალის ამპლიტუდაა. R სიდიდეს რეზისტორის აქტიური წინაღობა ეწოდება. (1) და (3) გამოსახულებების შედარებიდან გამომდინარეობს, რომ



რეზისტორის დენის ძალა და მასზე ძაბვა, იცვლება „სინქრონულად“, უფრო ზუსტად რომ ვთქვათ, სინფაზურად (ნახ. 3, a). დენის ფაზა, ძაბვის ფაზის ტოლია, ე.ი. დენსა და ძაბვას შორის ფაზის წანაცვლება, ნულის ტოლია. შესაბამისი ვექტორული დიაგრამა მოცემულია ნახაზზე (ნახ. 3, b).

2. კონდენსატორი ცვლადი დენის წრედში ($C \neq 0, R \rightarrow 0, L \rightarrow 0$) (ნახ. 4). როცა კონდენსატორზე მოდებულია ცვლადი ძაბვა, მაშინ ის ყოველთვის გადაიმუხტება და წრედში გაივლის ცვლადი დენი. რადგან გარე ძაბვა მოდებულია კონდენსატორზე, ხოლო, შემაერთებული გამტარების წინააღობა შეიძლება უგულებელვყოთ, ამიტომ შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{q}{C} = U_C = U_m \cos \omega t \quad (5)$$

აქედან,

$$q = CU_m \cos \omega t$$

კონდენსატორის დენის ძალა ტოლი იქნება,

$$I_C = \dot{q} = -\omega C U_m \sin \omega t = \omega C U_m \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) = I_{Cm} \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) \quad (6)$$

სადაც,

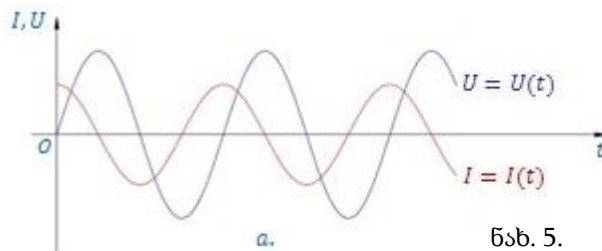
$$I_{Cm} = \omega C U_m = \frac{U_m}{1/\omega C} \quad (7)$$

დენის ძალის ამპლიტუდაა.

$$R_C = \frac{1}{\omega C} \quad (8)$$

სიდიდეს, კონდენსატორის ტევადური წინააღობა ეწოდება. მუდმივი დენისათვის ($\omega = 0$),

$R_C \rightarrow \infty$, ე.ი. კონდენსატორში მუდმივი დენი არ გადის. (1) და (6) გამოსახულებების შედარებებიდან გამომდინარეობს, რომ კონდენსატორის დენი, უსწრებს ძაბვას, $\pi/2$ ფაზით (ნახ. 5, a). შესაბამისი ვექტორული დიაგრამა მოცემულია ნახაზზე (ნახ. 5, b).



ნახ. 5.

3. ინდუქციური კოჭა ცვლადი დენის წრედში ($L \neq 0, R \rightarrow 0, C \rightarrow 0$) (ნახ. 6). როცა წრედზე მოდებულია (1) ცვლადი ძაბვა, მაშინ, მასში გაივლის ცვლადი დენი და წარმოიშობა თვითინდუქციის ემპ,

$$\mathcal{E}_i = -L \frac{dI}{dt}$$

მაშინ, წრედის განსახილველი უბნისათვის, ომის კანონი შემდეგი სახით ჩაიწერება,

$$U_m \cos \omega t - L \frac{dI}{dt} = 0$$

რომელიც ასე გადავწეროთ,

$$L \frac{dI}{dt} = U_m \cos \omega t \quad (9)$$

აქედან,

$$dI = \frac{U_m}{L} \cos \omega t \cdot dt$$

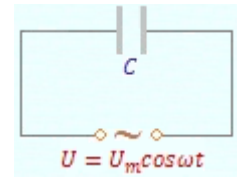
რომლის ინტეგრირებით მიიღება

$$I_L = \frac{U_m}{L} \int \cos \omega t \cdot dt = \frac{U_m}{\omega L} \sin \omega t = I_{Lm} \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) \quad (10)$$

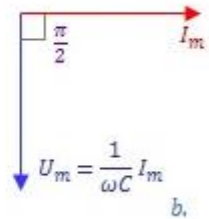
სადაც,

$$I_{Lm} = \frac{U_m}{\omega L} \quad (11)$$

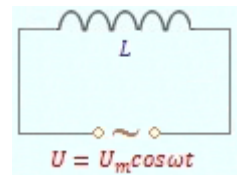
დენის ძალის ამპლიტუდაა. ხოლო,



ნახ. 4.

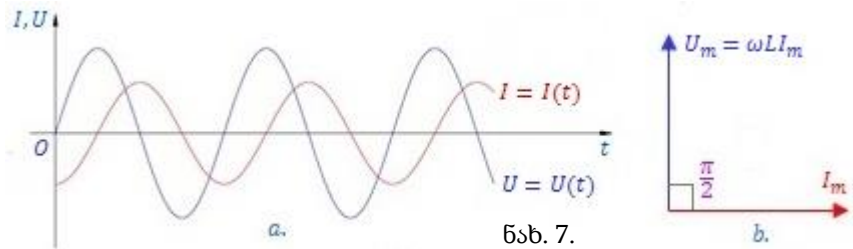


ნახ. 6.



$$R_L = \omega L \quad (12)$$

სიდიდეს ინდუქციური წინაღობა ეწოდება. (12) გამოსახულებიდან გამომდინარეობს, რომ მუდმივი დენისათვის ($\omega = 0$), $R_L \rightarrow 0$, ე.ი. ინდუქციურობის კოჭას წინაღობა არ გააჩნია. (1) და (10) ფორმულების შედარებიდან გამომდინარეობს, რომ დენი ჩამორჩება ძაბვას $\pi/2$ ფაზით (ნახ. 7, a). შესაბამისი ვექტორული დიაგრამა მოცემულია ნახაზზე (ნახ. 7, b).



ნახ. 7.

რეზისტორზე, კონდენსატორზე და კოჭაზე ცვლადი დენის და ძაბვის ამპლიტუდების დამაკავშირებელი

$$U_R = RI_{Rm}, \quad U_C = \frac{1}{\omega C} I_{Cm}, \quad U_L = \omega L I_{Lm} \quad (13)$$

თანაფარდობები, მოგვაგონებენ ომის კანონს, მუდმივი დენის წრედის უბნისათვის, მაგრამ, ისინი შეიცავენ წრედის უბანზე არა მუდმივი დენის ძალის და ძაბვის მნიშვნელობებს, არამედ, ცვლადი დენის და ძაბვის ამპლიტუდურ მნიშვნელობებს. (13) გამოსახავს ომის კანონს, R, L და C ელემენტებიდან, ერთ-ერთის შემცველი წრედის უბნისათვის (ნახ. 8).

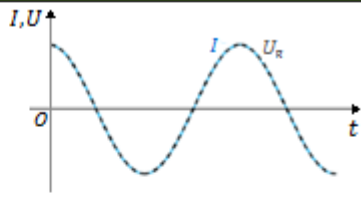
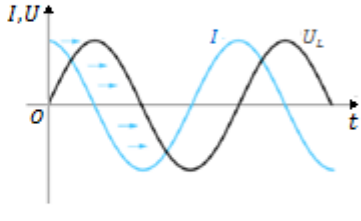
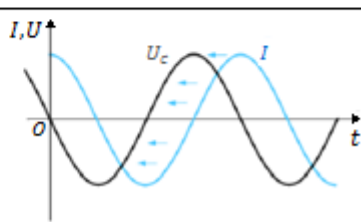
4. მიმდევრობით შეერთებული რეზისტორის, კონდენსატორის და კოჭას შემცველი ცვლადი დენის წრედი (ნახ. 1).

დაუშვათ, რომ წრედის ბოლოებზე მოდებულია

$$U = U_m \cos \omega t \quad (1)$$

ცვლადი ძაბვა. მაშინ წრედში გაივლის $I = I_m \cos(\omega t - \varphi)$ ცვლადი დენი, რომელიც გამოიწვევს წრედის ყველა ელემენტის, შესაბამისი U_R, U_L და U_C ძაბვების ვარდნას.

შეიძლება ავაგოთ ვექტორული დიაგრამა (ნახ. 9), მიმდევრობითი RLC - კონტურისათვის, რომელშიც მიმდინარეობს იძულებითი რხევები ω წრიული (ციკლური) სიხშირით. რადგან, მიმდევრობით შეერთებული წრედის უბნებზე გამავალი დენი ერთნაირია, მოსახერხებელია ვექტორული დიაგრამა ავაგოთ, წრედში დენის რხევის გამომსახველი ვექტორის მიმართ. დენის

ძაბვა და დენი წრედის ელემენტებზე		
წინაღობის რეზისტორი	იცვლება სინფაზურად (ერთნაირია ფაზით)	
ინდუქციურობის კოჭა	ძაბვა უსწრებს დენს $\pi/2$ ფაზით	
ტევადობის კონდენსატორი	ძაბვა ჩამორჩება დენს $\pi/2$ ფაზით	

ნახ. 8.

ძალის ამპლიტუდა ავლნიშნოთ I_m . დენის ფაზა მიღებულია ჩავთვალოთ ნულის ტოლი, რაც სავსებით დასაშვებია, რადგან ფიზიკურ ინტერესს წარმოადგენს არა ფაზის აბსოლუტური მნიშვნელობა, არამედ ფარდობითი ფაზური წანაცვლებები. მოდებული ძაბვის ამპლიტუდა (U_m) ტოლი უნდა იყოს წრედის ყველა ელემენტში (რეზისტორზე, კოჭაზე და კონდენსატორზე) შესაბამისი U_R , U_L და U_C ძაბვების ვარდნათა ამპლიტუდების გეომეტრიული ჯამის. ვექტორული დიაგრამიდან ჩანს, რომ

$$U_m^2 = U_R^2 + (U_L - U_C)^2$$

ან,

$$(RI_m)^2 + \left[\left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) I_m \right]^2 = U_m^2$$

საიდანაც დენის ძალის ამპლიტუდისათვის მიიღება,

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}}$$

სადაც,

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2} = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}$$

სიდიდეს, წრედის სრული წინაღობა ეწოდება, ხოლო,

$$X = X_L - X_C = \omega L - \frac{1}{\omega C}$$

სიდიდეს კი, რეაქტიული წინაღობა ეწოდება.

ვექტორული დიაგრამიდან (ნახ. 9) ასევე გამომდინარეობს, რომ φ კუთხე განისაზღვრება

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$$

პირობიდან.

ცვლადი დენის სიმძლავრე. ცვლადი დენის სიმძლავრის მყისი მნიშვნელობა, ძაბვისა და დენის ძალის მყისი მნიშვნელობათა ნამრავლის ტოლია,

$$P(t) = I(t) \cdot U(t)$$

სადაც, $U(t) = U_m \cos \omega t$, $I(t) = I_m \cos(\omega t - \varphi)$. ე.ი. შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$P(t) = I(t)U(t) = U_m I_m \cos \omega t \cos(\omega t - \varphi) = I_m U_m \cos \omega t (\cos \omega t \cdot \cos \varphi + \sin \omega t \cdot \sin \varphi) = \cos^2 \omega t \cdot \cos \varphi + \cos \omega t \cdot \sin \omega t \cdot \sin \varphi$$

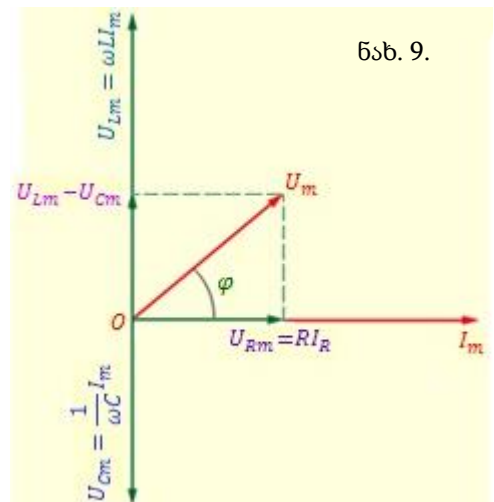
პრაქტიკული თვალსაზრისით საინტერესოა სიმძლავრის არა მყისი მნიშვნელობა, არამედ მისი საშუალო მნიშვნელობა პერიოდის განმავლობაში. თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\overline{\cos^2 \omega t} = 1/2$ და $\overline{\sin \omega t \cos \omega t} = 0$, მივიღებთ,

$$\bar{P} = \frac{1}{2} I_m U_m \cos \varphi$$

სადაც, $I = I_m / \sqrt{2}$, $U = U_m / \sqrt{2}$ სიდიდეებს, დენის ძალის და ძაბვის მოქმედი (ან, ეფექტური) მნიშვნელობები ეწოდებათ. რომელთა გათვალისწინებით საშუალო სიმძლავრის გამოსახულება ასე ჩაიწერება

$$\bar{P} = IU \cos \varphi$$

სადაც, $\cos \varphi$ მამრავლს, სიმძლავრის კოეფიციენტი ეწოდება.



ნახ. 9.

თუ უბანი შეიცავს მხოლოდ C ტევადობის კონდენსატორს, მაშინ დენსა და ძაბვას შორის ფაზის წანაცვლება ტოლია $\pi/2$. ამიტომ,

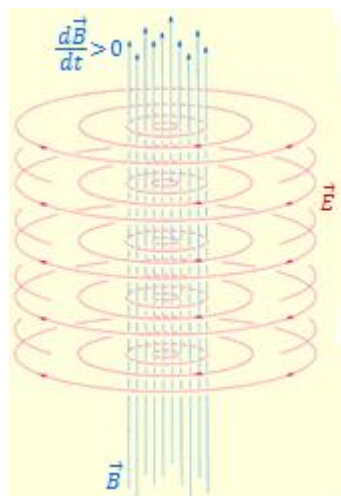
$$\overline{P_C} = IU \cos \varphi = IU \cos \frac{\pi}{2} = 0$$

ანალოგიურად შეიძლება ვაჩვენოთ, რომ $\overline{P_L} = 0$.

წრედში ცვლადი დენის გავლისას, ელექტრომაგნიტური ველი ასრულებს მუშაობას და წრედში გამოიყოფა ჯოულის სითბო. ე.ი. ცვლადი დენის წრედში სითბო გამოიყოფა მხოლოდ აქტიურ წინაღობაზე. კონდენსატორსა და კოჭაზე ცვლადი დენის საშუალო სიმძლავრე ნულის ტოლია.

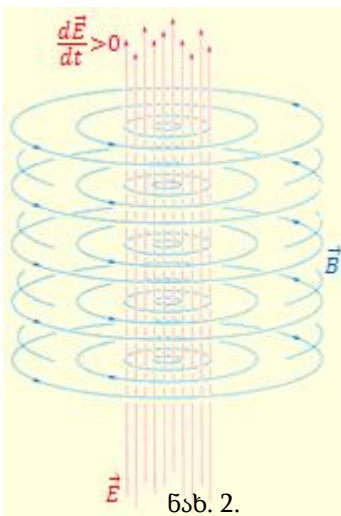
§169. ელექტრომაგნიტური ტალღები

ელექტრული და მაგნიტური ველების ერთობლიობა ერთად, ქმნიან ელექტრომაგნიტურ ველს, რომელიც მჟღავნდება სინათლის და ელექტრომაგნიტური ტალღების სახით. ელექტრომაგნიტური ტალღების არსებობა, თეორიულად იწინასწარმეტყველა ინგლისელმა ფიზიკოსმა ჯ. მაქსველმა 1864წ. მის მიერ გაანალიზებული იქნა, იმ დროისათვის ცნობილი ელექტროდინამიკის კანონები და შეეცადა გამოეყენებინა ისინი, დროის მიხედვით ცვალებადი ელექტრული და მაგნიტური ველების მიმართ. მან ყურადღება მიაქცია ელექტრულ და მაგნიტურ ველებს შორის ასიმეტრულ ურთიერთკავშირს. მაქსველმა შემოიღო გრიგალური ელექტრული ველის ცნება და მოგვცა ფარადეის მიერ აღმოჩენილი ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონის ახალი ფორმულირება: მაგნიტური ველის ყოველგვარი ცვლილება, გარემომცველ სივრცეში წარმოშობს, გრიგალურ ელექტრულ ველს, რომლის ძალწირები ჩაკეტილი წირებია (ნახ. 1).



ნახ. 1.

მაქსველის მიერ გამოთქმული იქნა აგრეთვე ჰიპოთეზა საპირისპირო პროცესის არსებობის შესახებ, რომლის თანახმადაც: დროში ცვალებადი ელექტრული ველი, გარემომცველ სივრცეში წარმოშობს მაგნიტურ ველს (ნახ. 2). ეს ჰიპოთეზა იყო მხოლოდ თეორიული დაშვება, ექსპერიმენტული მტკიცებულების გარეშე. მაგრამ, მის საფუძველზე მაქსველის მიერ მიღებული იქნა განტოლებათა სისტემა - ელექტრომაგნიტური ველის განტოლებათა სისტემა (მაქსველის განტოლებები), რომელთა საშუალებითაც აღიწერებოდა ელექტრული და მაგნიტური ველების ურთიერთგარდაქმნები. მაქსველის თეორიიდან გამომდინარეობს შემდეგი მნიშვნელოვანი შედეგები:



ნახ. 2.

1. არსებობენ ელექტრომაგნიტური ტალღები - სივრცეში და დროში, ელექტრომაგნიტური ველის გავრცელება. ელექტრომაგნიტური ტალღები განივი ტალღებია - ელექტრომაგნიტურ ტალღის $\vec{E}$ და $\vec{H}$ ვექტორები ურთიერთმართობია და მდებარეობენ ტალღის გავრცელების მიმართულების მართობულ სიბრტყეში (ნახ. 3).

2. ელექტრომაგნიტური ტალღები ნივთიერებაში ვრცელდებიან

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0}} \quad (1)$$

სიჩქარით. სადაც, ε და μ - ნივთიერების დიელექტრიკული და მაგნიტური შეღწევადობებია, ხოლო, $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ ფ/მ და $\mu_0 = 1.256 \cdot 10^{-6}$ ჰ/მ - ელექტრული და მაგნიტური მუდმივები.

ცხადია, რომ ვაკუუმში ($\varepsilon = \mu = 1$) ელექტრომაგნიტური ტალღების გავრცელების სიჩქარე ტოლია

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 2.99792458 \cdot 10^8 \text{ მ/წმ} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ მ/წმ}$$

და წარმოადგენს ერთ-ერთ ფუნდამენტურ ფიზიკურ მუდმივას.

ტალღის გავრცელების სიჩქარე (v), ტალღის სიგრძე (λ), სიხშირე (ν) და პერიოდი (T) დაკავშირებულია ერთმანეთთან თანაფარდობით

$$v = \lambda \nu = \frac{\lambda}{T} \quad (2)$$

3. ელექტრომაგნიტურ ტალღაში, ადგილი აქვს ელექტრული და მაგნიტური ველების ურთიერთგარდაქმნას. ეს პროცესები მიმდინარეობს ერთდროულად. ამიტომ, ელექტრული და მაგნიტური ენერგიების მოცულობითი სიმკვრივები ერთმანეთის ტოლია $w_{\text{ელ.}} = w_{\text{მაგ.}}$, და შეძლება დავწეროთ,

$$\frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2}{2} = \frac{B^2}{2\mu \mu_0} \quad (3)$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ ელექტრომაგნიტურ ტალღის, მაგნიტური ველის ინდუქციის $\vec{B}$ ვექტორის და ელექტრული ველის დამაბულობის $\vec{E}$ ვექტორის მოდულები, სივრცის ყოველ წერტილში დაკავშირებულია ერთმანეთთან თანაფარდობით,

$$B = \frac{\sqrt{\varepsilon \mu}}{c} E \quad (4)$$

4. ელექტრომაგნიტურ ტალღებს გადააქვთ ენერგია. ტალღის გავრცელებისას წარმოიშობა ელექტრომაგნიტური ენერგიის ნაკადი. თუ ტალღის გავრცელების მიმართულების მართობულად გამოვყოფთ S ფართობს (ნახ. 3), მაშინ, რაიმე Δt დროის განმავლობაში, ამ ფართობში გასული $W_{\text{ელმაგ.}}$ ელექტრომაგნიტური ენერგია ტოლი იქნება,

$$W_{\text{ელმაგ.}} = (w_{\text{ელ.}} + w_{\text{მაგ.}}) v S \Delta t \quad (5)$$

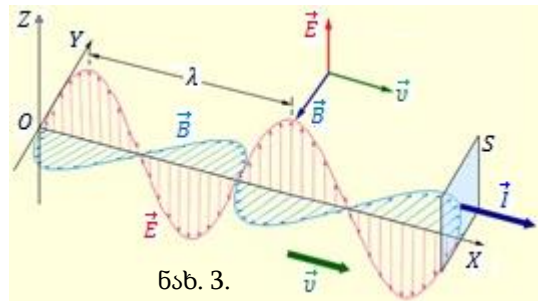
ტალღის მიერ ერთეულ დროში, ზედაპირის ერთეულ ფართობზე, გადატანილი ელექტრომაგნიტურ ენერგიას, ელექტრომაგნიტური ნაკადის სიმკვრივე, ან ინტენსივობა ეწოდება,

$$I = \frac{W_{\text{ელმაგ.}}}{S \Delta t} = (w_{\text{ელ.}} + w_{\text{მაგ.}}) v \quad (6)$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ $w_{\text{ელ.}}$, $w_{\text{მაგ.}}$ და v მნიშვნელობებს, მივიღებთ,

$$I = \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\mu \mu_0}} \cdot E^2 = \frac{EB}{\mu \mu_0} \quad (8)$$

ელექტრომაგნიტურ ტალღაში, ენერგიის ნაკადი განისაზღვრება $\vec{I}$ ვექტორით, რომლის მიმართულება ემთხვევა ტალღის გავრცელების მიმართულებას, ხოლო მოდული კი ტოლია $EB/\mu\mu_0$. ამ ვექტორს პოინტინგის ვექტორი ეწოდება.



ვაკუუმში, სინუსოიდური (ჰარმონიული) ტალღის ელექტრომაგნიტური ენერგიის ნაკადის სიმკვრივის საშუალო მნიშვნელობა ტოლი იქნება,

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot E_0^2 \quad (9)$$

სადაც, E_0 - ელექტრული ველის დამახულობის ვექტორის რხევის ამპლიტუდაა. ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში (SI) ენერგიის ნაკადის სიმკვრივის ერთეულია ვატი / (მეტრი)² (ვტ/მ²). 5. მაქსველის თეორიიდან გამომდინარეობს, რომ ელექტრომაგნიტური ტალღები, შთანთქმელ, ან ამრეკლავ სხეულებზე უნდა ახდენდნენ წნევას. რაც იმით აიხსნება, რომ ტალღის ელექტრული ველის მოქმედებით, ნივთიერებაში წარმოიშობა სუსტი ელექტრული დენები, ე.ი. დამუხტული ნაწილაკების მოწესრიგებული მოძრაობა. ამ დენებზე, ტალღის მაგნიტური ველის მხრივ მოქმედებს ამპერის ძალა, რომელიც ქმნის ჯამურ წნევას. ჩვეულებრივ, ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ძალა, ძალიან მცირეა. მაგალითად, დედამიწაზე მოსული მზის გამოსხივების წნევა, აბსოლუტურად შთანთქმელი ზედაპირისათვის შეადგენს მიახლოებით 5მკპა. შთანთქმელ, ან ამრეკლავ სხეულებზე გამოსხივების წნევის განსაზღვრის პირველი ექსპერიმენტები, რომელიც წარმოადგენდა აგრეთვე, მაქსველის თეორიის მტკიცებულებას, ჩატარებული იქნა ლეზედევის მიერ 1900წ.

ელექტრომაგნიტური ტალღების წნევის არსებობა საშუალებას გვაძლევს გავაკეთოთ დასკვნა, რომ ელექტრომაგნიტურ ველისათვის დამახასიათებელია მექანიკური იმპულსი. ერთეულოვანი მოცულობის ელექტრომაგნიტურ ველის იმპულსი განისაზღვრება თანაფარდობით,

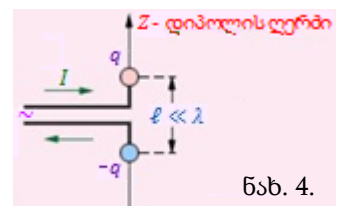
$$p_{ელმაგ.} = \frac{w_{ელმაგ.}}{c} \quad (10)$$

სადაც, $w_{ელმაგ.}$ - ელექტრომაგნიტური ენერგიის მოცულობითი სიმკვრივეა, c - ტალღის გავრცელების სიჩქარე ვაკუუმში. (10) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ

$$w_{ელმაგ.} = p_{ელმაგ.} \cdot c = mc^2$$

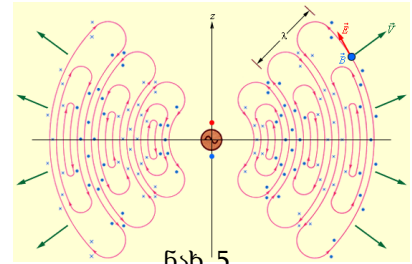
რაც წარმოადგენს ბუნების უნივერსალურ კანონს. ფარდობითობის თეორიის თანახმად, ის სამართლიანია ნებისმიერი სხეულისათვის, მიუხედავად მისი ბუნებისა და აგებულებისა. ამრიგად, ელექტრომაგნიტურ ველს გააჩნია მატერიალური სხეულების ყველა თვისებები - ენერგია, გავრცელების სასრული სიჩქარე, იმპულსი, მასა. რაც მოწმობს, რომ ელექტრომაგნიტური ველი წარმოადგენს მატერიის არსებობის ერთ-ერთ ფორმას.

6. მაქსველის თეორიის, პირველ ექსპერიმენტულ მტკიცებულებას იყო ჰერცის ცდები (1888წ.). მან არა მარტო ექსპერიმენტულად დაამტკიცა ელექტრომაგნიტური ტალღების არსებობა, არამედ, პირველად შეისწავლა მათი თვისებები - სხვადასხვა გარემოში შთანთქმა, არეკვლა, გარდატეხა და სხვ. მის მიერ, ცდებით განსაზღვრული იქნა, ელექტრომაგნიტური ტალღების სიგრძე და გავრცელების სიჩქარე, რომელიც სინათლის სიჩქარის ტოლი აღმოჩნდა.



7. ელექტრომაგნიტური ტალღები შეიძლება წარმოიშვას აჩქარებულად მოძრავი მუხტებით. მუდმივი დენის წრედები, სადაც, მუხტები მოძრაობენ მუდმივი სიჩქარით, არ წარმოადგენენ ელექტრომაგნიტური ტალღების წყაროს. თანამედროვე რადიოტექნიკაში, ელექტრომაგნიტური ტალღების გამოსხივება ხდება სხვადასხვა კონსტრუქციის ანტენების საშუალებით. ელექტრომაგნიტური ტალღების გამოსხივების მარტივ სისტემას წარმოადგენს მცირე ზომის ელექტრული დიპოლი (ნახ. 4). ასეთ ელემენტარულ დიპოლს, ჰერცის დიპოლი ეწოდება. რადიოტექნ-

იკაში, ჰერცის დიპოლი მცირე ანტენის ექვივალენტურია, რომლის ზომა გაცილებით ნაკლებია λ ტალღის სიგრძეზე. ასეთი დიპოლით გამოსხივებული ელექტრომაგნიტური ტალღების სტრუქტურა წარმოდგენილია ნახაზზე (ნახ. 5). უნდა აღინიშნოს, რომ ელექტრომაგნიტური ენერგიის მაქსიმალური ნაკადი გამოსხივდება დიპოლის ღერძის მართობულ სიბრტყეში. თავისი ღერძის გასწვრივ, დიპოლი არ გამოასხივებს ენერგიას.



ნახ. 5.

ელექტრომაგნიტური გამოსხივების სპექტრის დიაპაზონი წარმოდგენილია ცხრილში.

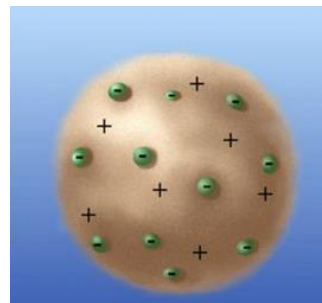
გამოსხივების სახე			ტალღის სიგრძე და სიხშირე	გამოყენება
არაიონიზაციური გამოსხივება	რადიოტალღები	გრძელი, საშუალო, მოკლე, ულტრამოკლე	$1\text{მმ} \div 10\text{კმ}$ $30\text{კჰც} \div 300\text{გჰც}$	რადიოკავშირი
		მიკროტალღები (ულტრამოკლე რადიოტალღების ქვედიაპაზონი)	$1\text{მმ} \div 1\text{მ}$ $300\text{მჰც} \div 300\text{გჰც}$	კომპიუტერი, ინტერნეტი, მიკროტალღური ღუმელი
	ინფრაწითელი გამოსხივება		$1\text{მმ} \div 780\text{ნმ}$ $300\text{გჰც} \div 429\text{ტჰც}$	გათბობა, საკვების მომზადება, პროდუქტების სტერილიზაცია
	ხილული გამოსხივება		$780\text{ნმ} \div 380\text{ნმ}$ $429\text{ტჰც} \div 750\text{ტჰც}$	განათება
იონიზაციური გამოსხივება	ულტრაიისფერი გამოსხივება		$380\text{ნმ} \div 10\text{ნმ}$ $7.5 \cdot 10^{14}\text{ჰც} \div 3 \cdot 10^{16}\text{ჰც}$	გარუჯვის ნათურები, დეზინფექცია, სტერილიზაცია
	რენტგენის გამოსხივება		$10\text{ნმ} \div 5\text{პმ}$ $3 \cdot 10^{16}\text{ჰც} \div 6 \cdot 10^{19}\text{ჰც}$	რენტგენი
	გამა სხივები		53მ-ზე ნაკლები $6 \cdot 10^{19}\text{ჰც}$ -ზე მეტი	სხივური თერაპია

ნაწილი VI. ატომისა და ბირთვის ფიზიკის ელემენტები.

თავი 26. ატომური ფიზიკა.

§170. ატომის აგებულების მოდელები

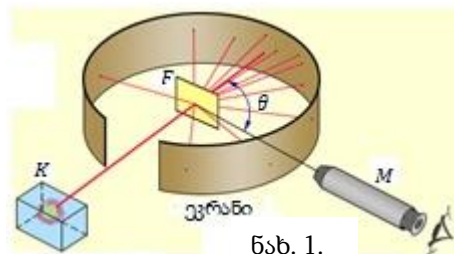
ტომსონის მოდელი. ატომი წარმოადგენს რთულ სისტემას. ის შეიცავს ერთნაირი რაოდენობით დადებით და უარყოფით მუხტებს, ისე რომ ნორმალურ მდგომარეობაში ატომი ნეიტრალურია. თავისთავად იბადება კითხვა: როგორ არის ატომში მუხტი განაწილებული. ატომის აგებულების პირველი მოდელი მოგვცა ინგლისელმა ფიზიკოსმა ჯ.ჯ. ტომსონმა (1856-1940) 1903წ. ტომსონის მოდელის თანახმად, ატომში დადებითი მუხტი განაწილებულია თანაბრად, მუდმივი სიმკვრივით, მთელ მის მოცულობაში. ამ უწყვეტად განაწილებულ დადებით მუხტებში ჩაქსოვილი არიან ელექტრონები (ნახ. 1). მაგრამ, ატომის აგებულების ტომსონის მოდელი საჭიროებდა ექსპერიმენტულ დასაბუთებას. ამისათვის საჭირო იყო ატომის ზონდირება დამუხტული ნაწილაკებით. რაც შეიძლება შემდეგნაირად გაკეთდეს. ლითონის თხელ სამიზნეზე მიმართავენ დამუხტული ნაწილაკების (სწრაფი ელექტრონების, ან დადებითი იონების) ნაკადს. სამიზნეში გავლისას, დამუხტული ნაწილაკები ურთიერთქმედებენ ატომებთან, განიცდიან გაბნევას და გამოდიან ნაკადიდან, რის შედეგადაც ნაკადის ინტენსივობა მცირდება.



ნახ. 1.

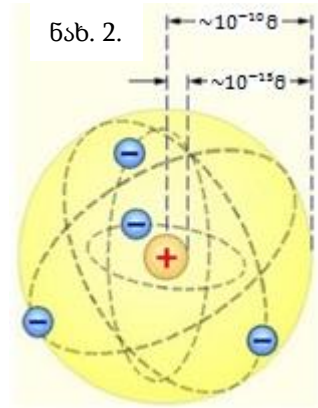
ატომის აგებულების შესწავლის პირველი ექსპერიმენტები ჩატარებული იქნა გერმანელი მეცნიერის ფ. ლენარდის (1862-1947) მიერ, 1903წ. მის მიერ ნაჩვენები იქნა, რომ ატომში ნივთიერების (ელექტრონების და დადებითი მუხტის) მიერ დაკავებული სივრცე უმნიშვნელოა, ატომი შიგნით თითქმის ცარიელია.

რეზერფორდის ცდა. ატომის აგებულების შესახებ მნიშვნელოვანი ექსპერიმენტები იქნა ჩატარებული ინგლისელი ფიზიკოსის ე. რეზერფორდის (1871-1937) მიერ 1911წ. მის მიერ მსუბუქი ელექტრონების ნაკადის ნაცვლად, გამოყენებული იქნა მძიმე α (ალფა) ნაწილაკები. α ნაწილაკის მასა ~ 8000 -ჯერ აღემატება ელექტრონის მასას. ამიტომ, α ნაწილაკები ელექტრონებთან დაჯახებისას თითქმის არ გადაიხრებიან, ისინი ურთიერთქმედებენ მხოლოდ დიდი მასის ნაწილაკებთან. α ნაწილაკები წარმოადგენენ ჰელიუმის ატომების ბირთვებს - შედგებიან ორი პროტონისა და ორი ნეიტრონისაგან, ე.ი. α ნაწილაკის მუხტი ტოლია $+2e$. α ნაწილაკების წყაროდან გამოსხივებული α ნაწილაკებიდან, D_1 და D_2 დიაფრაგმების საშუალებით გამოიყოფოდა α ნაწილაკების პარალელური ნაკადი (ნახ. 1). ნაკადის გზაზე მოთავსებული იყო $(10^{-7} \div 10^{-6})$ მ სისქის ლითონის ფირფიტა. ფირფიტაში გაბნევის შემდეგ, α ნაწილაკები ეცემიან გოგირდოვანი თუთიით დაფარული ეკრანს. ეკრანზე მოხვედრისას, ყოველი α ნაწილაკი იწვევს ნათებას, რასაც აკვირდებიან ეკრანის წინ მოთავსებული მიკროსკოპის საშუალებით. მიკროსკოპი და ეკრანი მოთავსებულია გრადუსიანი დანაყოფის მქონე სადგამზე. სადგამის სხვადასხვა კუთხით მობრუნებისას, ეკრანზე ხვდებოდნენ სხვადასხვა კუთხით გაბნეული α ნაწილაკები. ექსპერიმენტებმა გვიჩვენა, რომ α ნაწილაკების ნაკადის სამიზნეში გავლისას, ადგილი ჰქონდა α ნაწილაკების გაბნევას. ამასთან აღმოჩნდა რომ α ნაწილაკების მნიშვნელოვანი ნაწილი გადაიხრებოდა $2^\circ \div 3^\circ$ კუთხით, ძალიან მცირე ნაწილი გადაიხრებოდა 90° კუთხით, ხოლო, ზოგი კი გადაიხრებოდა 180° კუთ-

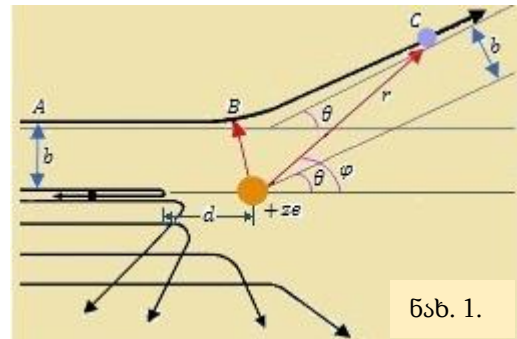


ნახ. 1.

ხითაც. თავისი ექსპერიმენტების საფუძველზე რეზერფორდმა გამოიტანა დასკვნა, რომ ატომში დადებითი მუხტი განაწილებულია არა მის მთელ მოცულობაში, არამედ მოთავსებული უნდა იყოს მის ძალიან მცირე, $\sim 10^{-13}$ სმ მოცულობის არეში, ატომის ცენტრში (ნახ. 2). ამასთან, ამ ცენტრის მახლობლად ელექტრული ველი უნდა იყოს ძლიერი. ამიტომ, α ნაწილაკები რაც უფრო ახლოს ჩაუვლიან ამ ცენტრს, მით უფრო მეტი კუთხით გადაიხრებიან. თავისი ცდების საფუძველზე რეზერფორდმა ჩამოაყალიბა ატომის აგებულების ბირთვული მოდელი, რომ ატომი წარმოადგენს მის ცენტრში, ძალიან მცირე მოცულობაში კონცენტრირებული დადებითი მუხტის და ამ ცენტრის გარშემო მოძრავი ელექტრონების სისტემას. ამ დადებით ცენტრს, რეზერფორდმა ბირთვი უწოდა. რადგანაც α ნაწილაკები ურთიერთქმედებენ დიდი მასის ნაწილაკებთან, ამიტომ, ატომის ძირითადი მასა მოთავსებული უნდა იყოს ბირთვში. ბირთვული მოდელი მოგვაგონებს პლანეტურ სისტემას, ამიტომ მას ხშირად პლანეტარულ მოდელსაც უწოდებენ.

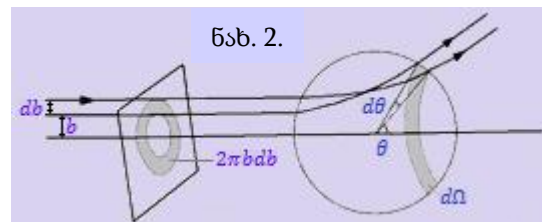


რეზერფორდის ფორმულა. რეზერფორდმა დაამუშავა აგრეთვე α ნაწილაკის გაბნევის რაოდენობრივი თეორია. ამ თეორიაში განიხილება α ნაწილაკების ბირთვთან დრეკადი გაბნევა (ნახ. 1). α ნაწილაკების $+ze$ ბირთვთან ურთიერთქმედება აღიწერება კულონის კანონით. ამ თეორიით მიღებული იქნა, რომ α ნაწილაკების ბირთვებზე გაბნევის შემდეგ გადახრის კუთხე განისაზღვრებოდა პირობით,



$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = \frac{bmv^2}{2ze^2} \quad (1)$$

ამ განტოლების შემოწმება ექსპერიმენტულად შეუძლებელია, რადგან შეუძლებელია სამიზნე მანძილის განსაზღვრა. სინამდვილეში განისაზღვრება θ და $\theta + d\theta$ კუთხით გაბნეული dN ნაწილაკების რიცხვი, ან $d\Omega = ds/r^2$ სხეულოვან კუთხეში გაბნეული ნაწილაკების რიცხვი. ცხადია, რომ θ და $\theta + d\theta$ კუთხით გადაიხრებიან α ნაწილაკები, რომელთა სამიზნე მანძილი მოთავსებულია b და $b + db$ შორის (ნახ. 2), ანუ α ნაწილაკები, რომლებიც გაივლიან b და $b + db$ რადიუსის წრეწირებით შემოსაზღვრულ რგოლში. რის შედეგად მიღებული იქნა,



$$dN \sin^4 \frac{\theta}{2} = \text{const} \quad (2)$$

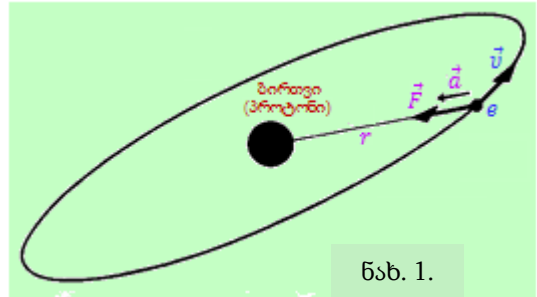
რაც პირველად ექსპერიმენტალურად შემოწმებული იქნა რეზერფორდის მიერ.

რეზერფორდის ფორმულის საშუალებით შეიძლება განვსაზღვროთ გამბნევი ატომების z რიცხვი. აღმოჩნდა, რომ z ტოლია ელემენტთა პერიოდულ სისტემაში, ელემენტის რიგითი ნომრის. რაც გვიჩვენებს, რომ ელემენტთა პერიოდულ სისტემაში ელემენტები განლაგებული არიან არა ატომური მასის ზრდის მიხედვით, არამედ, z რიცხვის ზრდის მიხედვით. მეორე, მნიშვნელოვანი შედეგი იყო ატომში მუხტის განაწილება. მრავალი ნაწილაკი გადაიხრებოდა დიდი კუთხეებით. ასეთი დიდი კუთხეებით გადახრა შესაძლებელია იმ შემთხვევაში, როცა ბირთვის დადე-

ბითი მუხტი კონცენტრირებულია მოცულობაში, რომლის ხაზოვანი ზომა ნაკლებია (1) ფორმულით განსაზღვრული ამ კუთხეების შესაბამისი სამიზნე მანძილის,

$$b = \frac{2ze^2}{mv^2} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = \frac{ze^2}{mv^2/2} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = \frac{ze^2}{K_\alpha} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \quad (3)$$

ატომის აგებულების ბირთვული მოდელი. განვიხილოთ მარტივი ატომის - წყალბადის ატომის ბირთვული მოდელი. წყალბადის ატომი შედგება ბირთვის (პროტონის) და მის გარშემო მოძრავი ერთი ელექტრონისაგან. სიმარტივისათვის დაუშვათ, რომ ელექტრონი მოძრაობს უძრავი ბირთვის (პროტონის) გარშემო წრიულ ორბიტაზე (ნახ. 1). ორბიტაზე მოძრავი ელექტრონის შემაკავებელ ძალას წარმოადგენს ელექტრონსა და პროტონს შორის მოქმედი კულონური მიზიდულობის ძალა,



$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}, \quad (\epsilon = 1) \quad (1)$$

სადაც, r - წრიული ორბიტის რადიუსია. ნიუტონის მეორე კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} \quad (2)$$

სადაც, $a = v^2/r$ - ცენტრისკენული აჩქარებაა. (2) ფორმულიდან შეიძლება განვსაზღვროთ წყალბადის ატომში ელექტრონის ორბიტაზე მოძრაობის რადიუსი,

$$r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mv^2} \quad (3)$$

ასევე, ორბიტაზე ელექტრონის მოძრაობის სიჩქარე

$$v^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mr} \quad (4)$$

ცხადია, რომ ელექტრონის კინეტიკური ენერგია ტოლი იქნება,

$$K = \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (5)$$

ბირთვსა და ელექტრონს შორის ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგია ტოლია,

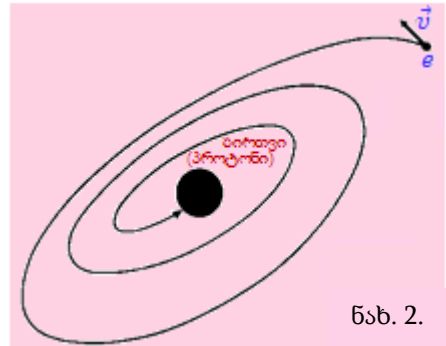
$$P = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (6)$$

სისტემის სრული ენერგია ტოლი იქნება,

$$E = K + P = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} + \left(-\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \right) = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (7)$$

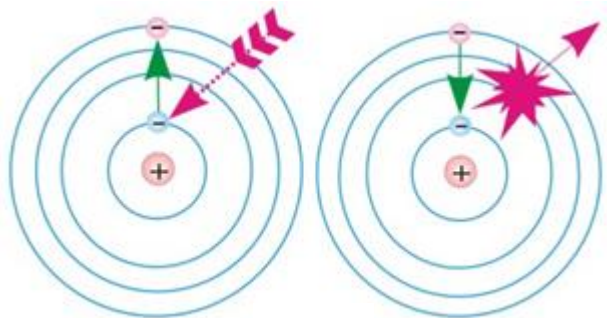
სადაც, „-“ ნიშანი გვიჩვენებს, რომ სისტემა იმყოფება ბმულ მდგომარეობაში. ბმის ენერგია წარმოადგენს იმ მინიმალურ ენერგიას რომელიც საჭიროა ატომში ელექტრონის სრული მოშორებისათვის, ანუ, ატომის იონიზაციისათვის. ექსპერიმენტალურად განსაზღვრული იყო, რომ წყალბადის ატომის იონიზაციის ენერგია ტოლია 13.53 ევ. იონიზაციის ენერგიის ამ მნიშვნელობას თუ გავითვალისწინებთ (7) ფორმულაში, შეიძლება განვსაზღვროთ წყალბადის ატომში ელექტრონის ორბიტაზე მოძრაობის რადიუსის მნიშვნელობა: $r = 0.53 \cdot 10^{-10} \text{ მ} = 0.53 \text{ \AA}$. რადიუსის ცნობილი მნიშვნელობის მიხედვით შეიძლება განვსაზღვროთ სიჩქარე, აჩქარება და ენერგია. მაგალითად, აჩქარება ტოლია: $a = v^2/r \approx 10^{22} \text{ მ/წმ}^2$. კლასიკური ელექტროდინამიკის კანონების თანახმად კი, ასეთი დიდი აჩქარებით მოძრავი მუხტი უნდა ასხივებდეს ენერგიას ელექტრომაგნიტური

ტალღების სახით. თუ ადგილი ექნება ენერგიის გამოსხივებას, რაღაც დროის შემდეგ, ელექტრონის ენერგია სისტემატურად უნდა კლებულობდეს, ელექტრონი უნდა მოძრაობდეს სპირალურ ტრაექტორიაზე და ბოლოს უნდა დაეცეს ბირთვს, როგორც ეს ნაჩვენებია ნახ. 2). ამიტომ, ატომი როგორც მდგრადი სისტემა არ უნდა არსებობდეს. სინამდვილეში ატომი წარმოადგენს მდგრად სისტემას. გარდა ამისა, რადგან კლასიკური თეორიით ატომი უნდა ასხივებდეს ენერგიას უწყვეტად, ამიტომ, სპექტრი იყოს უწყვეტი და არა ხაზოვანი, როგორც ეს დაიკვირვებოდა ექსპერიმენტულად.



ბორის თეორია. აღნიშნული სიძნელების დასაძლევად დანიელმა ფიზიკოსმა ნ. ბორმა (1885-1962) მოგვცა თეორია, რომელიც ცნობილია ბორის თეორიის სახელწოდებით. მან ჩამოაყალიბა დებულებები, რომელთაც ბორის პოსტულატები ეწოდებათ.

ბორის პირველი პოსტულატი მდგომარეობს შემდეგში: ატომები (ატომური სისტემები) იმყოფებიან გასაზღვრულ სტაციონარულ მდგომარეობაში. სტაციონარულ მდგომარეობაში ატომები არ გამოასხივებენ და არ შთანთქმევენ ენერგიას. სტაციონარულ მდგომარეობაში ატომებს გააჩნიათ ენერგიის $E_1, E_2, \dots$ დისკრეტული მნიშვნელობები. ენერგიის ყოველგვარი ცვლილება შეიძლება მოხდეს ერთი სტაციონალურ მდგომარეობიდან, მეორე სტაციონალურ მდგომარეობაში გადასვლისას.

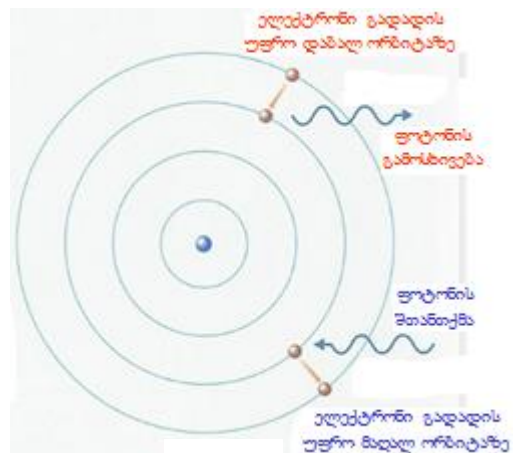


ბორის მეორე პოსტულატი მდგომარეობს შემდეგში: ერთი სტაციონარული მდგომარეობიდან, მეორეში გადასვლისას, ატომები გამოასხივებენ ან შთანთქმევენ მკაცრად განსაზღვრული სიხშირის ენერგიას (ნახ. 1). ენერგიის გამოსხივება, ან შთანთქმა ხდება კვანტის სახით. გამოსხივებული კვანტის ენერგია განისაზღვრება შემდეგი პირობით,

$$h\nu_{kn} = E_k - E_n \quad (1)$$

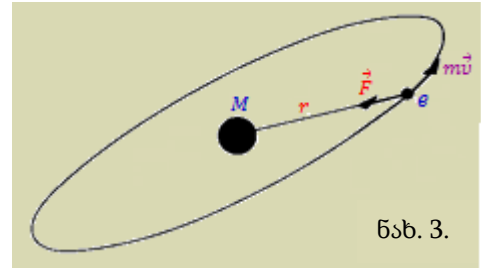
როცა $E_k > E_n$, ადგილი აქვს გამოსხივებას, ხოლო, როცა $E_k < E_n$ კი შთანთქმას (ნახ. 2). ბორის პოსტულატების თანახმად, ატომს გააჩნია ენერგიის დისკრეტული მნიშვნელობები, რომელთაც შეესაბამება სტაციონარული კვანტური ორბიტები.

ხოლო, კლასიკური მექანიკის კანონების თანახმად კი ატომი ღებულობს ენერგიის ნებისმიერი მნიშვნელობებს. რაც ნიშნავს, რომ კლასიკური მექანიკის კანონები არ შეიძლება გამოვიყენოთ ატომური მოვლენების შესასწავლად. აღმოჩნდა, რომ მცირე ზომის ნაწილაკები ემორჩილებიან კვანტური მექანიკის კანონებს. მაგრამ, ეს კანონები აღმოჩენილი იქნა ბორის თეორიიდან 20 წლის შემდეგ. ამიტომ, ატომური თეორიის განვითარების საწყის სტადიაზე, კლასიკური მექანიკის კანონების საფუძველზე აიხსნებოდა ამოცანა, ხოლო, შემდეგ კი სპეციალურ პოსტულატის საფუძ-



ველზე შეირჩეოდა კვანტური ორბიტები (ნახ. 3). ეს სპეციალური პოსტულატი, (ზოგჯერ მას მესამე პოსტულატს უწოდებენ), მდგომარეობს შემდეგში: ყველა შესაძლო ორბიტიდან, ატომში შეიძლება გვექონდეს მხოლოდ ისეთი, რომლის მოძრაობის რაოდენობის მომენტი, მთელი რიცხვის ჯერადია,

$$L = mvr = n \cdot \frac{h}{2\pi} = n\hbar \quad (2)$$



კლასიკური თეორიის თანახმად, წყალბადის ატომში ელექტრონის ორბიტაზე მოძრაობის რადიუსი ტოლია,

$$r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mv^2} \quad (3)$$

ხოლო, ორბიტაზე ელექტრონის მოძრაობის სიჩქარე კი ტოლია,

$$v^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mr} \quad (4)$$

(2) პირობიდან თუ განვსაზღვროთ v , და გავითვალისწინებთ (3) გამოსახულებაში გვექნება,

$$r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m \left(\frac{n\hbar}{mr} \right)^2}$$

საიდანაც მიიღება, რომ

$$r = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2 n^2}{me^2} \quad (5)$$

სადაც, $n = 1, 2, \dots \infty$. როცა $n = 1$, წყალბადის ატომში ელექტრონის ორბიტის რადიუსისათვის გვექნება,

$$r_1 = r_B = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} = \frac{4 \cdot 3.14 \cdot 8.85 \cdot 10^{-12} (1.05 \cdot 10^{-34})^2}{9.1 \cdot 10^{-31} (1.6 \cdot 10^{-19})^2} = 0.53 \text{ \AA}$$

ამ სიდიდეს წყალბადის ატომში, ელექტრონის პირველი ორბიტის რადიუსი (ან, ბორის ორბიტის რადიუსი) ეწოდება. ბორის ორბიტის რადიუსის მნიშვნელობის გათვალისწინებით (5) ფორმულა ასე ჩაიწერება,

$$r_n = r_B n^2 \quad (6)$$

ასევე შეიძლება განვსაზღვროთ ელექტრონის ორბიტაზე მოძრაობის სიჩქარე. თუ (2) ფორმულიდან გავითვალისწინებთ ორბიტის რადიუსის მნიშვნელობას (4) ფორმულაში, გვექნება,

$$v^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m \frac{n\hbar}{mv}}$$

საიდანაც,

$$v = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\hbar n} \quad (7)$$

კინეტიკური ენერგია ტოლი იქნება,

$$K = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\hbar n} \right)^2 = \frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} \quad (8)$$

პოტენციური ენერგია ტოლია,

$$P = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2 n^2}{me^2}} = -\frac{me^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} \quad (9)$$

ცხადია, რომ სრული ენერგია ტოლი იქნება,

$$E = K + P = \frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2n^2} - \frac{me^4}{16\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2n^2} = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2n^2} \quad (10)$$

რიცხვით მნიშვნელობების გათვალისწინებით მიიღება,

$$E = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2n^2} = -\frac{me^4 9.1 \cdot 10^{-31} (1.6 \cdot 10^{-19})^4}{323.14^2 (8.85 \cdot 10^{-12})^2 (1.05 \cdot 10^{-34})^2 n^2} = -\frac{13.6}{n^2} \text{ ევ} \quad (11.11)$$

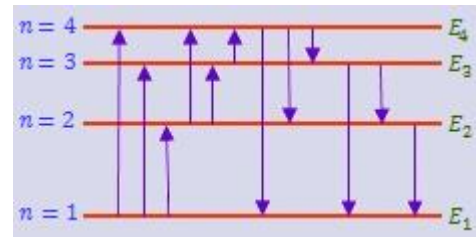
$n = 1$ შესაბამის ენერგეტიკულ დონეს, ძირითადი (ან, ნორმალური) დონე ეწოდება. ყველა დანარჩენ, $n > 1$ მდგომარეობას, აგზნებული ეწოდება. n რიცხვის გაზრდისას და $n = \infty$ მიახლოებისას ენერგეტიკული დონეები თანდათანობით მიუახლოვდებიან ერთმანეთს ისე, რომ მათ შორის განსხვავება შეუძლებელი იქნება, ე.ი. ენერგეტიკული დონეების განაწილება არ გადაიქცევა პრაქტიკულად უწყვეტ სპექტრად. ენერგეტიკული დონეების შერწყმის ზევით (სადაც, $n = \infty$) ენერგეტიკულ მდგომარეობას შეესაბამება დადებითი ენერგია ($E > 0$). სისტემა არ იმყოფება ბმულ მდგომარეობაში, ე.ი. ელექტრონი იმყოფება თავისუფალ მდგომარეობაში.

ძირითადი მდგომარეობიდან, უფრო მაღალ ენერგეტიკულ დონეზე გადასვლას შეესაბამება ატომის აგზნებული მდგომარეობა. ენერგიას, რომელიც საჭიროა ატომის აგზნებულ მდგომარეობაში გადასვლისათვის, აგზნების ენერგია ეწოდება.

ენერგიას, რომელიც საჭიროა, მოცემულ აგზნებულ მდგომარეობაში მყოფი ატომიდან, ელექტრონის მოშორებისათვის, ბმის ენერგია ეწოდება.

ენერგიას, რომელიც საჭიროა, ძირითად მდგომარეობაში მყოფი ელექტრონის მოშორებისათვის, იონიზაციის ენერგია ეწოდება.

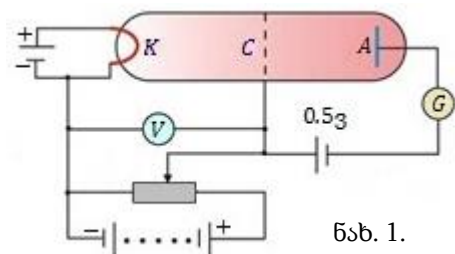
ატომის ენერგეტიკული მდგომარეობის გრაფიკული გამოსახვისათვის სარგებლობენ ენერგიის დონეების დიაგრამებით (ნახ. 4).



ნახ. 4.

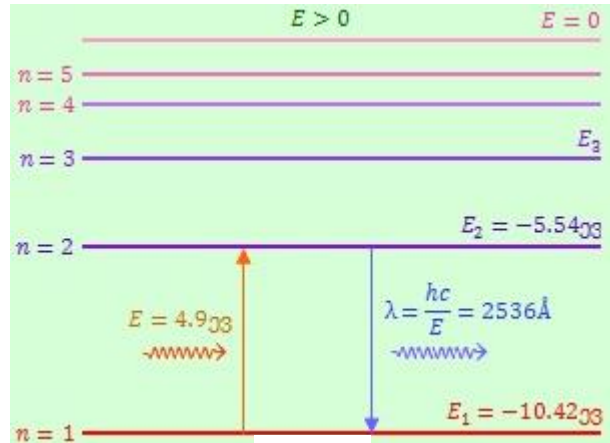
§171. ფრანკისა და ჰერცის ცდა. წყალბადის ატომის სპექტრული კანონზომიერება

ფრანკისა და ჰერცის ცდა. ბორის თეორიამ თავისი ექსპერიმენტული დასაბუთება ჰპოვა გერმანელი ფიზიკოსების გ. ფრანკისა (1867-1975) და ჯ. ჰერცის (1882-1964) ცდებში. ცდის იდეა იყო ბორის თეორიის სტაციონალური მდგომარეობების არსებობის შემოწმება. ცდაში გამოიყენებოდა კათოდის (K), ბადის (C) და ანოდის (A) შემცველი თერმოელექტრონული მილაკი, (A) (ნახ. 1). აირად გამოიყენებოდა ვერცხლისწყლის ორთქლი. კათოდიდან ამოფრქვეული ელექტრონები, მოძრაობენ კათოდსა და ბადეს შორის მოდებულ ამაჩქარებელ ელექტრულ ველში. ბადესა და ანოდს შორის მოდებულია ~ 0.5 ვოლტი უარყოფითი დამამუხრუჭებელი პოტენციალთა სხვაობა. კათოდიდან ამოფრქვეული ელექტრონები მოძრაობისას განიცდიან დაჯახებას ვერცხლისწყლის ატომებთან. ვერცხლისწყლის ატომების შიგა ელექტრონების მოშორება საკმაოდ ძნელია. ასეთი ელექტრონების ბმის ენერგია აღწევს რამოდენიმე ელექტრონვოლტს. გარე (სავალენტო) ელექტრონები დაცული არიან შიგა ელექტრონების მხრივ მაგვრანირებელი მოქმედებისაგან. ამიტომ, ამ ელექტრონების ბმის ენერგია შეადგენს მხოლოდ რამოდენიმე ელექტრონვოლტს. ვერცხლისწყლის ატომების სავალენტო ელექტრო-



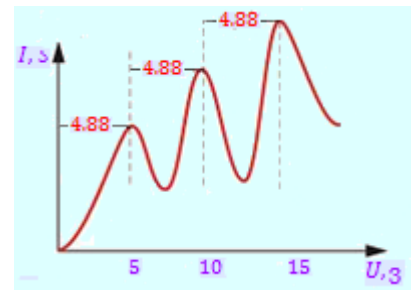
ნახ. 1.

ნების ძირითადი მდგომარეობის ენერგია $E_1 = -10.42$ ევ (ნახ. 2). პირველი აგზნებული მდგომარეობის ენერგია ტოლია $E_2 = -5.54$ ევ. ხოლო, ელექტრონის ძირითადი მდგომარეობიდან, პირველ აგზნებულ მდგომარეობაში გადასვლის ენერგია კი ტოლია $E = E_2 - E_1 = -5.54 - (-10.42) = 4.88$ ევ. როცა ელექტრონის ენერგია ნაკლებია 4.88 ევ, მაშინ ელექტრონების ვერცხლისწყლის ატომებთან დაჯახებები დრეკადია - ელექტრონის გადატანითი მოძრაობის კინეტიკური ენერგია უცვლელი რჩება და ელექტრონების ენერგია უმნიშვნელოდ შეიცვლება. ხოლო, როცა ელექტრონის კინეტიკური ენერგია



ნახ. 3.

აღემატება 4.88 ევ, ადგილი აქვს არადრეკად დაჯახებებს, რომლის დროსაც ვერცხლისწყლის ატომებს გადაეცემათ ელექტრონების კინეტიკური ენერგია, რის შედეგადაც ვერცხლისწყლის ატომში ელექტრონები გადადიან ძირითადი მდგომარეობიდან პირველ აგზნებულ მდგომარეობაში. რადგან აგზნებულ მდგომარეობაში ყოფნის დრო ძალიან მცირეა ($\sim 10^{-8}$ წმ), ატომი ბრუნდება ძირითად მდგომარეობაში ისე, რომ გამოასხივებს $E = 4.88$ ევ ენერგიის ($\lambda = hc/E = 2536 \text{ \AA}$ ტალღის სიგრძის) ფოტონს. თუ დაჯახება დრეკადია, ე.ი. ელექტრონები ატომებთან დაჯახებისას არ გადაცემენ თავიანთ ენერგიას, ასეთი ელექტრონები გაივლიან ბადეს, გადალახავენ დამამუხრუჭებელ პოტენციალთა სხვაობას და აღწევენ ანოდს. ექსპერიმენტში იზომებოდა ელექტრონების ენერგეტიკული განაწილება დაჯახებამდე და დაჯახების შემდეგ და აიგებოდა ანოდური დენის ელექტრონების კინეტიკურ ენერგიაზე დამოკიდებულების გრაფიკი (ნახ. 3), რომელსაც უნდა ჰქონდეს თერმოელექტრონული მილაკის ვოლტამპერული მახასიათებლის ანალოგიური სახე: ამაჩქარებელ პოტენციალთა სხვაობის (ან რაც იგივეა, ელექტრონების კინეტიკური ენერგიის) გაზრდისას, დენი იზრდება, მიაღწევს მაქსიმუმს და პოტენციალთა სხვაობის შემდგომი გაზრდისას, აღარ იცვლება, გვაქვს ნაჯერობის დენი. ამ შემთხვევაში დენის დამოკიდებულება ძაბვაზე აღიწერება $I = BU^{3/2}$ კანონით. ხოლო, ფრანკისა და ჰერცის ცდაში კი, დასაწყისში დენი იცვლებოდა თერმოელექტრონული მილაკის ვოლტამპერული მახასიათებლის ანალოგიურად, ხოლო, ენერგიის რაღაც მნიშვნელობისას ის აღწევს მაქსიმუმს და შემდეგ სწრაფად ეცემა რაღაც მინიმუმამდე, ამის შემდეგ კვლავ იზრდება, მიაღწევს მაქსიმუმს, შემდეგ კვლავ ეცემა მინიმუმამდე და ა.შ.



ნახ. 3.

ფრანკისა და ჰერცის ცდის შედეგები შემდეგნაირად აიხსნება. კათოდიდან ამოფრქვეული ელექტრონები მოძრაობენ ანოდისაკენ და აღწევენ მას, მანამ სანამ მათი ენერგია არ მიაღწევს 4.88 ევ. ამ შემთხვევაში, სანამ ელექტრონების ენერგია გახდებოდა 4.88 ევ ტოლი ისინი განიცდიან ატომებთან დრეკად დაჯახებას, ამიტომ ისინი ენერგიას არ გადასცემენ ატომებს და აღწევენ ანოდამდე. ხოლო, როცა ელექტრონების ენერგია მიაღწევს 4.88 ევ, ელექტრონები განიცდიან არადრეკად დაჯახებებს ვერცხლისწყლის ატომებთან და მათ გადასცემენ ენერგიას მთლიანად ან ნაწილობრივ, ვერ გადალახავენ დამამუხრუჭებელ ველს და რჩებიან ბადეზე. რის შედეგად დენი სწრაფად ეცემა. ამის შემდეგ ელექტრონებს, რომელთაც გააჩნია 4.88 ევ ენერგია აგრძელებენ

მომრავლად, რის შედეგად დენი კვლავ იზრდება წრედში, მანამ სანამ ელექტრონების კინეტიკური ენერგია არ გახდება 9.8ევ ტოლი. ამის შემდეგ დენი კვლავ მცირდება რაღაც მინიმუმამდე და ა.შ. ვოლტამპერულ მახასიათებელზე გვექნება მაქსიმუმებისა და მინიმუმების თანმიმდევრობა. ამასთან, ყოველ ორ მომდევნო მაქსიმუმებს შორის სხვაობა 4.88ევ ტოლია. ე.ი. ფრანკისა და ჰერცის ცდიდან გამომდინარეობს რომ ელექტრონების ატომებთან დაჯახებისას, ენერგიის ყოველგვარი ცვლილება 4.88ევ ტოლია, ე.ი. ენერგიის ცვლილება ხდება არა ნებისმიერად, არამედ დისკრეტულად, განსაზღვრული პორციებით, რაც მიგვითითებს ბორის თეორიის სამართლიანობაზე, რომ ატომში არსებობენ სტაციონარული მდგომარეობები. ამ ცდების გამო ფრანკსა და ჰერცს მიენიჭათ ნობელის პრემია 1924წ.

წყალბადის ატომის სპექტრული კანონზომიერებანი. ბორის მეორე პოსტულატის თანახმად, ელექტრონის ერთი სტაციონარული მდგომარეობიდან, სხვა, ნაკლები ენერგიის მქონე სტაციონარულ მდგომარეობაში გადასვლისას, გამოსხივდება ენერგია (კვანტის სახით), რომლის სიხშირე განისაზღვრება ფორმულით,

$$\nu = \frac{E_k - E_n}{h} = \frac{E_k - E_n}{2\pi\hbar} \quad (1)$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ ენერგიის მნიშვნელობებს გვექნება,

$$\nu = \frac{1}{2\pi\hbar} \left[\left(-\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2k^2} \right) - \left(-\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2n^2} \right) \right] = \frac{me^4}{64\pi^3\epsilon_0^2\hbar^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (2)$$

სადაც,

$$R_\nu = \frac{me^4}{64\pi^3\epsilon_0^2\hbar^3} = 3.28985 \cdot 10^{15} \text{წმ}^{-1}$$

ის პირველად განსაზღვრული იქნა შვედი ფიზიკოსის ი. რიდბერგის (1854-1919) მიერ და რიდბერგის მუდმივა ეწოდება. სადაც, თუ გადავალოთ ტალღის სიგრძეებზე გვექნება,

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{me^4}{64\pi^3\epsilon_0^2\hbar^3c} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) = R_\lambda \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (3)$$

სადაც,

$$R_\lambda = \frac{me^4}{64\pi^3\epsilon_0^2\hbar^3c} = 1.0973731 \cdot 10^7 \text{მ}^{-1}$$

რომელსაც აგრეთვე რიდბერგის მუდმივა ეწოდება. (2) ფორმულას, ბალმერის ფორმულა ეწოდება. მას შემდეგი სახითაც ჩაწერენ,

$$\nu^* = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = R_\lambda \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right)$$

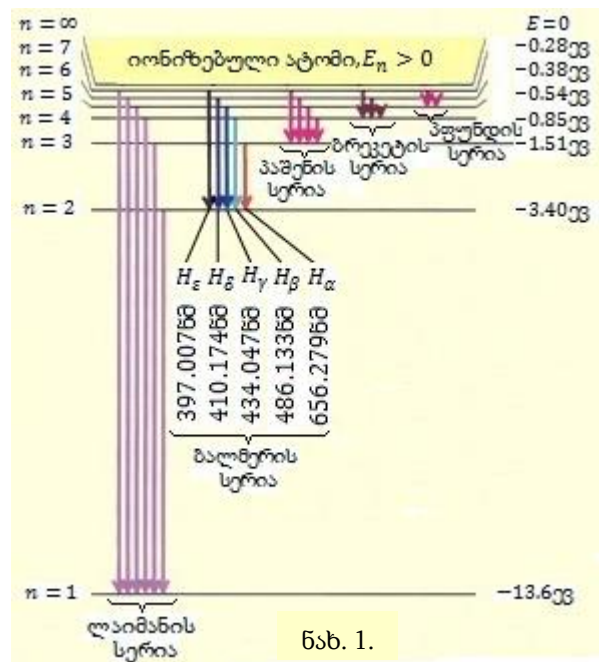
სადაც, $\nu^* = 1/\lambda$ სიდიდეს, ტალღურ რიცხვი ეწოდება და გვიჩვენებს ვაკუუმში 1 სმ მანძილზე ტალღათა რიცხვს.

ენერგეტიკული მდგომარეობის დიაგრამაზე ნაჩვენებია სხვადასხვა შესაძლო გადასვლები (ნახ. 1):

$k = 2, 3, 4, \dots$, ∞ მდგომარეობიდან, $n = 1$ ძირითად მდგომარეობაში,

$$\frac{1}{\lambda} = R_\lambda \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (4)$$

ეს სერია აღმოჩენილი იქნა ამერიკელი ფიზიკოსის ტ. ლაიმანის (1874-1954) მიერ, სპექტ-



ნახ. 1.

რის ულტრაიისფერ არეში და ლაიმანის სერია ეწოდება.

$k = 3, 4, 5, \dots, \infty$ მდგომარეობიდან, $n = 2$ მდგომარეობაში,

$$\frac{1}{\lambda} = R_{\lambda} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (5)$$

ეს სერია აღმოჩენილი იქნა შვეიცარიელი ფიზიკოსის ბალმერის (1825-1898) მიერ და ბალმერის სერია ეწოდება. ამ სერიის ოთხი პირველი ხაზი მდებარეობს სპექტრის ხილულ არეში, ხოლო დანარჩენი ულტრაიისფერ არეში.

$k = 4, 5, 6, \dots, \infty$ მდგომარეობიდან, $n = 3$ მდგომარეობაში:

$$\nu^* = \frac{1}{\lambda} = R_{\lambda} \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (6)$$

ეს სერია აღმოჩენილი იქნა გერმანელი ფიზიკოსის ფ. პაშენის (1865-1947) მიერ, სპექტრის ხილულ არეში და პაშენის სერია ეწოდება. სპექტრის ინფრაწითელ არეში მიიღება ბრეკეტის, პფუნდის, ჰემფრის და ა.შ. სერიები (ნახ. 2).



§172. ატომი მაგნიტურ ველში

ატომი მაგნიტურ ველში. ატომში ჩაკეტილ ტრაექტორიაზე მოძრავი ელექტრონი ქმნის ორბიტალური დენს (ნახ. 1),

$$I = ev \quad (1)$$

სადაც, e - ელექტრონის მუხტია, v - ორბიტაზე გარშემოქცევის სიხშირე. ორბიტაზე მოძრავი ელექტრონის ორბიტალური დენს, შეესაბამება ორბიტალური მაგნიტური მომენტი,

$$\mu_{\ell} = \frac{1}{c} IS \quad (2)$$

სადაც, S - ორბიტის ფართობია. წრიული ორბიტის შემთხვევაში,

$$S = \pi r^2 \quad (3)$$

(1) და (3) გამოსახულებების, (2) გამოსახულებაში გათვალისწინებით მიიღება,

$$\mu_{\ell} = \frac{1}{c} evr^2 \quad (4)$$

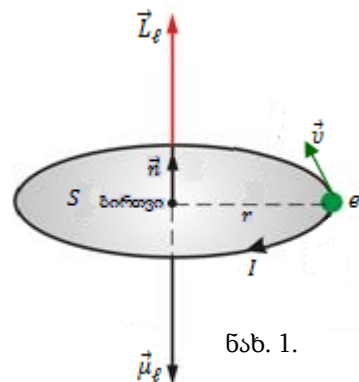
ჩაკეტილ ორბიტაზე მოძრავი ელექტრონის ორბიტალური იმპულსის მომენტი ტოლია,

$$L_{\ell} = mvr = m2\pi vr^2 \quad (5)$$

ორბიტალური მაგნიტური მომენტის და ორბიტალური იმპულსის მომენტის მნიშვნელობების ფარდობით მიიღება,

$$\frac{\mu_{\ell}}{L_{\ell}} = \frac{\frac{1}{c} evr^2}{m2\pi vr^2} = \frac{e}{2mc} \quad (6)$$

საიდანაც შეიძლება დავწეროთ, რომ $\mu_{\ell} = g_{\ell} L_{\ell}$, ან ვექტორული ფორმით $\vec{\mu}_{\ell} = g_{\ell} \vec{L}_{\ell}$. სადაც, $g_{\ell} =$



$= e/2mc$ სიდიდეს, ორბიტალურ გირომაგნიტურ მუდმივა (ან, მაგნიტომექანიკურ მუდმივა) ეწოდება. (6)-დან თუ განვსაზღვრავთ μ_ℓ -ს და გავითვალისწინებთ მასში ორბიტალური იმპულსის მომენტის კვანტურ მნიშვნელობას $-(\sqrt{\ell(\ell+1)}\hbar)$, მივიღებთ,

$$\mu_\ell = g_\ell L_\ell = \frac{e}{2mc} L_\ell = \frac{e}{2mc} \sqrt{\ell(\ell+1)}\hbar = \frac{e\hbar}{2mc} \sqrt{\ell(\ell+1)} = \mu_B \sqrt{\ell(\ell+1)} \quad (7)$$

სადაც, $\mu_B = e\hbar/2mc = 9.2741 \cdot 10^{-21}$ ერგი $\cdot$ გაუსი წარმოადგენს მაგნიტური დიპოლური მომენტის უნივერსალურ ერთეულს და ბორის მაგნეტონი ეწოდება. რადგან ელექტრონის ელექტრული მუხტი უარყოფითია, ამიტომ მაგნიტური დიპოლური მომენტი მიმართულია ორბიტალური იმპულსის მომენტის საპირისპიროდ (ნახ. 2).

μ_ℓ მაგნიტური დიპოლური მომენტის, $\vec{B}$ გარეშე მაგნიტურ ველთან ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგია ტოლია (ნახ. 2),

$$\Delta U = -(\vec{\mu}_\ell, \vec{B}) = -\mu_\ell B \cos(\pi - \theta) = \mu_\ell B \cos \theta \quad (9)$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ

$$\mu_\ell = \frac{e}{2mc} L_\ell$$

გვექნება,

$$\Delta U = \frac{e}{2mc} L_\ell B \cos \theta \quad (10)$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ ელექტრონის ორბიტალური იმპულსის მომენტის მნიშვნელობას, გვექნება,

$$\Delta U = \frac{e}{2mc} \sqrt{\ell(\ell+1)}\hbar B \cos \theta = \frac{e\hbar}{2mc} \sqrt{\ell(\ell+1)} B \cos \theta = \mu_B \sqrt{\ell(\ell+1)} B \cos \theta \quad (11)$$

ცხადია, რომ წყალბადის ატომის სრული ენერგია გარეშე მაგნიტურ ველში ტოლი იქნება,

$$E = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n^2} + \mu_B \sqrt{\ell(\ell+1)} B \cos \theta \quad (12)$$

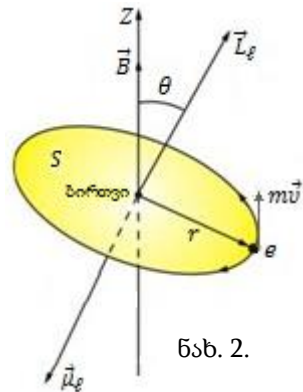
სადაც, პირველი წევრი არის ელექტრონისა და პროტონის შორის კულონური ურთიერთქმედების ენერგია, ხოლო მეორე კი, ელექტრონის მაგნიტურ დიპოლურ მომენტსა და გარეშე მაგნიტურ ველთან ურთიერთქმედების ენერგია. (12) გამოსახულებაში გავითვალისწინო, რომ $\cos \theta = m_\ell / \sqrt{\ell(\ell+1)}$, მივიღებთ,

$$E = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n^2} + \mu_B m_\ell B \quad (13)$$

როცა $\vec{B} = 0$, ატომში ენერგეტიკული დონე განისაზღვრება (13) გამოსახულების პირველი წევრით. როცა $\vec{B} \neq 0$, (13) გამოსახულებაში უნდა გავითვალისწინოთ მეორე წევრი, m_ℓ კვანტური რიცხვის სხვადასხვა შესაძლო დასაშვები მნიშვნელობისათვის. რადგან n და ℓ მოცემულ მნიშვნელობებს შეესაბამება m_ℓ -ის სულ $2\ell + 1$ მნიშვნელობა, ამიტომ თავდაპირველი ენერგეტიკული დონე გაიხლიჩება $2\ell + 1$ ქვედონედ.

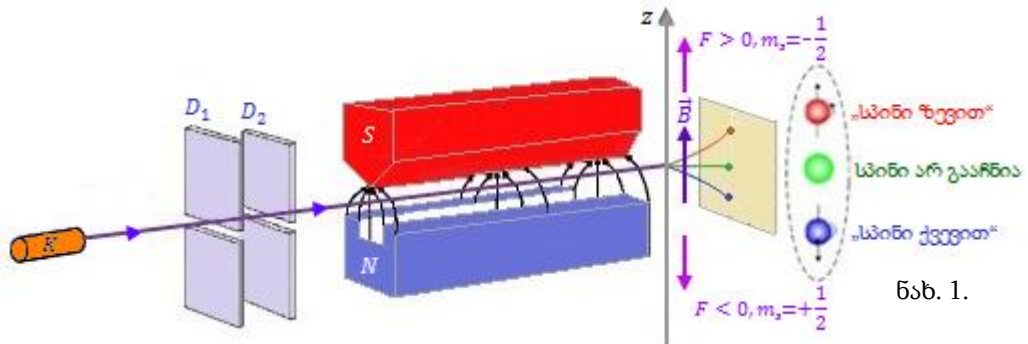
შტერნისა და ჰერლახის ცდა. ატომების მაგნიტური მომენტების არსებობა პირველად, ექსპერიმენტულად დამტკიცებული იქნა გერმანელი ფიზიკოსების ო. შტერნისა (1888-1969) და ვ. ჰერლახის (1889-1979) მიერ 1922წ. მაღალი ვაკუუმის ჭურჭელში, D_1 და D_2 დიაფრაგმების საშუალებით, გამოიყოფებოდა გამოსაკვლევი ელემენტის მკაცრად განსაზღვრული ატომების ნაკადი, რომელიც არაერთგვაროვან მაგნიტურ ველში გავლის შემდეგ, ეცემა ფოტოფირს და ტოვებს მასზე კვალს (ნახ. 1).

$\vec{\mu}$ მაგნიტური მომენტის ატომზე, მაგნიტურ ველის მხრივ მოქმედი ძალა ტოლია,



$$\vec{F} = (\vec{\mu}, \nabla \vec{B}) \quad (1)$$

თუ z ღერძს მივმართავთ მაგნიტური ველის მიმართულებით, მაშინ ძალის პროექცია ამ



ნახ. 1.

მიმართულებით ტოლი იქნება,

$$F_z = \mu_x \frac{\partial B_z}{\partial x} + \mu_y \frac{\partial B_z}{\partial y} + \mu_z \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

პრეცესიის შედეგად $\vec{\mu}$ პროექცია X და Y ღერებზე დებულობს როგორც დადებით ასევე უარყოფით მნიშვნელობებს და მათი საშუალო მნიშვნელობები,

$$\vec{\mu}_x = \vec{\mu}_y = 0$$

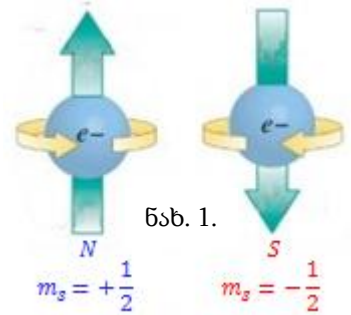
ხოლო, Z ღერძზე პროექცია მუდმივია და მოქმედი ძალა,

$$\vec{F} = \mu_z \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (2)$$

ე.ი., მაგნიტური ველის მხრივ ატომზე მოქმედი ძალა პროპორციულია მაგნიტური ველის z მდგენელისა და ველის არაერთგვაროვანების $\partial B_z / \partial z$. მაგრამ, მაგნიტური მომენტის z მდგენელი, პროპორციულია მექანიკური მომენტის z მდგენელის, ხოლო, უკანასკნელი კი დებულობს მხოლოდ განსაზღვრულ რიცხვითი დისკრეტული მნიშვნელობებს. რის შედეგადაც ველში გავლის შემდეგ ნაკადი გაიყოფა იმდენ ცალკეულ ნაკადად, როგორიცაა L_z შესაძლო მნიშვნელობათა რიცხვი. რის გამოც, ფოტოფირზე უნდა მივიღოთ რამოდენიმე ვიწრო ზოლი. თუ ატომის ორბიტალური კვანტური რიცხვია ℓ , მაშინ თეორიის თანახმად გახლეჩის შედეგად მიიღება $2\ell + 1$ ნაკადი - არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველის გავლის შემდეგ, ნაკადი გაიხლიჩება რამოდენიმე ნაკადად. ფოტოფირზე ნაკადის კვალის ნაცვლად მიიღება ორი მკვეთრად გამოსახული ლაქა. ეს მიუთითებს რომ ყოველი ატომი იხლიჩება ორ ნაკადად.

ელექტრონის სპინი. შტერნისა და ჰერლახის ცდის ერთ-ერთ მნიშვნელოვან თავისებურებას წარმოადგენს ის, რომ გამოიყენებოდა ერთელექტრონიანი ატომები, რომლებიც იმყოფებიან s -მდგომარეობაში, ე.ი. ძირითად მდგომარეობაში. ამ მდგომარეობაში ელექტრონის ორბიტალური იმპულსის მომენტი $L_\ell = \sqrt{\ell(\ell+1)}\hbar = 0$ და შესაბამისი ორბიტალური მაგნიტური მომენტი ნულის ტოლია - $\mu_\ell = 0$. მაშინ ისმება კითხვა: რომელი მომენტი იზომებოდა შტერნისა და ჰერლახის ცდაში? ცდებმა გვიჩვენა რომ მაგნიტურ ველში გავლისას ატომების ნაკადი იყოფა ორ ნაწილად, რაც ნიშნავს, რომ ატომს ძირითად მდგომარეობაში გააჩნია, რაღაც გაურკვეველი ბუნებით გამოწვეული მაგნიტური მომენტი, რომელიც არაა დაკავშირებული ატომში ელექტრონის ორბიტალურ მოძრაობასთან. რადგან ნაკადი მაგნიტურ ველში ორად იყოფა, ეს იმას ნიშნავს, რომ აღნიშნული მაგნიტურ მომენტს, მაგნიტური ველის გასწვრივ გააჩნია ორი პროექცია. გაზომვების საფუძველზე ნაჩვენები იყო, რომ ამ მაგნიტური მომენტის აბსოლუტური სიდიდე, ბორის მაგნიტონის ტოლია, $\mu_B = e\hbar/2mc$. ე.ი. ძირითად მდგომარეობაში ატომებს გააჩნიათ მაგნიტური მომენტი, რომელიც ველის გასწვრივ დებულობს $\mu_B = -e\hbar/2mc$ და $+\mu_B = e\hbar/2mc$ მნიშვნელობებს.

ყოველ მექანიკურ მომენტთან დაკავშირებულია მაგნიტური მომენტი, მაგრამ, ამ შემთხვევაში შეიძლება ვაჩვენოთ საპირისპირო, რომ ზემოთაღნიშნულ მაგნიტურ მომენტთან დაკავშირებულია მექანიკური მომენტი, რომლის პროექცია ღებულობს მხოლოდ ორ მნიშვნელობას. ამ მექანიკური მომენტის შესაბამის კვანტურ რიცხვი აღნიშნავთ s ასოთი. მაშინ მომენტის თვისებისა და ზემოთქმულის თანახმად, მას ეწება სულ $2 = 2s + 1$ პროექცია. აქედან კი გამომდინარეობს, რომ $s = 1/2$. აღნიშნული მექანიკური მომენტი მიაწერეს ელექტრონს და მას ელექტრონის საკუთარი მექანიკური მომენტი (ან, სპინი) უწოდეს (ნახ. 1). ელექტრონისა და სხვა ელემენტარული ნაწილაკების სპინი უნდა განვიხილოთ როგორც ამ ნაწილაკების რაღაც განსაკუთრებული დამახასიათებელი ფუნდამენტური თვისება, როგორცაა მასა, მუხტი და ა.შ.



ნახ. 1.

ელექტრონის საკუთარი მექანიკური მომენტის (სპინის) რიცხვითი მნიშვნელობა ტოლია,

$$L_s = \sqrt{s(s+1)}\hbar \quad (1)$$

სადაც, s - სპინურ კვანტურ რიცხვია და ღებულობს $1/2$ ტოლი მნიშვნელობას. ამიტომ, L_s ერთადერთი შესაძლო მნიშვნელობა ტოლია (ნახ. 2),

$$L_s = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2} + 1\right)}\hbar = \frac{\sqrt{3}}{2}\hbar \quad (2)$$

თუ მაგნიტურ ველს ავირჩევთ z ღერძის მიმართულებით, მაშინ $\vec{L}_s$ ვექტორის პროექცია z მიმართულებით ტოლი იქნება,

$$L_{sz} = L_s \cos\theta \quad (3)$$

სადაც, m_s - მაგნიტური სპინური კვანტურ რიცხვია და ტოლია

$$m_s = \pm \frac{1}{2}$$

ხშირად, $m_s = +1/2$ შესაბამის მდგომარეობას აღნიშნავენ როგორც „სპინი-ზევით“ ($\uparrow$); ხოლო, $m_s = -1/2$ შესაბამის მდგომარეობას კი, როგორც „სპინი-ქვევით“ ($\downarrow$).

განხილული მოვლენა ცნობილია, როგორც სპინური მომენტის სივრცითი დაკვანტვა. შტერნისა და ჰერლახის ცდების საფუძველზე გამომდინარეობს, რომ

$$\mu_{sz} = \frac{e\hbar}{2mc}$$

განვიხილოთ ფარდობა,

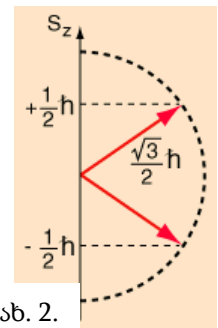
$$\frac{\mu_{sz}}{L_{sz}} = \frac{\frac{e\hbar}{2mc}}{\frac{\hbar}{2}} = \frac{e}{mc} = g_s \quad (4)$$

ურთიერთსაპირისპიროდ მიმართული ვექტორთა პროექციების რიცხვითი მნიშვნელობების ფარდობა, თვით ვექტორების რიცხვითი მნიშვნელობების ფარდობის ტოლია,

$$\frac{\mu_s}{L_s} = \frac{e}{mc} = g_s \quad (5)$$

ან, ვექტორული ფორმით, $\vec{\mu}_s = g_s \vec{L}_s$. სადაც, $g_s = e/mc$ - სპინური გირომაგნიტური ფარდობაა, რომელიც ორჯერ მეტია ორბიტალურ გირომაგნიტურ ფარდობაზე. ე.ი., სპინის გათვალისწინებით, ატომში ელექტრონის მდგომარეობა შეიძლება დახასიათებული იქნეს ოთხი კვანტური რიცხვით:

1. მთავარი კვანტური რიცხვი n : $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$.



ნახ. 2.

2. ორბიტალური კვანტური რიცხვი ℓ : $\ell = 1, 2, 3, \dots, n - 1$.
3. მაგნიტური კვანტური რიცხვი m_ℓ : $m_\ell = -\ell, -(\ell - 1), \dots, \ell - 1, \ell$.
4. სპინური კვანტური რიცხვი m_s : $m_s = +1/2, -1/2$.

§173. ატომის მექანიკური და მაგნიტური მომენტი

ელექტრონის სრული იმპულსის მომენტი. ელექტრონის ორბიტალური მომენტის ($\vec{L}_\ell$) და სპინური მომენტის ($\vec{L}_s$) ჯამს, ელექტრონის სრულ იმპულსის მომენტი ეწოდება,

$$\vec{L}_j = \vec{L}_\ell + \vec{L}_s \quad (1)$$

შეკრება ხდება ვექტორული შეკრების ცნობილი წესით. სრული იმპულსის მომენტის რიცხითი

$$L_j = \sqrt{j(j+1)}\hbar \quad (2)$$

სადაც, j - ელექტრონის სრული იმპულსის მომენტის შესაბამისი კვანტურ რიცხვია. ელექტრონის სრული იმპულსის მომენტის პროექცია რაიმე არჩეულ მიმართულებით ტოლია,

$$L_{jz} = m_j \hbar \quad (3)$$

სადაც, $m_j = m_\ell + m_s = m_\ell \pm 1/2$ - სრული იმპულსის მომენტის პროექციის კვანტურ რიცხვია და ღებულობს $m_j = -j, -(j-1), \dots, 0, \dots, (j-1), j$ მნიშვნელობებს. სულ $2j+1$ მნიშვნელობას. რადგან j კვანტური რიცხვი წარმოადგენს m_j კვანტური რიცხვის მაქსიმალურ მნიშვნელობას, ხოლო ℓ კი, m_ℓ რიცხვის მაქსიმალურ მნიშვნელობას, ამიტომ $m_j = m_\ell + m_s = m_\ell \pm 1/2$ თანაფარდობიდან გამომდინარე შეიძლება დავწეროთ, რომ $j = \ell \pm 1/2$. „+“ ნიშანი შეესაბამება შემთხვევას, როცა ელექტრონის სპინი ორიენტირებულია ორბიტალური მომენტის მიმართულებით, ხოლო „-“ ნიშანი კი, როცა ის ორიენტირებულია საპირისპიროდ. რადგან ℓ მთელი რიცხვია, ამიტომ, j კვანტური რიცხვი ღებულობს ნახევარმთელ რიცხვით მნიშვნელობებს.

ცალკეული ელექტრონების და მთლიანად ატომის სხვადასხვა ენერგეტიკული მდგომარეობის აღსანიშნავად გამოიყენება სპეციალური სიმბოლოები. მაგალითად, ჯერ იწერება მთავარი კვანტური რიცხვის შესაბამისი რიცხვითი კოეფიციენტი, შემდეგ ორბიტალური მომენტის შესაბამისი კვანტური რიცხვის შესაბამისი ასო, რომლის მარჯვენა ქვედა ინდექსად ისმება j კვანტური რიცხვი, ხოლო მარცხენა ზედა ინდექსად კი $2s+1$ სიდიდე, რომელიც გვიჩვენებს დონის მულტიპლეტურობას.

(1) ტოლობის ორივე მხარე ავიყვანოთ კვადრატში $\vec{L}_j^2 = \vec{L}_\ell^2 + \vec{L}_s^2 + 2|\vec{L}_\ell||\vec{L}_s|\cos(\vec{L}_\ell, \vec{L}_s)$ და აქედან განვსაზღვროთ $\cos(\vec{L}_\ell, \vec{L}_s)$,

$$\cos(\vec{L}_\ell, \vec{L}_s) = \frac{L_j^2 - L_\ell^2 - L_s^2}{2L_\ell L_s}$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $L_j = \sqrt{j(j+1)}\hbar$, $L_\ell = \sqrt{\ell(\ell+1)}\hbar$ და $L_s = \sqrt{s(s+1)}\hbar$, გვექნება, რომ ორბიტალურ და სპინურ მომენტებს შორის კუთხე ტოლია,

$$\cos(\vec{L}_\ell, \vec{L}_s) = \frac{j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1)}{2\sqrt{\ell(\ell+1)}\sqrt{s(s+1)}} \quad (4)$$

ელექტრონის სრული მაგნიტური მომენტი. ატომში ელექტრონის სრული მაგნიტური მომენტი, ორბიტალური და სპინური მაგნიტური მომენტების ვექტორების ჯამის ტოლია,

$$\vec{\mu}_j = \vec{\mu}_\ell + \vec{\mu}_s$$

სადაც,

$$\vec{\mu}_\ell = \frac{e}{2mc} \vec{L}_\ell \text{ და } \vec{\mu}_s = \frac{e}{mc} \vec{L}_s$$

რომელთა რიცხვითი მნიშვნელობები ტოლია,

$$\mu_\ell = \frac{e}{2mc} L_\ell = \frac{e}{2mc} \sqrt{\ell(\ell+1)} \hbar = \frac{e \hbar}{2mc} \sqrt{\ell(\ell+1)} = \mu_B \sqrt{\ell(\ell+1)} \quad (5)$$

$$\mu_s = \frac{e}{mc} s = \frac{e}{mc} \sqrt{s(s+1)} \hbar = 2 \cdot \frac{e \hbar}{2mc} \sqrt{s(s+1)} = 2\mu_B \sqrt{s(s+1)} \quad (6)$$

რთული ატომები. მრავალელექტრონიანი ატომების შემთხვევაში, ყოველ ელექტრონს გააჩნია ორბიტალური იმპულსის მომენტი ($\vec{L}_\ell$) და საკუთარი სპინური მომენტი ($\vec{L}_s$). $\vec{L}_\ell$ და $\vec{L}_s$ მომენტები იკრიბება ატომის მთლიან მომენტად $\vec{L}_J$. ამასთან, არსებობს ამ მომენტების შეკრების ორი წესი: რასელ-საუნდერსის წესი („LS“ წესი, ან, ნორმალური ზმა) და „jj“ ზმის მეთოდი. რასელ-საუნდერსის წესი გამოიყენება იმ შემთხვევაში, როცა ელექტრონებს შორის ელექტროსტატიკური ურთიერთქმედება, სპინ-ორბიტალურ ურთიერთქმედებაზე მეტია. ეს წესი უფრო მეტად გამოიყენება მსუბუქ ატომებში.

რასელ-საუნდერსის წესის მიხედვით, ატომის სრული სპინური მომენტი მიიღება, ცალკეულ ელექტრონების სპინური მომენტების შეკრებით - $\vec{L}_S = \sum \vec{L}_s$. რომლის მოდული,

$$L_S = \sqrt{S(S+1)} \hbar$$

სადაც, სრული სპინური მომენტის S კვანტური რიცხვი ღებულობს შემდეგ მნიშვნელობებს:

$$S = \frac{1}{2}N, \frac{1}{2}N - 1, \dots, 0, \text{ როცა } N \text{ ლუწია; } S = \frac{1}{2}N, \frac{1}{2}N - 1, \dots, \frac{1}{2}, \text{ როცა } N \text{ კენტია.}$$

სადაც, N - ელექტრონების რიცხვია.

სრული სპინური მომენტის პროექციის შესაძლო მნიშვნელობები z ღერძზე ტოლია,

$$L_{Sz} = m_S \hbar, \text{ სადაც, } m_S = -S, -(S-1), \dots, 0, \dots, S-1, S$$

ე.ი. სრული სპინური მომენტის შესაძლო ორიენტაციათა რიცხვი ტოლია $2S + 1$.

ატომის სრული ორბიტალური მომენტი მიიღება, ცალკეული ელექტრონების ორბიტალური მომენტების შეკრებით - $\vec{L}_L = \sum \vec{L}_\ell$. რომლის მოდული ტოლია,

$$L_L = \sqrt{L(L+1)} \hbar$$

სადაც, სრული ორბიტალური მომენტის კვანტური რიცხვი ღებულობს შემდეგ მნიშვნელობებს:

$L = \ell_1 + \ell_2, \ell_1 + \ell_2 - 1, \dots, |\ell_1 - \ell_2|$. ორი ℓ_1 და ℓ_2 კვანტური რიცხვის მქონე მომენტის შეკრებისას, L კვანტური რიცხვის შესაძლო მნიშვნელობათა რიცხვი ტოლია,

$$N_{\ell_1, \ell_2} = 2 \min(\ell_1, \ell_2) + 1$$

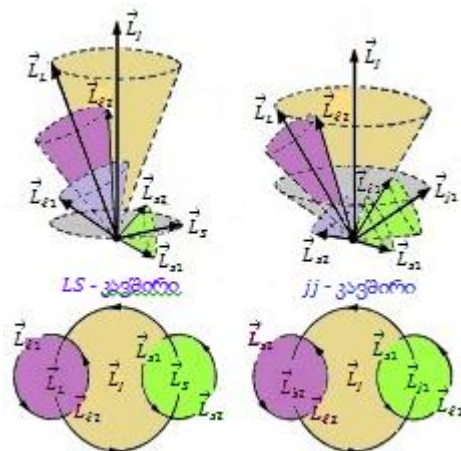
სადაც, $\min(\ell_1, \ell_2)$ - გვიჩვენებს ℓ_1 და ℓ_2 კვანტური რიცხვებიდან უმცირესს. მრავალი ელექტრონის შემთხვევაში მომენტების შეკრების წესი მიიღება ორი მომენტის შეკრების წესის თანმიმდევრობითი გამოყენების შედეგად. სრული ორბიტალური მომენტის პროექცია არჩეულ z მიმართულებით განისაზღვრება ფორმულით,

$$L_{Lz} = m_L \hbar, \text{ სადაც, } m_L = -L, -(L-1), \dots, L-1, L$$

ე.ი. სრული ორბიტალური მომენტის შესაძლო ორიენტაციის მნიშვნელობათა რიცხვი რაიმე არჩეული მიმართულებით ტოლია $2L + 1$.

ატომის სრული მომენტი წარმოადგენს ორბიტალური და სპინური მომენტების ჯამს (ნახ. 1),

$$\vec{L}_J = \vec{L}_L + \vec{L}_S \quad (1)$$



ნახ. 1.

რომლის მოდული ტოლია,

$$L_J = \sqrt{J(J+1)}\hbar \quad (2)$$

სადაც,

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S| \quad (3)$$

სრული იმპულსის მომენტის შესაბამისი კვანტური რიცხვია. როცა ატომში ელექტრონების რიცხვი ლუწია, S და J კვანტური რიცხვებია მთელია, ხოლო, როცა კენტი, ნახევარმთელი. L კვანტური რიცხვი ყოველთვის მთელია. J კვანტური რიცხვის შესაძლო მნიშვნელობათა რიცხვი ტოლია,

$$N_{L,S} = 2 \min(L, S) + 1 \quad (4)$$

სადაც, $\min(L, S)$ გვიჩვენებს L და S რიცხვებიდან უმცირეს. ჩვეულებრივ, $L < S$, ამიტომ, შესაძლო მნიშვნელობათა რიცხვი ტოლია $N_{L,S} = 2S + 1$.

სრული მომენტის პროექცია z ღერძზე ტოლია,

$$L_{Jz} = m_J \hbar \quad (5)$$

სადაც,

$$m_J = -J, -(J-1), \dots, J-1, J \quad (6)$$

სრული მომენტის პროექციის შესაბამისი კვანტური რიცხვია.

რთული ატომების გარე (სავალენტო) ელექტრონების მდგომარეობას ახასიათებენ L კვანტური რიცხვით. ამასთან, L რიცხვითი მნიშვნელობის ნაცვლად გამოიყენება ლათინური ალფავიტის შესაბამისი ასოები, ისევე როგორც ერთი ელექტრონის შემთხვევაში, მაგრამ, ნუსხური ასოების ნაცვლად გამოიყენება იგივე ლათინური ალფავიტის მთავრული ასოები. მაგალითად, მარჯვენა ქვედა ინდექსად ისმება სრული მომენტის შესაბამისი კვანტური რიცხვი J , ხოლო მარცხენა ზედა ინდექსად $2S + 1$, რომელსაც დონის მულტიპლეტურობას უწოდებენ.

რთული ატომების ელექტრონების კონფიგურაცია განისაზღვრება ჰუნდის წესებით:

1. უმცირესი ენერგია გააჩნია თერმს, რომელსაც მოცემული კონფიგურაციის დროს S -ის მაქსიმალური მნიშვნელობა, და ამ S -სათვის, L -ის შესაძლო მაქსიმალური მნიშვნელობა გააჩნია.
2. ძირითადი თერმისათვის $J = |L - S|$, როცა გარსი ნახევარზე ნაკლებადაა შევსებული. ხოლო, დანარჩენ შემთხვევებში $J = L + S$.

ატომის სრული მაგნიტური მომენტი. ატომის სრული მაგნიტური მომენტი ტოლია, სრული ორბიტალური მაგნიტური მომენტისა $\vec{\mu}_L$ და სრული სპინური მაგნიტური მომენტის $\vec{\mu}_S$ ჯამის,

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S \quad (1)$$

სადაც,

$$\vec{\mu}_L = \frac{e}{2mc} \vec{L}_L \quad \text{და} \quad \vec{\mu}_S = \frac{e}{mc} \vec{L}_S$$

სრული ორბიტალური და სპინური განიცდიან პრეცესიას სრული მექანიკური მომენტის მიმართ. მათთან ერთად პრეცესიულ მოძრაობას ასრულებს სრული მაგნიტური მომენტი. ამიტომ, ატომის სრული მაგნიტური მომენტი ასე ჩაიწერება,

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_J + \vec{\mu}_J^\perp$$

პრეცესიული მოძრაობა სრულდება საკმაოდ სწრაფად, ამიტომ ატომის სრულ მაგნიტურ მომენტთან დაკავშირებულ მოვლენების განხილვისას სარგებლობენ ატომის სრული მაგნიტური მომენტის საშუალო მნიშვნელობით. სრული მაგნიტური მომენტის მართობული მდგენელის $\vec{\mu}_J^\perp$ საშუალო მნიშვნელობა ნულის ტოლია. ამიტომ, ატომის სრული მაგნიტური მომენტი ტოლია $\vec{\mu}_J$. რომელიც შეიძლება განსაზღვრული იქნეს სრული ორბიტალური და სპინური მაგნიტური მომენტების შეკრების ნახაზზე ნაჩვენები სქემის მიხედვით (ნახ. 1),

$$\mu_J = \mu_L \cos(\vec{L}_L, \vec{L}_J) + \mu_S \cos(\vec{L}_S, \vec{L}_J) \quad (2)$$

სადაც, $\vec{L}_L = \vec{L}_J - \vec{L}_S$, $\vec{L}_S = \vec{L}_J - \vec{L}_L$. ცხადია, რომ

$$\cos(\vec{L}_L, \vec{L}_J) = \frac{J(J+1) + L(L+1) - S(S+1)}{2\sqrt{J(J+1)}\sqrt{S(S+1)}}$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ

$$\mu_L = \mu_B \sqrt{L(L+1)} \quad \text{და} \quad \mu_S = 2\mu_B \sqrt{S(S+1)}$$

სრული მაგნიტური მომენტისათვის (2) გამოსახულების თანახმად გვექნება,

$$\mu_J = \mu_B \frac{J(J+1) + L(L+1) - S(S+1)}{2\sqrt{J(J+1)}} + 2\mu_B \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2\sqrt{J(J+1)}}$$

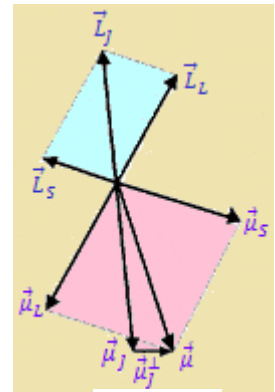
აქედან,

$$\mu_J = \mu_B g_J \sqrt{J(J+1)} \quad (3)$$

სადაც,

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (4)$$

ლანდეს მამრავლია (ფაქტორია). ლანდეს მამრავლი წარმოადგენს ატომის სრული მაგნიტური და მექანიკური მომენტების გირომაგნიტურ ფარდობას.



ნახ. 1.

§174. პაულის პრინციპი. ელემენტარული პერიოდული სისტემის ახსნა

პაულის პრინციპი. ერთელექტრონიან სისტემიდან, მრავალ ელექტრონიან სისტემაზე გადასვლისას, თავს იჩენს განსაკუთრებული კვანტური მოვლენები, რომელთა ანალოგია კლასიკურ ფიზიკაში არ გაგვაჩნია. მაკროსკოპული სხეულებისაგან განსხვავებით, მიკროსამყაროს ერთნაირ ნაწილაკებს (ელექტრონებს, პროტონებს, ნეიტრონებს, ყველა ელემენტარულ ნაწილაკებს, ატომებს და სხვ.) გააჩნიათ სავსებით ერთნაირი თვისებები: ერთნაირი მასები, ელექტრული მუხტი, სპინი და სხვ. სიმარტივისათვის განვიხილოთ ორი 1 (პირველი) და 2 (მეორე) ელექტრონისაგან შემდგარი სისტემა. კლასიკური თეორიის თვალსაზრისით, ელექტრონი მოძრაობს განსაზღვრულ ტრაექტორიაზე და დროის ნებისმიერი მომენტისათვის შეიძლება დავაკვირდეთ 1 და 2 ნაწილაკს (ელექტრონს). თუ ელექტრონებს შეუცვლით ადგილებს და სიჩქარეებს, მივიღებთ სისტემის ახალ მდგომარეობას, რომელსაც გააჩნია იგივე თვისებები, რაც გააჩნდა საწყის მდგომარეობაში - კლასიკური თეორიით ერთნაირი ნაწილაკები შეიძლება განვასხვავოთ ერთმანეთისაგან.

კვანტური მექანიკაში ნაწილაკთა სისტემის მდგომარეობა აღიწერება ტალღური ფუნქციით, რომელიც განსაზღვრავს ნაწილაკის არსებობის ალბათობას სივრცის რაიმე მოცემულ წერტილში. თუ დროის რაიმე მომენტისათვის დავაკვირდებით ერთ-ერთ ელექტრონს, შეუძლებელია განვსაზღვროთ 1 ელექტრონია ეს თუ 2. თუ ორ ერთნაირ ნაწილაკს შეუცვლით ადგილებს, კვანტური თეორიის თანახმად არ წარმოიშობა სისტემის ახალი მდგომარეობა: ის დარჩება ისეთივე, როგორიც იყო ნაწილაკების გადანაცვლებამდე - კვანტური თეორიით ერთნაირი ნაწილაკები შეუძლებელია განვასხვავოთ ერთმანეთისაგან. შეიძლება ვილაპარაკოთ ერთნაირი ნაწილაკების სისტემის მდგომარეობაზე საერთოდ, მაგრამ არა ყოველი ცალკეულ ნაწილაკზე ცალ-ცალკე. ეს დებულება შეიძლება ჩამოვყალიბოთ ერთნაირ ნაწილაკთა იგივეურობის პრინციპის სახელით: ერთნაირ ნაწილაკთა სისტემაში შესაძლებელია მხოლოდ ისეთი მდგომარეობები, რომლებიც არ

იცვლებიან, ორი ნებისმიერი ნაწილაკის ადგილების გადანაცვლებისას. რაც ჩამოყალიბებული იქნა ავსტრიელი ფიზიკოსის ვ. პაულის (1900-1958) მიერ, თავდაპირველად ემპირიულად ფოტონებისა და ელექტრონებისათვის, რომ ატომში არ შეიძლება იმყოფებოდეს ორი ელექტრონი, რომელთა მდგომარეობა ხასიათდება n, ℓ, m_ℓ, m_s ოთხი კვანტური რიცხვით. ხოლო, შემდეგ განზოგადოებული იქნა თეორიულად ყველა ელემენტარული ნაწილაკისა და ანტინაწილაკისათვის, რომ ერთნაირი ფერმიონების (მათ მიეკუთვნებიან ელექტრონები, პროტონები, ნეიტრონები, ნეიტრინო და სხვ.) ნახევარმთელი სპინის მქონე ყველა ელემენტარული ნაწილაკები და ანტინაწილაკები) სისტემაში არ შეიძლება იმყოფებოდეს ორი ნაწილაკი ერთსა და იმავე მდგომარეობაში. რაც წარმოადგენს პაულის პრინციპს და მათემატიკურად შემდეგნაირად გამოისახება

$$z(n, \ell, m_\ell, m_s) = 0 \text{ ან } 1$$

სადაც, $z(n, \ell, m_\ell, m_s)$ - n, ℓ, m_ℓ, m_s კვანტური რიცხვებით განსაზღვრულ მდგომარეობაში ელექტრონების რიცხვია.

პაულის პრინციპი არ ვრცელდება ბოზონებისათვის (მათ მიეკუთვნებიან ფოტონები, მეზონები და ყველა ნულის და მთელი სპინის მქონე ნაწილაკები) - ერთსა და იმავე მდგომარეობაში შეიძლება იმყოფებოდეს ერთნაირი ბოზონების ნებისმიერი რიცხვი.

ელემენტთა პერიოდული სისტემა. პაულის პრინციპით შესაძლებელია ავხსნათ ელემენტთა პერიოდული სისტემა.

ატომში n მთავარი კვანტური რიცხვის მოცემული მნიშვნელობის შესაბამისი ელექტრონების

ერთობლიობა ქმნის ელექტრონულ შრეს. შრეზე შეიძლება იმყოფებოდეს არა

n	1	2	3	4	5
შრე	K	L	M	N	O
შრეზე ელექტრონების მაქსიმალური რიცხვი	2	8	18	32	50

უმეტეს $2n^2$ ელექტრონისა. შრეები აღინიშნება ლათინური ალფავიტის ასოებით.

n და ℓ მოცემული მნიშვნელობების შესაბამისი ელექტრონების ერთობლიობა ქმნიან გარს.

გარსზე შეიძლება იმყოფებოდეს არა უმეტეს $2(2\ell + 1)$ ელექტრონისა. გარსები აღი-

ℓ	0	1	2	3	4
გარსი	s	p	d	f	g
გარსზე ელექტრონების მაქსიმალური რიცხვი	2	6	10	14	18

ნიშნება ლათინური ალფავიტის ასოებით.

სიმბოლოს, რომელიც გვიჩვენებს ატომში შრეს, გარს და ელექტრონების რიცხვს, ატომის ელექტრონულ კონფიგურაცია ეწოდება. მაგალითად, $1s^2 2s^2 2p^6$ ნიშნავს, რომ $n = 1$, $\ell = 0$ მდგომარეობაში იმყოფება ორი ელექტრონი, $n = 1$, $\ell = 0$ მდგომარეობაში აგრეთვე ორი ელექტრონი, ხოლო $n = 2$, $\ell = 1$ მდგომარეობაში ექვსი ელექტრონი.

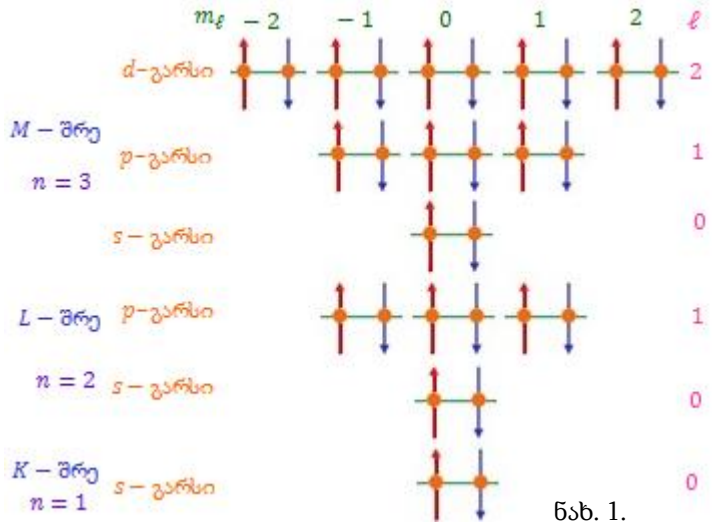
გარსზე ელექტრონული მდგომარეობების შევსების თანმიმდევრობა განისაზღვრება ჰუნდის წესით: ჯერ შეივსება m_ℓ ($m_\ell = -\ell, -(\ell - 1), \dots, \ell - 1, \ell$) კვანტური რიცხვის სხვადასხვა მნიშვნელობების შესაბამისი მდგომარეობა, m_s ($m_s = \pm 1/2$) კვანტური რიცხვის ერთი და იმავე მნიშ-

სშრე	n	გარსებზე ელექტრონების მაქსიმალური რიცხვი					შრეებზე ელექტრონების მთლიანი რიცხვი
		s	p	d	f	g	
K	1	2					2
L	2	2	6				8
M	3	2	6	10			18
N	4	2	6	10	14		32
O	5	2	6	10	14	18	50

შენელობისათვის. ამის შემდეგ, როცა ყველა $2\ell + 1$ მდგომარეობა შეივსება, იწყება მათი შევსება საპირისპირო სპინის ($m_s = \pm 1/2$) ელექტრონებით. მაგალითად, p ($\ell = 1$) მდგომარეობაში სულ შეიძლება იმყოფებოდეს $2(2\ell + 1) = 6$ ელექტეპტრონი. ელექტრონული მდგომარეობების შ შევსება შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგნაირად:

$$\begin{pmatrix} m_\ell \\ m_s \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{1}{2} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{2} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} -1 \\ \frac{1}{2} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} -1 \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$$

მაგრამ, რეალურ პერიოდული სისტემის შემთხვევაში, ადგილი აქვს იდეალური სისტემის დარღვევას. რაც იმით აიხსნება, რომ იდეალური შემთხვევაში მიღებულია დაშვებები - განხილულია მარტივი შემთხვევები, კერძოდ, ბირთვსა და ელექტრონს შორის ურთიერთქმედება აღიწერება მხოლოდ კულონური ურთიერთქმედებით. არ არის გათვალისწინებული ელექტრონებს შორის არსებული სხვადასხვა ურთიერთქმედებები. განვიხილოთ რეალური პერიოდული სისტემის სტრუქტურული აგება. დავიწყოთ მარტივი შემთხვევით. დაუშვათ, რომ მოცემული გვაქვს



ბირთვი, რომელსაც გააჩნია $+e$ მუხტი და მას აზრობრივად, უსასრულოდ ნელა მიუახლოვოთ ერთი ელექტრონი. ის დაიჭერს უმცირეს კვანტური რიცხვის ($n = 1$) შესაბამის ენერგეტიკულ მდგომარეობას. შესაბამისი ორბიტალური კვანტური რიცხვი $\ell = 0$, ხოლო მაგნიტური კვანტური რიცხვი $m_\ell = 0$, ე.ი. ელექტრონი იქნება $1s$ მდგომარეობაში. ამ შემთხვევაში მიიღება წყალბადის ატომი (${}^1_1H$). მას შეიძლება გააჩნდეს ნებისმიერი ორიენტაცია (ნახ. 1). გავზარდოთ ბირთვის მუხტი ერთი ერთეულით და კვლავ უსასრულოდ ნელა მიუახლოვოთ მეორე ელექტრონი. მიიღება ჰელიუმის ნეიტრალური ატომი (${}^4_2He$). მეორე ელექტრონი დაკავშირებული იქნება აგრეთვე $1s$ მდგომარეობაში. რადგან პაულის პრინციპის თანახმად ამ მდგომარეობაში შეიძლება იმყოფებოდეს ორი ელექტრონი. წყალბადი და ჰელიუმი ქმნიან პერიოდული სისტემის პირველ პერიოდს. გავზარდოთ ბირთვის მუხტი ერთი ერთეულით და კვლავ უსასრულოდ ნელა მიუახლოვოთ მესამე ელექტრონი. მივიღებთ ლითიუმის ატომს (${}^7_3Li$). ეს მესამე ელექტრონი არ შეიძლება დაკავშირებული იყოს $1s$ მდგომარეობაში, რადგან K შრეზე ($n = 1$) შეიძლება იმყოფებოდეს მხოლოდ ორი ელექტრონი. უახლოესი ენერგეტიკული შესაძლო მდგომარეობაა $2s$ ($n = 2, \ell = 0$). ლითიუმის სავალენტო ელექტრონი დაკავშირებული იქნება სწორედ ამ მდგომარეობაში. ის შეავსებს L შრის ($n = 2$) s გარსს. მიიღება ტუტე ლითონი. მეოთხე ელექტრონი განლაგდება აგრეთვე $2s$ მდგომარეობაში. მიიღება ბერილიუმი (${}^9_4Be$). მაგრამ ბორის (${}^{11}_5B$) მეხუთე ელექტრონი არ შეიძლება იყოს დაკავშირებული ამ მდგომარეობაში, რადგან ის მთლიანად შევსებულია. ამიტომ, ბორით იწყება $2p$ გარსის შევსება. რის შედეგადაც მიიღება ${}^{12}_6C, {}^{14}_7N, {}^{16}_8O, {}^{19}_9F, {}^{20}_{10}Ne$ ელემენტები. $2p$ გარსის შევსება მთავრდება ${}^{20}_{10}Ne$ კეთილშობილური აირით. ნეონის ატომის ელექტრონული კონფიგურაცია შეიძლება გამოვსახოთ შემდეგნაირად $1s^2 2s^2 2p^6$. ასე მიიღება პერიოდული სისტემის მეორე პერიოდი, რომელიც შედგება რვა ელემენტისაგან.

შემდეგ დაწყებული ტუტე ელემენტი - ნატრიუმით ($_{11}\text{Na}$), იწყება M შრის ($n = 3$) შევსება არგონამდე ($_{18}\text{Ar}$). რითაც მთავრდება $3p$ გარსის შევსება. შედეგად მიიღება პერიოდული სისტემის მესამე პერიოდი, რომელიც შედგება აგრეთვე რვა ელემენტისაგან.

იდეალური სქემის თანახმად კალიუმის ($_{19}\text{K}$) მეცხრამეტე ელექტრონი დაკავშირებული უნდა იყოს $3d$ მდგომარეობაში. მაგრამ ეს წინააღმდეგობაშია ქიმიურ და სპექტროსკოპიულ მონაცემებთან. ქიმიური თვალსაზრისით კალიუმს, როგორც ტუტე ლითონს, ნატრიუმის და ლითონის ანალოგიურად უნდა გააჩნდეს სავალენტო ელექტრონი $4s$ მდგომარეობაში. ამიტომ კალიუმის მეცხრამეტე ელექტრონი დაკავშირებულია სინამდვილეში $4s$ და არა $3d$ მდგომარეობაში. კალციუმის $_{20}\text{Ca}$ მეოცე ელექტრონი აგრეთვე დაკავშირებულია $4s$ მდგომარეობაში. მხოლოდ სკანდიუმით $_{21}\text{Sc}$ იწყება $3d$ გარსის ნორმალური შევსება. გარსების ნორმალური შევსების ანალოგიურ დარღვევას აქვს ადგილი რუბიდიუმის ($_{37}\text{Rb}$) შემთხვევაში. მისი ოცდამეჩვიდმეტე ელექტრონი დაკავშირებულია არა $4d$ მდგომარეობაში არამედ $5s$ მდგომარეობაში, რაც კვლავ გამართლებულია როგორც ქიმიური ისე სპექტროსკოპიული თვალსაზრისით. სტრონციუმის $_{38}\text{Sr}$ ოცდამეთვრამეტე ელექტრონი დაკავშირებულია აგრეთვე $5s$ მდგომარეობაში. მაგრამ ოცდამეცხრამეტე ელემენტიდან $_{39}\text{Y}$ დაწყებული, ორმოცდამეექვსე ელემენტის $_{46}\text{Pd}$ ჩათვლით, მიმდინარეობს $4d$ გარსის ნორმალური შევსება.

პერიოდული სისტემის ყოველი პერიოდი იწყება ტუტე ლითონით, რომელთა ელექტრონულ კონფიგურაციას გააჩნია მხოლოდ გარე სავალენტო s ელექტრონი. ყველა ელემენტებიდან, ტუტე ელემენტების ატომებს გააჩნიათ უმცირესი იონიზაციის პოტენციალი. ამიტომ ეს ატომები ადვილად გასცემენ გარე s ელექტრონებს და მიუერთდებიან სხვა ელემენტების ატომებს. ამით აიხსნება ტუტე ლითონების დიდი აქტიურობა.

ყოველი პერიოდი მთავრდება კეთილშობილი აირების ატომებით: He , Ne , Ar , Kr , Xe , Rn . ამ ატომების (He გამოკლებით) გარე $s - p$ -გარსი შედგება რვა ელექტრონისაგან, რომლებიც ქმნიან მჭიდროდ დაკავშირებულ სისტემას. ამიტომ მათ გააჩნიათ მაქსიმალური იონიზაციის პოტენციალი. ამით აიხსნება მათი ქიმიური პასიურობა - ისინი არ შედიან ქიმიურ რეაქციაში სხვა ატომებთან. პირიქით პერიოდული სისტემის მეზობელი მე-7 ჯგუფის ელემენტები: F , Cl , Br , I - ქიმიურად ძალიან აქტიურებია, რადგან მათი გარე $s - p$ -გარსი შედგება შვიდი ელექტრონისაგან და შეიძლება ადვილად მიიერთონ ელექტრონი. პერიოდული სისტემის ყოველი ნახევარი პერიოდი მთავრდება ე.წ. გარდამავალი ელემენტებით: რკინა, კობალტი, ნიკელი; რუთენიუმი, როდიუმი, პალადიუმი; ოსმიუმი, ირიდიუმი, პლატინა.

განსაკუთრებულ ყურადღებას იმსახურებს ე.წ. იშვიათმიწა ელემენტები ($z = 58 \div 71$), ანუ ლანთანოიდები. მათში ხდება ჯერ შიგა $4f$ გარსების შევსება და რადგან გარე გარსები რჩება პრაქტიკულად უცვლელი, ამიტომ, ყველა იშვიათმიწა ელემენტს გააჩნია ერთნაირი ქიმიური თვისებები.

ლანთანოიდების ანალოგიური თვისებები გააჩნიათ აქტინოიდებს. ასე უწოდებენ 14 ელემენტს (თორიუმიდან, ლოურენსიუმის ჩათვლით), რომელთა უმრავლესობა მიღებულია ხელოვნურად. მათში ხდება ჯერ შიგა $5f$ გარსების შევსება, მაშინ როცა გარე სავალენტო გარსები რჩება უცვლელი. ამიტომ, ისევე როგორც ლანთანოიდებს, აქტინოიდებსაც გააჩნიათ ერთნაირი ქიმიური თვისებები.

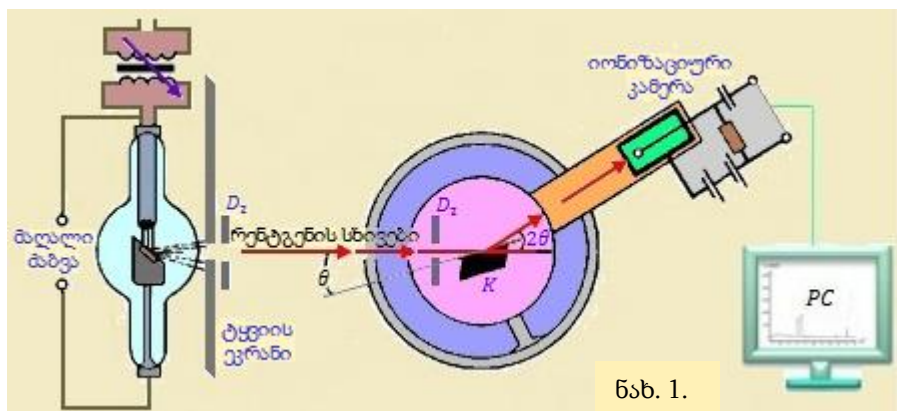
§175. რენტგენის გამოსხივება

რენტგენის სხივები. რენტგენის სხივები მიიღება სწრაფი ელექტრონების კინეტიკური ენერგიის, ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ენერგიად გარდაქმნის შედეგად და წარმოადგენენ $0.1\text{Å} \div 100\text{Å}$ სიგრძის ელექტრომაგნიტურ ტალღებს. ცხრილში ნაჩვენებია, თუ როგორი ადგილი

გამოსხივების სახეები	ტალღის სიგრძე, სმ	ტალღის სიხშირე, ჰც
გამა-გამოსხივება	10^{-9}	$> 3 \cdot 10^{19}$
რენტგენის გამოსხივება	$10^{-9} \div 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{19} \div 3 \cdot 10^{16}$
ულტრაიისფერი გამოსხივება	$10^{-6} \div 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{16} \div 7.5 \cdot 10^{16}$
ხილული გამოსხივება	$4 \cdot 10^{-5} \div 7.7 \cdot 10^{-6}$	$7.5 \cdot 10^{14} \div 4 \cdot 10^{14}$
ინფრაწითელი გამოსხივება	$7.7 \cdot 10^{-6} \div 7.7 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{14} \div 3 \cdot 10^{12}$
რადიოტალღები	$> 10^{-2}$	$< 3 \cdot 10^{12}$

უჭირავს რენტგენის სხივებს, ელექტრომაგნიტური ტალღების სკალაზე. სხვადასხვა სახის ელექტრომაგნიტური ტალღებს შორის მოცემული საზღვრები საკმაოდ პირობითია. რენტგენის სხივები აღმოჩენილი იქნა გერმანელი მეცნიერის ვ. რენტგენის (1845-1923) მიერ 1895წ-ს, კათოდური სხივების შესწავლისას. რენტგენის სხივები მიიღება მაღალი ვაკუუმის ($\sim 10^{-6}$ მმ წყ. სვ.) რენტგენის მილაკის საშუალებით (ნახ. 1). მილაკი შედგება სამი ნაწილისაგან: მინის, ან ლითონის

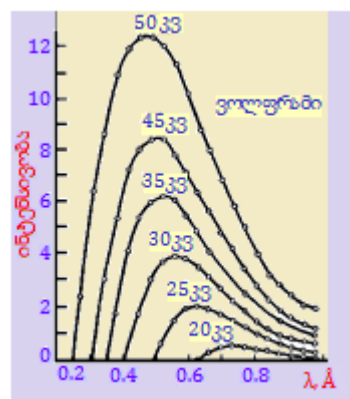
კორპუსისაგან, კათოდისაგან, რომელიც წარმოადგენს ელექტრონების წყაროს და ანოდისაგან. ანოდს ხშირად ანტიკათოდს უწოდებენ. კათოდსა და ანოდს შორის მოდებულია ძლიერი ელექტრული ველი,



ნახ. 1.

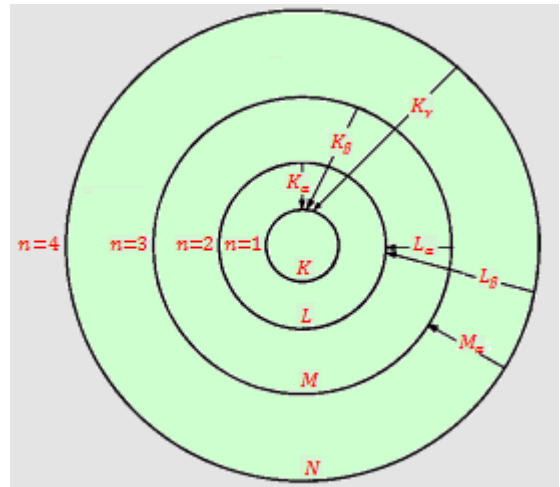
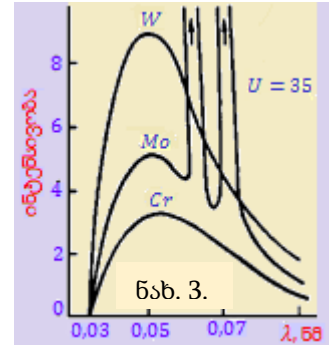
რომლის საშუალებითაც ხდება ელექტრონების აჩქარება ($10^4 \div 10^5$)ევ ენერგიამდე. არსებობს ორი ტიპის რენტგენის სხივები. ერთია, დამუხრუჭებითი რენტგენის გამოსხივება, რომელიც წარმოიშობა ელექტრონების ანტიკათოდზე დაჯახებისას და რომლის თვისებები არ არის დამოკიდებული ანტიკათოდის მასალაზე, და განისაზღვრება მხოლოდ

მილაკზე ძაბვის მნიშვნელობით. დამუხრუჭებითი რენტგენის გამოსხივება იძლევა უწყვეტ სპექტრს, ისევე როგორც თეთრი სინათლე. ამიტომ უწყვეტი რენტგენის გამოსხივებას, ხშირად თეთრი რენტგენის გამოსხივებას უწოდებენ. გრძელი ტალღების მხარეს, დამუხრუჭებითი რენტგენის გამოსხივების ინტენსივობა ეცემა დამრეცად და ასიმპტოტურად მიისწრაფვის ნულისაკენ. მოკლე ტალღების მხარეს, ტალღის სიგრძის რაღაც მნიშვნელობისას, ინტენსივობის მრუდი მკვეთრად ეცემა ნულამდე, რომელსაც უწყვეტ რენტგენის გამოსხივების მოკლესალ-ოვანი საზღვარი ეწოდება (ნახ. 2).



ნახ. 2.

რენტგენის გამოსხივების მეორე ტიპს მიეკუთვნება ე.წ. მახასიათებელი რენტგენის გამოსხივება. ის წარმოიშობა მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა მილაკზე ძაბვა აღემატება რაღაც განსაზღვრულ მნიშვნელობას, რომელიც დამოკიდებულია მხოლოდ ან-ოდის მასალაზე (ნახ. 3). მახასიათებელი რენტგენის გამოსხივება მოგვაგონებს აირების ხაზოვან სპექტრს, ოპტიკურ არეში. სპექტრის შესწავლა გვიჩვენებს რომ ეს გამოსხივება დაკავშირებულია ატომში ელექტრონული შრეებზე ელექტრონების გადასვ-ლებთან. დაუშვათ, რომ ანოდზე დაცემული დიდი ენერგიის ელექტრონის მოქმედებით მოხდა K შრიდან ელექტრონის ამო-გლეჯა, სადაც L შრიდან გადავა ელექტრონი. ამ დროს გამოყოფილი ენერგია გამოსხივდება რენტგენის სხივების სახით. აღნიშნული გამოსხივება გვადლევს სპექტრში K_{α} ხაზს. თუ K შრეზე განთავისუფლებულ ადგილზე გადავა ელექტრონი M შრიდან, ამ შემთხვევაშიც გამოიყოფა ენერგია რენტგენის გამოსხივების სახით, ხოლო სპექტრში მიიღება K_{β} ხაზი. ამრიგად, L, M, N და ა.შ. შრეებიდან, K შრეზე გადასვლებისას, გამოსხივდება $K_{\alpha}, K_{\beta}, K_{\gamma}, K_{\delta}$ და ა.შ. სერიის ხაზები. როცა დაცემული ელექტრონების მოქმედებით გამოიტყორცნებიან ელექტრონები L შრიდან, განთავისუფლებულ ადგილებს შეავსებენ ელექტრონები M, N, O და ა.შ. შრეებიდან. ასეთი გადასვლებისას გამოსხივდება $L_{\alpha}, L_{\beta}, L_{\gamma}$ და ა.შ. სერიის ხაზები, როგორც ეს ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 4). რენტგენის სხივებს, რომლებიც მიეკუთვნებიან K სერიას, „ხისტი“ რენტგენის სხივები ეწოდებათ, ხოლო, რომლებიც L, M, N და ა.შ. „რბილი“. ხისტი რენტგენის სხივებს გააჩნიათ დიდი შეღწევადობისუნარიანობა.



ნახ. 4.

რენტგენის კვანტების მაქსიმალური ენერგია $h\nu_{max}$, რომელიც წარმოიშობა ელექტრონების კინეტიკური ენერგიის ხარჯზე, არ შეიძლება აღემატებოდეს ამ ენერგიას - $K = eU = h\nu_{max}$, სადაც, U არის პოტენციალთა სხვაობა, რომლის ხარჯზე ელექტრონი შეიძენს K კინეტიკურ ენერგიას. აქედან შეიძლება განვსაზღვროთ მოკლესალღოვანი საზღვრის მნიშვნელობა,

$$\lambda_{min} = \frac{c}{\nu_{max}} = \frac{ch}{eU} = \frac{ch}{K} \quad (1)$$

მიღებული ფორმულა მთლიანად შეესაბამება ექსპერიმენტულ მონაცემებს და საფუძვლად უდევს პლანკის მუდმივას (h) ექსპერიმენტალური განსაზღვრის ერთ-ერთ მეთოდს.

მოზლის კანონი. ელემენტთა რენტგენული სპექტრის შესწავლისას, ინგლისელი მეცნიერის ჰ. მოზლის (1887-1915) მიერ, ექსპერიმენტულად დადგენილი იქნა კანონი, რომელიც აკავშირებს ერთმანეთს, სპექტრის ხაზების სიხშირეს და ელემენტთა ატომურ ნომერს,

$$\sqrt{\nu/R} = a(z - \sigma) \quad (1)$$

სადაც, ν - გამოსხივების სიხშირეა, z - ელემენტის რიგითი ნომერი, R - რიდბერგის მუდმივა, a - მუდმივი კოეფიციენტი, σ - ეკრანიების მუდმივა. (1) გამოსახულება ავიყვანოთ კვადრატში,

$$\frac{\nu}{R} = a^2(z - \sigma)^2$$

აქედან,

$$v = Ra^2(z - \sigma)^2 \quad (2)$$

სპექტრის K სერიისათვის, $a = (3/4)^{1/2}$. რასაც თუ გავითვალისწინებთ (2) გამოსახულებაში, გვექნება

$$v = \frac{3}{4}R(z - \sigma)^2 = R(z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (3)$$

რომელიც შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით,

$$v = R(z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (4)$$

სადაც, n - გვიჩვენებს სერიის ნომერს, k - გვიჩვენებს მოცემულ სერიაში სპექტრალური ხაზის რიგს. ამასთან, $k = n + 1$. K სერიისათვის, $n = 1$, $k = 2$. ხოლო, L სერიისათვის, $n = 2$, $k = 3$ და ა.შ.

რენტგენის სხივების დიფრაქცია. რენტგენის სხივებით შეიძლება დავაკვირდეთ დიფრაქციის მოვლენას ისევე როგორც სინათლის შემთხვევაში. დიფრაქციული მესრის ნაცვლად შეიძლება გამოვიყენოთ კრისტალი, რაც ხელსაყრელია იმიტომ, რომ კრისტალში ატომთა შორის მანძილი, რენტგენის ტალღის სიგრძის რიგისაა. დაუშვათ, რომ რენტგენის სხივების მონოქრომატული ნაკადი ($\lambda = const$) ეცემა კრისტალს, რომლის ატომებს შორის მანძილია d . სიმარტივისათვის განვიხილოთ ორი სხივი, რაიმე θ კუთხით. დაცემის შემდეგ სხივები აირეკლებიან იმავე θ კუთხით (ნახ. 1). 1 და 2 სხივების შორის სვლათა სხვაობა

$$\Delta = BC + CD = 2BC \quad (1)$$

თავის მხრივ,

$$BC = AC \sin \theta = d \sin \theta$$

ამიტომ, გვექნება,

$$\Delta = 2BC = 2d \sin \theta \quad (2)$$

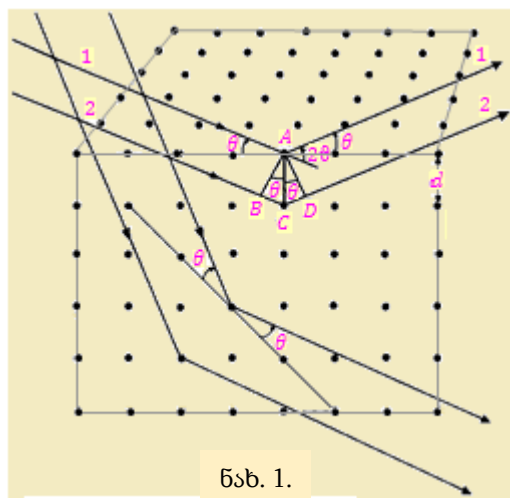
იმისათვის, რომ არეკვლილმა სხივებმა მოგვცეს ინტერფერენცია, ამისათვის სვლათა სხვაობა უნდა აკმაყოფილებდეს პირობას - $\Delta = k\lambda$, $k = 1, 2, 3, \dots$. შესაბამისად, რენტგენის სხივებს დიფრაქციისათვის გვექნება პირობა,

$$2d \sin \theta = k\lambda \quad (3)$$

რომელსაც ვულფი-ბრეგის ფორმულა ეწოდება. სადაც, d - დიფრაქციული მესერის პარამეტრია, θ - დაცემული და არეკვლილი სხივების მიერ შედგენილი კუთხე, k - დიფრაქციული მაქსიმუმების რიგი. ვულფი-ბრეგის ფორმულის გამოყენებით შეიძლება გადავწყვიტოთ შემდეგი ორი მნიშვნელოვანი ამოცანა:

1. თუ დავაკვირდებით ცნობილი ტალღის სიგრძის რენტგენის სხივების დიფრაქციას, უცნობი აგებულების კრისტალური სტრუქტურისათვის და გავზომავთ θ კუთხეს და k -ს, შეიძლება განვსაზღვროთ d , ე.ი. შეიძლება განვსაზღვროთ ნივთიერების სტრუქტურა. რაც საფუძვლად უდევს რენტგენოსტრუქტურულ ანალიზს. ვულფი-ბრეგის ფორმულა სამართლიანია ელექტრონებისა და ნეიტრონების დიფრაქციისათვისაც. ელექტრონებისა და ნეიტრონების დიფრაქციის საფუძველზე ნივთიერების სტრუქტურის განსაზღვრის მეთოდს, შესაბამისად ელექტრონოგრაფია და ნეიტრონოგრაფია ეწოდება.

2. თუ დავაკვირდებით უცნობი ტალღის სიგრძის რენტგენის სხივების დიფრაქციას კრისტალურ სტრუქტურისათვის, როცა ცნობილია d , და გავზომავთ θ კუთხეს და k -ს, შეიძლება განვსაზღვროთ



ნახ. 1.

ღვროთ დაცემული რენტგენის სხივების ტალღის სიგრძე - λ . რენტგენის სხივების ტალღის სიგრძის განსაზღვრის ეს მეთოდი საფუძვლად უდევს რენტგენოსპექტროსკოპიას.

მედიცინაში გამოიყენება 60-დან 100-120 კეე-მდე ენერგიის ფოტონების გამოსხივება რენტგენოლოგოსტიკის დროს, და 150-200 კეე-მდე რენტგენოთერაპიის დროს.

რენტგენის სხივების შთანთქმა და გაბნევა. რენტგენის სხივების პარალელური ნაკადი ნივთიერებაში გავლისას განიცდის შესუსტებას. რაც გამოწვეულია ორი მიზეზით. პირველია გაბნევა, როცა სხივების ნაწილი გადაიხრებიან ნაკადიდან გვერდით და გამოდიან თავდაპირველი მიმართულებიდან. ეს მოვლენა ანალოგიურია მღვრიე გარემოში ხილული სინათლის გაბნევის. მეორე მიზეზია ის, რომ რენტგენის სხივების ნაკადის შესუსტება ხდება ნამდვილი შთანთქმით, ანუ აბსორბციით, როცა ნაკადის ენერგიის ნაწილი გარდაიქმნება სითბოდ.

თუ I_0 ინტენსივობის რენტგენის სხივების მონოქრომატული ($\lambda = const$) პარალელური ნაკადი ეცემა ნივთიერებას, მაშინ მისი ინტენსივობის შესუსტება ერთგვაროვანი ნივთიერების dx მონაკვეთზე განისაზღვრება თანაფარდობით,

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (1)$$

სადაც, μ - მუდმივას, რენტგენის სხივების ხაზოვანი შესუსტების კოეფიციენტი ეწოდება. მისი ერთეულია m^{-1} (ან, cm^{-1}). ე.ი. $x = 1/\mu$ მანძილის გავლისას რენტგენის სხივების ნაკადის ინტენსივობა e - ჯერ კლებულობს.

ნაკადის ინტენსივობის შესუსტება ხდება როგორც ნამდვილი შთანთქმის, ასევე რენტგენის სხივების გაბნევის შედეგად - $\mu = \tau + \sigma$, სადაც, τ - ნამდვილი შთანთქმის კოეფიციენტი, ხოლო, σ - გაბნევის კოეფიციენტი. μ , τ და σ კოეფიციენტები პროპორციულია ნივთიერების ρ სიმკვრივის, ამიტომ მოსახერხებელია ვისარგებლოთ ე.წ. მასური კოეფიციენტით,

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$$

შესუსტების მასური კოეფიციენტი წარმოადგენს რენტგენის სხივების ინტენსივობის ფარდობით შესუსტებას, ერთეულოვანი მასის ნივთიერების, ერთეულოვან განიკვეთში გავლისას. მისი განზომილებაა $m^2 \cdot kg^{-1}$ (ან, $cm^2 \cdot g^{-1}$).

მასური კოეფიციენტის ანალოგიურად შემოაქვთ შთანთქმისა და გაბნევის მასური კოეფიციენტები,

$$\tau_m = \frac{\tau}{\rho}, \quad \sigma_m = \frac{\sigma}{\rho}$$

ე.ი., $\mu_m = \tau_m + \sigma_m$. რომლის გათვალისწინებითაც (1) ფორმულა ასე გადაიწერება,

$$I(x) = I_0 e^{-\mu_m \rho x} \quad (2)$$

თეორიული გამოთვლებისათვის უფრო მოსახერხებელია ვისარგებლოთ ე.წ. ატომური კოეფიციენტებით,

$$\mu_a = \frac{\mu}{\rho} m = \frac{\mu}{\rho} \frac{M}{N_A}, \quad \tau_a = \frac{\tau}{\rho} m = \frac{\tau}{\rho} \frac{M}{N_A}, \quad \sigma_a = \frac{\sigma}{\rho} m = \frac{\sigma}{\rho} \frac{M}{N_A} \quad (3)$$

სადაც, $m = M/N_A$ - ატომის მასაა, M - მოლური მასა, ხოლო, N_A - ავოგადროს მუდმივა.

თავი 27. ბირთვისა და ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკა.

§176. საწყისი ცნებები ბირთვის შესახებ. ბირთვის თვისებები. ბირთვის ზმის ენერგია

საწყისი ცნებები ბირთვის შესახებ. ბირთვის თვისებები. ატომის ბირთვი წარმოადგენს ატომის ცენტრალურ ნაწილს, სადაც კონცენტრირებულია ატომის პრაქტიკულად მთლიანი მასა და მისი დადებითი მუხტი. ის შედგება პროტონებისა (p) და ნეიტრონებისაგან (n). პროტონს გააჩნია $q_p = +1.6 \cdot 10^{-19}$ კ დადებითი ელექტრული მუხტი და $m_p = 1.67265 \cdot 10^{-27}$ კგ $= 1836.15m_e$ მასა. ნეიტრონს ელექტრული მუხტი არ გააჩნია, ხოლო, მასა კი ტოლია $m_n = 1.67795 \cdot 10^{-27}$ კგ $= 1838.68m_e$. სადაც, $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}$ კგ ელექტრონის მასაა.

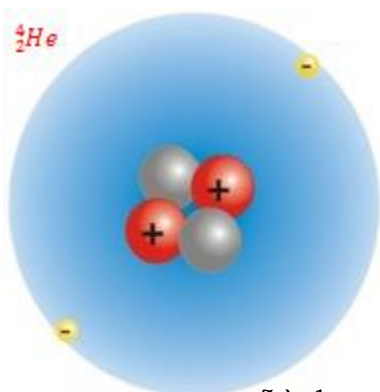
ბირთვულ ფიზიკაში ნეიტრონებისა და პროტონების აღსანიშნავად გამოიყენება ტერმინი ნუკლონი. შეიძლება ითქვას, რომ პროტონი და ნეიტრონი წარმოადგენენ ერთი და იმავე ნაწილაკის - ნუკლონის ორ სხვადასხვა მდგომარეობას (ლათ. Nucleus - ბირთვი).

ბირთვის მუხტი ტოლია Zq_p , სადაც, q_p - პროტონის მუხტია, Z - მუხტური რიცხვი, რომელიც ელემენტა პერიოდულ სისტემაში, მოცემული ბირთვის შესაბამისი ელემენტის რიგითი ნომრის ტოლია, ანუ, ბირთვში პროტონების რიცხვის ტოლია. ატომი ელექტრულად ნეიტრალურია. ამიტომ, ატომის ბირთვში პროტონების რიცხვი ტოლი უნდა იყოს ატომის გარსში ელექტრონების რიცხვის, ე.ი. ატომური ნომრის Z . ბირთვში ნუკლონების (პროტონებისა და ნეიტრონების) მთლიანი რიცხვი აღინიშნება A ასოთი და მასური რიცხვი ეწოდება ($A = Z + N$). ბირთვში ნეიტრონების რიცხვი აღინიშნება N ასოთი ($N = A - Z$). როგორც წესი $Z > N$. ამჟამად ცნობილია $Z = 1$ - დან, $Z = 107$ -118-მდე ბირთვები.

მასური რიცხვი, A
რიგითი ნომერი, Z

$A = Z + N$
 $N =$ ნეიტრონების რიცხვი
 $Z =$ პროტონების რიცხვი

სხვადასხვა ბირთვების აღსანიშნავად გამოიყენება ჩაწერა ${}^A_ZX$, სადაც, X - მოცემული Z შესაბამისი ელემენტის ქიმიური სიმბოლოა (ზოგჯერ გამოიყენება აგრეთვე ${}_ZX^A$ ტიპის აღნიშვნა). მაგალითად, ${}^4_2\text{He}$ აღნიშნავს $Z = 2$ და $A = 4$ რიცხვების მქონე ჰელიუმის ატომის ბირთვს, რომელსაც გააჩნია 2 პროტონი და 2 ნეიტრონი (ნახ. 1). პროტონი და ნეიტრონი ამ აღნიშვნებში ასე ჩაიწერება: ${}^1_1p$ და ${}^1_0n$. პროტონი წარმოადგენს წყალბადის ატომის ბირთვს, ამიტომ შეიძლება შემდეგნაირად აღვნიშნოთ - ${}^1_1H$. ალფა-ნაწილაკი (α) შედგება ორი პროტონისა და ორი ნეიტრონისაგან - ის წარმოადგენს ჰელიუმის ატომის ბირთვს და შეიძლება აგრეთვე ასე აღვნიშნოთ ${}^4_2\text{He}$. მარცხენა ქვედა ინდექსი არ არის აუცილებელი, რადგან Z ატომური ნომერი განისაზღვრება ელემენტის სახელწოდებიდან, ამიტომ, ხშირად გამოიყენება ${}^4\text{He}$ ტიპის შემოკლებული აღნიშვნა (იკითხება „ჰელიუმ ოთხი“). ზოგჯერ, Z ატომური ნომრის და A მასური რიცხვის შემცველ ბირთვს აღნიშნავენ (Z, A) ნიშნით, მის მასას $m_b(Z, A)$, ან უბრალოდ $m(Z, A)$, ხოლო, შესაბამისი ატომის მასას კი $m_a(Z, A)$ სიმბოლოთი.

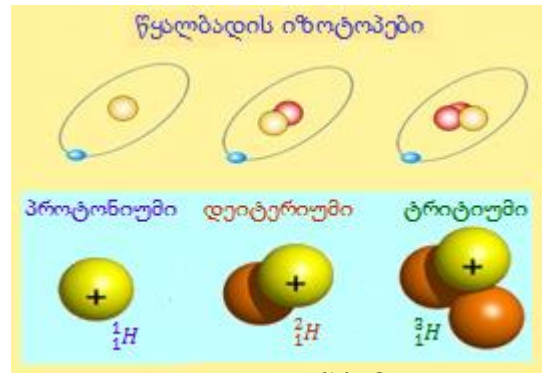


ნახ. 1.

ერთნაირი Z და განსხვავებული A მქონე ბირთვებს იზოტოპები ეწოდებათ. ერთნაირი A და განსხვავებული Z მქონე ბირთვებს იზობარები ეწოდებათ. ხოლო, ერთნაირი N და განსხვავებული Z მქონე ბირთვებს კი იზოტონები ეწოდებათ.

განსაზღვრული იზოტოპის ატომების აღსანიშნავად გამოიყენება ტერმინი ნუკლიდი. სულ

ცნობილია ~300 მდგრადი იზოტოპი და 2000 მეტი ბუნებრივი და ხელოვნური რადიოაქტიური იზოტოპი. მოცემული ქიმიური ელემენტის იზოტოპების უმრავლესობას გააჩნია ერთნაირი ქიმიური და ფიზიკური თვისებები. მაგალითად, წყალბადის ${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$ და ${}^3_1\text{H}$ იზოტოპები ძლიერ განსხვავდებიან მასებით, ხოლო მათი ატომები (სხვა ატომების იზოტოპებთან შედარებით) განსხვავდებიან ფიზიკური და აგრეთვე ქიმიური თვისებებით (ნახ. 2). ამიტომ, მათ აღსანიშნავად გამოიყენება სხვადასხვა ტერმინები. ${}^2_1\text{H}$ იზოტოპს დეიტერიუმი ეწოდება (გამოიყენება აგრეთვე ტერმინი „მძიმე წყალბადი“). ის აღინიშნება D სიმბოლოთი. დეიტერიუმის ბირთვს დეიტრონი ეწოდება. ის აღინიშნება d სიმბოლოთი. ${}^3_1\text{H}$ იზოტოპს ტრიტიუმი ეწოდება (გამოიყენება აგრეთვე ტერმინი „ზემძიმე წყალბადი“). ის აღინიშნება T სიმბოლოთი. ტრიტიუმის ბირთვს ტრიტონი ეწოდება. ის აღინიშნება t სიმბოლოთი. წყლის მოლეკულა აღინიშნება H_2O , ხოლო, „მძიმე წყლის“ მოლეკულა კი D_2O . მძიმე წყლის სიმკვრივე ტოლია 1.108 გ/სმ^3 , გამყარების ტემპერატურა ტოლია 3.82°C , ხოლო, დუღილის ტემპერატურა კი ტოლია 104.42°C . ე.ი. საკმაოდ შესამჩნევად განსხვავდება ჩვეულებრივი წყლისაგან. ცხადია, რომ წყალბადის საშუალო ატომური მასა ტოლი იქნება



ნახ. 2.

$$A_H = \frac{99.99 \cdot 1.0078 + 0.01 \cdot 2.0141}{99.99 + 0.01} = 1.0079 \text{ მ.ა.ე.}$$

ატომბირთვის ერთ-ერთ მნიშვნელოვან მახასიათებელს წარმოადგენს მისი მასა. ბირთვულ ფიზიკაში ბირთვის (ატომის) მასა იზომება მასის ატომურ ერთეულებში (მ.ა.ე.). მასის ატომურ ერთეულად მიღებულია ნახშირბადის (${}^{12}\text{C}$) ნეიტრალური იზოტოპის ატომის მასის $1/12$ ნაწილი,

$$1 \text{ მ.ა.ე.} \approx \frac{1}{12} \cdot \frac{12}{N_A} = \frac{1}{6.025 \cdot 10^{23}} = 1.66 \cdot 10^{-24} \text{ გ}$$

ატომის ბირთვები შეიძლება არსებობდნენ, A და Z სიდიდეების მნიშვნელობათა, მხოლოდ განსაზღვრულ არეში. ამ არის გარეთ თუ შესაბამისი ბირთვი წარმოიშობა, ის მყისიერად ან დაიშლება უფრო მცირე ბირთვებად, ან გამოასხივებს პროტონს, ან ნეიტრონს. უნდა აღინიშნოს A და Z რიცხვების მიმართ შემდეგი ემპირიული ფაქტები და კანონზომიერებანი:

1. ცნობილია ბირთვები $Z = 0 \div 107$. არ არსებობენ სტაბილური ბირთვები $Z = 0, 43, 61$ და $Z \geq 84$.
2. ცნობილია ბირთვები $A = 1 \div 263$. არ არსებობენ სტაბილური ბირთვები $A = 5, 8$ და $A \geq 210$.
3. უმრავლეს ქიმიურ ელემენტებს გააჩნიათ რამოდენიმე იზოტოპი.

ბირთვებს, რომელთა პროტონების, ან ნეიტრონების რიცხვი ტოლია ერთ-ერთი მაგიური რიცხვის: 2, 8, 20, 50, 82, 126, მაგიურ ბირთვები ეწოდებათ. თუ ბირთვს ერთდროულად გააჩნია მაგიური, როგორც პროტონების ისე ნეიტრონების რიცხვი, მაშინ ბირთვს ორმაგად მაგიური ეწოდება. ასეთი ბირთვებს მიეკუთვნებიან ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$. მაგიური და განსაკუთრებით ორმაგად მაგიური ბირთვები გამოირჩევიან მაღალი მდგრადობით (გააჩნიათ დიდი კუთრი ბმის ენერგია) და დიდ გავრცელებულობა ბუნებაში სხვა ბირთვებთან შედარებით.

ლუწი Z და N მქონე ბირთვებს, ლუწ-ლუწი ბირთვები ეწოდებათ. ლუწი Z და კენტი N მქონე ბირთვებს, ლუწ-კენტი ბირთვები ეწოდებათ. კენტი Z და ლუწი N მქონე ბირთვებს, კენტ-ლუწი ბირთვებს ეწოდებათ. კენტი Z და კენტი N მქონე ბირთვებს კენტ-კენტი ბირთვები ეწოდებათ.

ბათ.

ბირთვულ ფიზიკაში ფუნდამენტური მნიშვნელობა გააჩნია პროტონებისა და ნეიტრონების მსგავსებას, რაც განსაკუთრებით მკაფიოდ მჟღავნდება „სარკული“ ბირთვების თვისებებში. სარკული ეწოდებათ ერთნაირი A მასური რიცხვის ორ ბირთვს, რომელთაგან თითოეული მიიღება მეორესაგან, ყელა პროტონის ნეიტრონებით შეცვლისას, ხოლო, ყველა ნეიტრონის პროტონებით შეცვლისას. ასეთი წყვილების მაგალითია თვით პროტონი და ნეიტრონი. სხვა მაგალითებს წარმოადგენს ${}^3_1\text{H}$ და ${}^3_2\text{He}$, ${}^7_4\text{Be}$ და ${}^7_3\text{Li}$, ${}^{11}_5\text{B}$ და ${}^{11}_6\text{C}$, ${}^{13}_6\text{C}$ და ${}^{13}_5\text{B}$, ${}^{15}_7\text{N}$ და ${}^{15}_8\text{O}$, ${}^{17}_8\text{O}$ და ${}^{17}_9\text{F}$, ${}^{29}_{14}\text{Si}$ და ${}^{29}_{15}\text{P}$ და ა.შ. ყოველი ამ წყვილიდან, უფრო მძიმე ბირთვი რადიაქტიურია. როგორც ცდები გვიჩვენებენ ორივე სარკულ ბირთვს გააჩნია თითქმის ერთნაირი ბმის ენერგია, აგზნების ენერგიის დონეების სპექტრის მსგავსი აგებულება, ერთნაირი სპინები და სხვა.

ბირთვის ბმის ენერგია. მასის დეფექტი. ბირთვის ბმის ენერგია წარმოადგენს იმ მუშაობის ზომას, რომელიც უნდა უნდა შესრულდეს, რომ მოცემული ბირთვი დაიშალოს ყველა შემადგენელ ნუკლონად. მასასა და ენერგიას შორის თანაფარდობის $\Delta E = \Delta mc^2$ თანახმად,

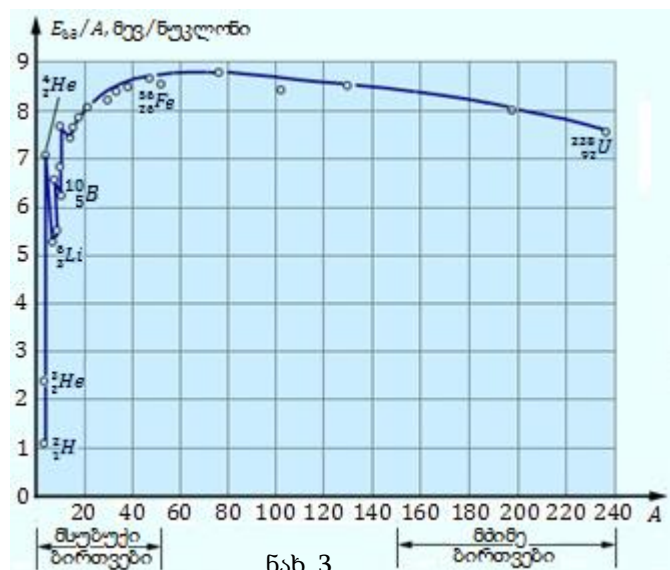
$$E_{\text{ბმ}}(Z, A) = [Zm_p + Nm_n - m_{\text{ბ}}(Z, A)]c^2 \quad (1)$$

სადაც, Z - პროტონების რიცხვია, N - ნეიტრონების რიცხვი. ცხრილებში მოცემულია არა ბირთვების მასები, არამედ ნეიტრალური ატომების მასები. ამიტომ, გამოთვლების მოხერხებულობის მიზნით (1) ფორმულას ჩაწერენ შესაბამისი ატომების მასებით, რომელსაც შემდეგი სახე გააჩნია,

$$E_{\text{ბმ}}(Z, A) = [Zm_{1\text{H}} + Nm_n - m_{\text{ატ}}(Z, A)]c^2$$

სადაც, $m_{1\text{H}}$ - წყალბადის ატომის მასაა, $m_{\text{ატ}}(Z, A)$ - Z რიგითი ნომრისა და A მასური რიცხვის ატომის მასა. $\Delta = Zm_{1\text{H}} + Nm_n - m_{\text{ატ}}(Z, A)$ მასის დეფექტია. როცა, $E_{\text{ბმ}}(Z, A) > 0$ - ბირთვი სტაბილურია (ბირთვი, რომ გავხლიჩოთ შემადგენელ ნაწილებად, მას უნდა მივაწოდოთ ენერგია გარედან), ხოლო, როცა $E_{\text{ბმ}}(Z, A) < 0$ - ბირთვი არასტაბილურია (ბირთვი დაიშლება თავისთავად - სპონტანურად).

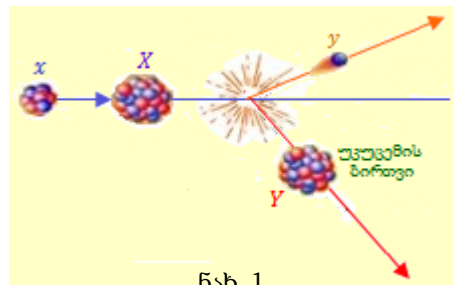
ბირთვის ბმის ენერგიის, მასურ რიცხვთან ფარდობას - $\varepsilon = E_{\text{ბმ}}/A$, ნუკლონის ბმის კუთრი ენერგია, ან ერთ ნუკლონზე მოსული საშუალო ბმის ენერგია ეწოდება (ნახ. 3). ხოლო, ერთ ნუკლონზე მოსული მასის დეფექტს - $f = \Delta/A$, შეფუთვის კოეფიციენტი ეწოდება. როგორც ნახაზიდან ჩანს, ნუკლონის ბმის კუთრი ენერგია სხვადასხვა ბირთვებისათვის განსხვავებულია.



ნახ. 3.

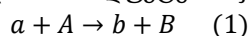
§177. ბირთვული რეაქციები

ბირთვული რეაქცია ეწოდება ნებისმიერ პროცესს, რომელიც იწყება ორი (იმავითად რამოდენიმე) მიკრონაწილაკის (მარტივი ან რთული) დაჯახებით და მიმდინარეობს ძლიერი ურთიერთქმედებით. ექსპერიმენტულ დანადგარებში ჩვეულებრივ უფრო მძიმე ნაწილაკი უძრავია, ხოლო, უფრო მსუბუქი ეჯახება (ნახ. 1). უძრავ ნაწილაკს, სამიზნე ნაწილაკი (ან სამიზნე ბირთვი, როცა ის ბირთვია) ეწოდება. დაცემულ ნაწილაკს სპეციალური სახელი არ გააჩნია (ინგლისურ ენაში გამოიყენება ტერმინი projectile - ყუმბარა.



ნახ. 1.

ბირთვული რეაქციების ყველაზე უნივერსალურ და თვალსაჩინო ჩასაწერად გამოიყენება ქიმიიდან ცნობილი ჩაწერა: მარცხნივ იწერება საწყისი ნაწილაკების ჯამი, შემდეგ ისმება ისარი, რომელიც გვიჩვენებს რეაქციის პროცესის მიმდინარეობის მიმართულებას, ხოლო, შემდგომ მარჯვნივ კი იწერება რეაქციის საბოლოო პროდუქტების ჯამი,



მაგალითად, ${}^1_1p + {}^7_3Li \rightarrow {}^1_0n + {}^4_2He$ ფორმით ჩაიწერება პროტონის (${}^1_1p$), ლითიუმის (${}^7_3Li$) ბირთვთან დაჯახება, რის შედეგად წარმოიშობა ნეიტრონი (${}^1_0n$) და ბერილიუმის (${}^4_2He$) იზოტოპი. ასეთივე ფორმით შეიძლება ჩაწეროთ ელემენტარული ნაწილაკების ურთიერთგარდაქმნის ნებისმიერი რეაქცია. მაგალითად, $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0$ გამოსახავს უარყოფითი დამუხტული პიონის (π^-), პროტონთან დაჯახების პროცესს, რის შედეგადაც წარმოიშობა ნეიტრონი და ნეიტრალური პიონი (π^0).

ხშირად გამოიყენება ჩაწერის სხვა ფორმა, სადაც, ჯერ იწერება სამიზნე-ბირთვი, შემდეგ ფრჩხილებში დაცემული ნაწილაკი, მძიმის შემდეგ რეაქციის შედეგად მიღებული ნაწილაკები და ბოლოს, რეაქციის შედეგად მიღებული ბირთვი-პროდუქტი: $A(a, bcd \dots)B$. მაგალითად, პროტონის (${}^1_1p$) ლითიუმის (${}^7_3Li$) ბირთვთან დაჯახების რეაქცია ასე ჩაიწერება: ${}^7_3Li(p, n){}^4_2He$. ხშირად გამოიყენება უფრო მოკლე ჩაწერა, მაგალითად, (p, n) სიმბოლო გვიჩვენებს, რაიმე ბირთვიდან პროტონით, ნეიტრონის გამოტყორცნის რეაქციას.

ბირთვული რეაქციის განხორციელებისათვის გამოიყენება სხვადასხვა ნაწილაკები: პროტონები, ნეიტრონები, დეიტრონები, α -ნაწილაკები, ფოტონები, ელექტრონები, მძიმე იონები, აგრეთვე პიონები, ნეიტრინო, მიუონები, კაონები, ჰიპერონები, ანტინუკლონები. სამიზნედ შეიძლება გამოყენებული იქნეს დიდ სიცოცხლის ხანგრძლივობის მქონე ბირთვები, აგრეთვე პროტონები. არ არსებობს ნეიტრონული სამიზნე.

შენახვის კანონები ბირთვული რეაქციებისას. ბირთვული რეაქციებისას გამოიყენება შემდეგი შენახვის კანონები: 1. ენერგიის შენახვის კანონი. 2. იმპულსის შენახვის კანონი. 3. იმპულსის მომენტის შენახვის კანონი. 4. ელექტრული მუხტის შენახვის კანონი. 5. ბარიონული მუხტის შენახვის კანონი. 6. ლეპტონური მუხტის შენახვის კანონი. ორი ნაწილაკის დაჯახებითი პროცესისათვის ენერგიისა და იმპულსის შენახვის კანონები კანონები რელატივისტური ფორმით შემდეგნაირად ჩაიწერება,

$$E_{1რელ.} + E_{2რელ.} = E'_{1რელ.} + E'_{2რელ.} + \dots + E'_{nრელ.} \quad (1)$$

$$\vec{p}_{1რელ.} + \vec{p}_{2რელ.} = \vec{p}'_{1რელ.} + \vec{p}'_{2რელ.} + \dots + \vec{p}'_{nრელ.} \quad (2)$$

სადაც, შტრიხის გარეშე სიდიდეებით აღნიშნულია დაჯახებამდე ნაწილაკების რელატივისტური ენერგია და იმპულსები, ხოლო შტრიხებით იგივე სიდიდეები დაჯახების შემდეგ.

ექსპერიმენტალურ გამოკვლევებისას ნაწილაკთა ენერგიის ქვეშ იგულისხმება მისი კინეტიკური ენერგია - $E \equiv K = E_{\text{რელ.}} - mc^2$. სადაც, m - ნაწილაკის უძრაობის მასაა. რასაც თუ გავითვალისწინებთ (1) გამოსახულებაში მივიღებთ,

$$E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2 + \dots + E'_n - Q \quad (3)$$

სადაც,

$$Q = (m_1 + m_2 - m'_1 - m'_2 - \dots - m'_n)c^2 \quad (4)$$

რეაქციისას გამოყოფილი ენერგიაა და მას რეაქციის ენერგია ეწოდება. ის ისევე როგორც ქიმიკში, შეაქვთ რეაქციის აღნიშვნაში. მაგალითად, $A(a, b)B$ რეაქციას უფრო სრული ფორმით ასე ჩაწერენ,

$$a + A \rightarrow b + B + Q \quad (5)$$

როცა $Q > 0$, რეაქციას ეგზოთერმული ეწოდება, ე.ი. მიმდინარეობს ენერგიის გამოყოფით. როცა $Q < 0$, რეაქციას ენდოთერმული ეწოდება, ე.ი. მიმდინარეობს ენერგიის შთანთქმით. ენდოთერმულს წარმოადგენს, ეგზოთერმული რეაქციების ყველა შებრუნებული რეაქციები. დრეკადი გაზნევისას $Q = 0$.

ეგზოთერმული რეაქცია შეიძლება მიმდინარეობდეს დაცემული ნაწილაკთა მცირე ენერგიისას. ენდოთერმულ რეაქციას გააჩნია ზღვარი. ზღვრული ეწოდება დაჯახებული ნაწილაკთა მინიმალურ კინეტიკურ ენერგიას, როცა რეაქცია ენერგეტიკულად შესაძლებელია. უნდა აღინიშნოს, რომ ზღვრული ენერგია არ ემთხვევა Q რეაქციის ენერგიას. ზღვრული ენერგია განისაზღვრება თანაფარდობით,

$$E_{\text{ზღ.}} = |Q| \left(1 + \frac{m_1}{m_2} \right) \quad (6)$$

ე.ი. ზღვრული ენერგია ყოველთვის მეტია რეაქციის ენერგიაზე. (6) ფორმულას რელატივისტურ შემთხვევაში გააჩნია შემდეგი სახე,

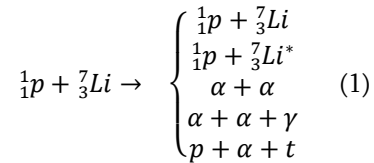
$$E_{\text{ზღ.}} = |Q| \left(1 + \frac{m_1}{m_2} + \frac{Q}{2m_2c^2} \right) \quad (7)$$

ბირთვულ რეაქციებში სრულდება ელექტრული მუხტის შენახვის კანონი, რომლის თანახმად, რეაქციამდე ნაწილაკთა ელექტრული მუხტების ალგებრული ჯამი, რეაქციის შემდეგ ნაწილაკთა ელექტრული მუხტების ალგებრული ჯამის ტოლია.

ყოველ ნაწილაკს შეესაბამება ბარიონული მუხტის (რიცხვის) რაღაც მნიშვნელობა. პირობითად ის ითვლება +1 ტოლი ბარიონებისათვის, -1 ტოლი ანტიბარიონებისათვის და ნულის ტოლი ყველა დანარჩენი ნაწილაკებისათვის. ამასთან, ნაწილაკთა სისტემის ბარიონული მუხტების ალგებრული ჯამი რჩება უცვლელი, მასში მიმდინარე ნებისმიერი პროცესებისას. რაც წარმოადგენს ბარიონული მუხტის შენახვის კანონს. ელექტრონისა და γ -კვანტის ბარიონული მუხტი ნულის ტოლია, ხოლო პროტონისა და ნეიტრონის ერთი ტოლი. ამიტომ, A მასური რიცხვი წარმოადგენს ბირთვის ბარიონულ მუხტს.

ყოველი ლეპტონი ხასიათდება განსაზღვრული კვანტური რიცხვით, რომელსაც ლეპტონური მუხტი (ან ლეპტონური რიცხვი) ეწოდება. განასხვავებენ ელექტრონულ L_e ($e^-, e^+, \nu_e, \bar{\nu}_e$ - ლეპტონური ნაწილაკებისათვის), მიონურ L_μ ($\mu^-, \mu^+, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ - მიონური ნაწილაკებისათვის) და ტაონურ L_τ ($\tau^-, \tau^+, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$ - ტაონური ნაწილაკებისათვის) ლეპტონურ მუხტს. ყველა უარყოფითად დამუხტული ლეპტონური ნაწილაკის (e^-, μ^-, τ^-) ლეპტონური მუხტი ითვლება +1 ტოლი, ხოლო, ყველა დადებითად დამუხტული ლეპტონური ნაწილაკის (e^+, μ^+, τ^+) ლეპტონური მუხტი კი -1 ტოლი. ყველა სხვა ნაწილაკის ლეპტონური მუხტი ითვლება ნულის ტოლი. ჩაკეტილი სისტემის ლეპტონური მუხტების ალგებრული ჯამი რჩება უცვლელი, მასში მიმდინარე ნებისმიერი პროცესებისას. რაც წარმოადგენს ლეპტონური მუხტის შენახვის კანონს.

ბირთვული რეაქციების თვისებები. ერთი და იმავე საწყისი პირობებისას, ბირთვული რეაქცია შეიძლება მიმდინარეობდეს სხვადასხვა გზით. მაგალითად, პროტონის, ${}^7_3\text{Li}$ ბირთვთან დაჯახებისას შეიძლება მიმდინარეობდეს შემდეგი პროცესები,



ამ საბოლოო მდგომარეობებს, რეაქციის არხები ეწოდებათ. გამოიყენება აგრეთვე ცნებები - შესავალი და გამოსავალი არხები. დრეკადი გაბნევის გამოსავალ არხს, დრეკადი არხი ეწოდება.

როცა დაცემული ნაწილაკის ენერგია ნაკლებია რაიმე ენდოთერმული ენერგიის ზღვარზე, მაშინ, შესაბამის არხს დახურული ეწოდება. დახურული არხით რეაქცია არ შეიძლება მიმდინარეობდეს.

ბირთვული რეაქციების მექანიზმები. არსებობს ბირთვული რეაქციების მრავალი სხვადასხვა მექანიზმები. ბირთვულ რეაქციებში მნიშვნელოვან როლს თამაშობს ნილს ბორის (1885–1962) მიერ შემოღებული შემადგენელი ბირთვის მექანიზმი, რომლის თანახმად რეაქცია მიმდინარეობს ორ სტადიად, შუალედური C ბირთვის წარმოშობით - $a + A \rightarrow C \rightarrow b + B$. შემადგენელი ბირთვის ცნება გამოიყენება მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა შემადგენელი ბირთვის სიცოცხლის ხანგრძლივობა საკმაოდ დიდია. შემადგენელი ბირთვით მიმდინარე რეაქციები იყოფიან რეზონანსულად და არარეზონანსულად.

ბირთვული რეაქციების ოპტიკური მოდელის თანახმად, ბირთვი წარმოადგენს უწყვეტ გარემოს, რომელიც გარდატეხს და შთანთქავს მასზე დაცემული ნაწილაკების დე-ბროილის ტალღებს.

როცა ბირთვული რეაქცია მიმდინარეობს სწრაფად, ე.ი. ბირთვში ნაწილაკის გავლის დროის განმავლობაში, მაშინ მას პირდაპირი რეაქცია ეწოდება.

ყველაზე მეტად შესწავლილია შემდეგი ბირთვული რეაქციები:

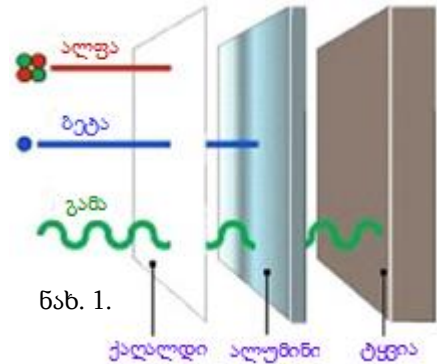
1. (n, n) , (n, p) , (p, n) , (p, p) რეაქციები.
2. (d, p) , (d, n) მოწყვეტა და (p, d) , (n, d) მიტაცება. მოწყვეტის მექანიზმი მდგომარეობს იმაში, რომ დეიტრონი ბირთვთან დაჯახებისას „მიემაგრება“ მას მხოლოდ ერთი თავისი ნუკლონით. ეს ნუკლონი შთაინთქმება, ხოლო მეორე თავისუფლად მიდის ისე, რომ არ იცვლის მოძრაობის მიმართულებას. მიტაცების რეაქცია მოწყვეტის რეაქციის შებრუნებულია: დაცემული ნუკლონი მცირედი ეხება ბირთვს და ამოგლეჯს მისგან სხვა ნუკლონს. მოწყვეტისა და მიტაცების რეაქციების აღსანიშნავად ლიტერატურაში ხშირად გამოიყენება ინგლისური ტერმინი „სტრიპინგ“ და „პიკაპ“.
3. რთული ნაწილაკებით - ტრიტონებით, α -ნაწილაკებით და სხვ., მიმდინარე პირდაპირი პროცესები.
4. რთული იონებით (ნახშირბადი, აზოტი, ჟანგბადი) მიმდინარე პირდაპირი რეაქციები.
5. $a + A \rightarrow b + X$ ინკლუზიური რეაქციები.

ბირთვის γ -კვანტების ნაკადით ზომბარდირებისას, ბირთვი შთანთქავს ამ კვანტებს და გამოსხივებს პროტონებს, ნეიტრონებს და სხვა ნაწილაკებს. ასეთ პროცესებს ფოტობირთვული რეაქციები ეწოდებათ.

ელექტრობირთვული ეწოდებათ პროცესებს, რომლებშიც ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედება მჟღავნდება ბირთვის დამუხტული ნაწილაკებით ზომბარდირებისას.

§178. რადიექტიურობა. რადიექტიური დაშლის კანონი

რადიექტიურობა. ატომის ბირთვის შემადგენლობის თავისთავად დაშლას, რომელიც მიმდინარეობს ერთი ან რამოდენიმე ნაწილაკის გამოსხივებით, რადიექტიურობა ეწოდება. დაშლის პროცესში შეიძლება იცვლებოდეს როგორც მუხტური რიცხვი Z , ისე მასური რიცხვი A . ბირთვს, რომელიც განიცდის დაშლას რადიექტიური ეწოდება, ხოლო რომელიც არ განიცდის დაშლას, სტაბილური ეწოდება. ასეთი დაყოფა პირობითია, რადგან სინამდვილეში ყველა ბირთვი შეიძლება დაიშალოს თავისთავად, მაგრამ ეს პროცესი სხვადასხვა ბირთვებში მიმდინარეობს სხვადასხვა სიჩქარით. ბუნებაში შესაძლებელია რადიექტიური ბირთვების შემდეგი დაშლები: α -დაშლა, β -დაშლა, γ -დაშლა, სპონტანური დაშლა, პროტონული დაშლა, ორპროტონული დაშლა და სხვ. პრაქტიკულად შეუძლებელია ნეიტრონული რადიექტიურობა. ბირთვის რადიექტიური დაშლისას წარმოიშობა ნეიტრონებით ჭარბი აგზნებული ბირთვები. მათი დაშლისას წარმოიშობა ე.წ. დაგვიანებული ნეიტრონები. ასეთ პროცესს შეიძლება ვუწოდოთ ნეიტრონული რადიექტიურობა, მაგრამ ასეთ რამ არ ხდება, რადგან აგზნებულ მდგომარეობაში ნეიტრონების გამოსხივება ხდება პრაქტიკულად მყისიერად. რადიექტიური გამოსხივების შედგენადობის უნარიანობა მოცემულია ნახაზზე (ნახ. 1).



რადიექტიური დაშლის პროცესი ყოველთვის ეგზოთერმულია. დაშლისას გამოყოფილი ენერგია E განისაზღვრება თანაფარდობით,

$$m_i c^2 = m_j c^2 + \sum m_k c^2 + E \quad (1)$$

სადაც, m_i , m_j და m_k - შესაბამისად საწყისი ბირთვის, საბოლოო ბირთვის და გამოტყორცნილი ნაწილაკის მასებია.

რადიექტიური ბირთვების უმრავლესობა ბუნებაში არ გვხვდება, შეიძლება მხოლოდ სინთეზირებული იქნეს ლაბორატორიულ პირობებში. ცალკეული რადიექტიური ბირთვები მიიღებ-იან ბუნებაში სხვადასხვა ბირთვული რეაქციების შედეგად.

ბუნებრივი რადიექტიურობის შესწავლის ფუძემდებლებად ითვლებიან ფრანგი ფიზიკოსები პ. და მ. კიურები (1859-1906, 1867-1834). სინთეზირებული ბირთვების ხელოვნური რადიექტიურობა აღმოჩენილი იქნა ფრანგი ფიზიკოსების ფ. და ი. ჟოლიო-კიურების (1900-1958, 1897-1856) მიერ.

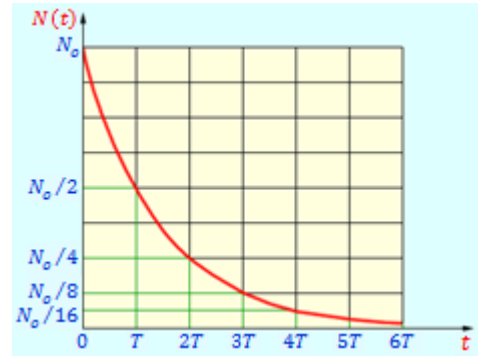
ყველა რადიექტიური ელემენტი შეიძლება დავყოთ ოთხ რადიექტიურ მწკვრივად, ანუ, რადიექტიური ოჯახად. ყოველი მწკვრივის A მასური რიცხვი გამოისახება $A = 4n + C$ ფორმულით, სადაც, C - მოცემული მწკვრივისათვის მუდმივი სიდიდეა, ხოლო, n - ცვლადი მთელი რიცხვი. მწკვრივის ყოველი ელემენტი მიიღება წინა ელემენტისაგან α -, ან β - გარდაქმნისას. $C = 0$ ($n \leq 59$) შეესაბამება თორიუმის ოჯახს, $C = 1$ ($n \leq 60$) შეესაბამება ნეპტუნის ოჯახს, $C = 2$ ($n \leq 60$), შეესაბამება ურანის ოჯახს, $C = 3$ ($n \leq 59$), შეესაბამება აქტინიუმის ოჯახს. $C = 1$ მწკვრივის იზოტოპები, ბუნებაში არ გვხვდება, მაგრამ მიიღებიან ხელოვნურად.

რადიექტიური დაშლის კანონი. რადიექტიური დაშლა სტატისტიკური მოვლენაა. არ შეიძლება ვთქვათ, თუ რადიექტიურ ნივთიერების რომელი ატომები დაიშლება მოცემულ დროში, მაგრამ შეიძლება ვივარადოთ თუ რამდენი ატომი დაიშლება ამ დროის განმავლობაში. თუ დროის t მო-

მენტისათვის გაგვაჩნია დიდი რაოდენობით N რადიაქტიური ბირთვი და dt დროის განმავლობაში დაიშალა საშუალოდ dN ბირთვი, მაშინ შეიძლება დავწეროთ, რომ $dN = -\lambda N dt$, სადაც, λ - დაშლის მუდმივაა (ერთეულ დროში დაშლის ალბათობა). ის არ არის დამოკიდებული დროზე. „ნიშანი გვიჩვენებს, რომ რადიაქტიური ბირთვების საერთო რიცხვი კლებულობს დაშლის პროცესში. ინტეგრირების შედეგად მიიღება,

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1)$$

სადაც, N_0 - რადიაქტიური ბირთვების რიცხვია დროის ნებისმიერი $t = 0$ საწყისი მომენტისათვის. ე.ი. დაუშლელი ბირთვების რიცხვი კლებულობს დროის მიხედვით ექსპონენციალური კანონით (ნახ. 2). $A = \lambda N$ სიდიდეს, რადიაქტიური წყაროს აქტიურობა (რადიაქტიურობა) ეწოდება. აქტიურობა ახასიათებს რადიაქტიური პრეპარატის ინტენსიურობას მთლიანად და არა ცალკეული ბირთვებისას ცალ-ცალკე. (1) ფორმულის ორივე მხარეს თუ გავამრავლებთ λ სიდიდეს, გვექნება $\lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$, სადაც, $A_0 = \lambda N_0$ - საწყისი აქტიურობაა, $A = \lambda N$ - აქტიურობა t დროის შემდეგ. ე. ი. აქტიურობა, განისაზღვრება ფორმულით,



ნახ. 2.

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (2)$$

რადიაქტიურობის უძველესი, დღემდე ყველაზე ფართოდ გამოყენებული ერთეულია კიური. თავდაპირველი განმარტებით, კიური არის ერთი გრამი რადიუმის ($^{226}_{88}\text{Ra}$) იზოტოპის აქტიურობა. მაგრამ, გაზომვის მოხერხებულობის მიზნით შედგომში ეს ერთეული შეიცვალა შემდეგით: 1კიური = $3700 \cdot 10^{10}$ დაშლა/წმ.

აქტიურობის ბუნებრივ ერთეულს წარმოადგენს 1 დაშლა წამში. ამ ერთეულს ბეკერელი ეწოდება და მიღებულია ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში. გამოიყენება აგრეთვე ერთეული - რეზერფორდი: 1 რეზერფორდი = 10^6 ბეკერელი.

დროს, რომლის განმავლობაში რადიაქტიური ბირთვების რიცხვი ორჯერ მცირდება, ნახევრდაშლის პერიოდი ეწოდება. (1) ფორმულის თანახმად შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

საიდანაც, შეიძლება განვსაზღვროთ ნახევარდაშლის პერიოდი,

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (3)$$

დაშლის მუდმივა, შეიძლება გამოვსახოთ რადიაქტიური ბირთვის საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობით (ან, უბრალოდ სიცოცხლის დროით),

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (4)$$

რომლის გათვალისწინებით (1) ფორმულა ასე ჩაიწერება,

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

(3) და (4) ფორმულების საფუძველზე შეიძლება დავწეროთ,

$$T_{1/2} = \tau \ln 2 = 0.6931 \tau \quad (5)$$

საწყისი ნივთიერების ბირთვების რადიაქტიური დაშლისას შეიძლება წარმოიშვას ახალი რადიაქტიური ბირთვები. ასეთ შემთხვევაში პირველ ბირთვს ეწოდება დედა ბირთვი, ხოლო მეორე ბირთვს კი შვილობილი ბირთვი.

რადიაქტიური დაშლის კანონი გამოიყენება დროის შუალედების გასაზომად, მაგალითად არქეოლოგიაში, გეოლოგიაში.

მკვდარი ორგანიზმების (ხე-ტყე, ცხოველების ძვლების და სხვ.) ასაკის (რომელიც არ აღემატება ~50000წ.) შეფასებისათვის გამოიყენება ნახშირბადის რადიაქტიური იზოტოპი ^{14}C . ის წარმოიშობა ატმოსფეროში კოსმოსური სხივებით გამოწვეული ბირთვული რეაქციების შედეგად (აზოტის ^{14}N ატომებთან, ნეიტრონების დაჯახებებისას). წარმოშობილი ^{14}C ნახშირბადი სწრაფად ხვდება ატმოსფეროს ქვედა ფენებში, სადაც ხდება მისი შერევა ჩვეულებრივ ნახშირბადთან ^{12}C . ჩვეულებრივი ნახშირბადი შთაინთქმება ცხოველებისა და მცენარეების მიერ და მასთან ერთად მცირე რაოდენობით რადიაქტიური ^{14}C . ორგანიზმის სიკვდილის შემდეგ, ცხადია რომ ის მეტად აღარ შთანთქავს არც ^{12}C და არც ^{14}C . ამასთან, სიცოცხლის განმავლობაში ორგანიზმის მიერ დაგროვილი ^{12}C რაოდენობა რჩება უცვლელი, მაშინ, როცა ^{14}C ატომების ნახევარი კლებულობს ყოველ 5800 წელიწადში ($T_{1/2,^{14}\text{C}} = 5800\text{წ.}$). ^{12}C და ^{14}C რაოდენობებს შორის ცვლილების თანაფარდობით შეიძლება ზუსტად განვსაზღვროთ მკვდარი ორგანიზმის ასაკი.

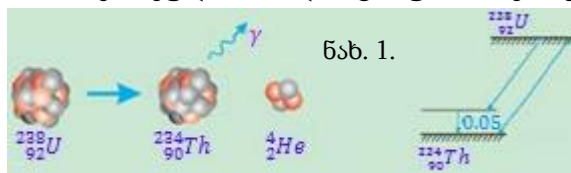
დედამიწის ასაკის განსაზღვრისათვის გამოიყენება დიდი სიცოცხლის ხანგრძლივობის ^{238}U ($T_{1/2,^{238}\text{U}} = 4.56$ მლრდ წელი) და ^{232}Th ($T_{1/2,^{232}\text{Th}} = 14$ მლრდ წელი) ბირთვები. მათი დაშლის საბოლოო პროდუქტს წარმოადგენენ შესაბამისად ტყვიის ^{206}Pb და ^{208}Pb სტაბილური იზოტოპები. მათ რადიოგენური ეწოდებათ. თუ დაუშვებთ, რომ ეს რადიოგენური ტყვია მიღებული იქნა ურანისა და თორიუმის დაშლის შედეგად, შეიძლება გამოვთვალოთ დედამიწის ასაკი. ამჟამად, ამ მეთოდით დედამიწის ასაკისათვის მიღებულია ~4.5 მლრდ წელი. ამ მეთოდში იგულისხმება, რომ დედამიწის წარმოშობის მომენტში მასზე არ არსებობდა რადიოგენური ტყვია.

§179. ალფა-დაშლა, ბეტა დაშლა და გამა-გამოსხივება

ალფა-დაშლა. α -დაშლის დროს მძიმე ბირთვი თავისთავად გამოასხივებს α -ნაწილაკებს (ნახ. 1). ამასთან, ბირთვის მასური რიცხვი კლებულობს ოთხი ერთეულით, ხოლო ატომური ნომერი კი ორი ერთეულით,

$${}^A_ZX \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}X + \alpha \quad (1)$$

${}^A_ZX$ საწყის ბირთვს, დედა ბირთვი ეწოდება, ხოლო, დაშლის შემდეგ მიღებულ ${}^{A-4}_{Z-2}X$ ბირთვს კი, შვილობილი ბირთვი.



α -დაშლა დამახასიათებელია ძირითადად მხოლოდ მძიმე ბირთვებისათვის. ცნობილია ორასზე მეტი α -აქტიური ბირთვები. ყველა ბირთვი მიეკუთვნება ელემენტთა პერიოდული სისტემის ბოლო ბირთვებს და გააჩნიათ $Z > 83$.

α -დაშლისათვის დამახასიათებელია ნახევარდაშლის პერიოდის გამოტყორცნილი ნაწილაკების ენერგიაზე ძლიერი დამოკიდებულება, რაც გამოისახება გეიგერ-ნეტოლის ემპირიული კანონით,

$$\lg T_{1/2} = C + \frac{D}{\sqrt{E}} \quad (2)$$

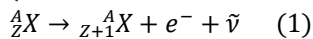
სადაც, C და D მუდმივებია, რომლებიც არ არიან დამოკიდებული A რიცხვზე და დამოკიდებულია Z რიცხვზე სუსტად.

იმისათვის, რომ α -დაშლა მიმდინარეობდეს, აუცილებელია (მაგრამ არა საკმარისი), რომ ის ხელსაყრელი იყოს ენერგეტიკულად, ე.ი. საწყისი დედა ბირთვის ბმის ენერგია იყოს ნაკლები

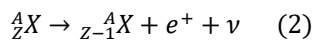
შვილობილი და α -ნაწილაკების ზმების ენერგიათა ჯამზე. α -დაშლისას გამოყოფილი მთლიანი ენერგია: $\Delta E = \Delta_{A-4, Z-2} + E_\alpha - E_{A, Z}$. როცა $\Delta E < 0$, დაშლა აკრძალულია, ხოლო როცა $\Delta E > 0$, ენერგეტიკულად შესაძლებელია.

ბეტა დაშლა. β -დაშლა არის თავისთავადი პროცესი, რომლის დროსაც, არასტაბილური ${}^A_ZX$ ბირთვი გარდაიქმნება ${}^A_{Z\pm 1}X$ ბირთვი - იზობარად. β -დაშლა არის არა ბირთვის შიგნით, არამედ ნუკლონის შიგნით მიმდინარე პროცესი. განასხვავებენ სამი სახის β -დაშლას:

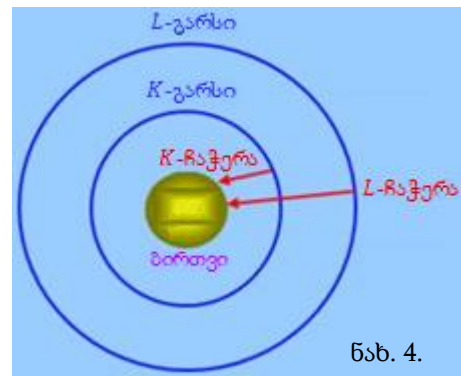
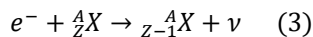
1. ელექტრონული β^- -დაშლა, როცა ბირთვი თავისთავად გამოასხივებს ელექტრონს (e^-) და მსუბუქ ელექტრულად ნეიტრალურ ნაწილაკს - ანტინეიტრინოს ($\bar{\nu}$) (ნახ. 2). ამიტომ, მუხტური რიცხვი იზრდება ერთი ერთეულით,



2. პოზიტრონული β^+ -დაშლა, როცა ბირთვი თავისთავად გამოასხივებს პოზიტრონს (e^+) და სხვა მსუბუქ ელექტრულად ნეიტრალურ ნაწილაკს - ნეიტრინოს (ν) (ნახ. 3). ამასთან, ბირთვის ერთი პროტონი გადაიქცევა ნეიტრინოდ. ამიტომ, მისი მუხტური რიცხვი მცირდება ერთი ერთეულით,



3. ელექტრონული ჩაჭერა (e -ჩაჭერა), როცა, ბირთვი შთანთქმავს ელექტრონული გარსის ერთ ელექტრონს (ნახ. 4). ამასთან, ერთ-ერთი პროტონი გარდაიქმნება ნეიტრონად. ამიტომ მუხტური რიცხვი მცირდება ერთი ერთეულით.



ჩვეულებრივ ელექტრონი შთაინთქმება ატომის K -შრიდან, რადგან ეს შრე ყველაზე ახლოსაა ბირთვთან. ამიტომ, e -ჩაჭერას აგრეთვე K -ჩაჭერას უწოდებენ. ელექტრონები შეიძლება შთაინთქქენ L -, M - და ა.შ. შრეებიდან, მაგრამ, ასეთი პროცესები ნაკლებად ალბათურია.

განვიხილოთ β -დაშლის ენერგეტიკული ბალანსი. ამჟამად ითვლება, რომ ნეიტრინოსა და ანტინეიტრინოს უძრაობის მასა ნულის ტოლია, ამიტომ, β^- -დაშლა ენერგეტიკულად დასაშვებია, როცა

$$m(Z, A) > m(Z + 1, A) + m_e \quad (4)$$

სადაც, $m(Z, A)$ და $m(Z + 1, A)$ საწყისი და საბოლოო ბირთვების მასებია, m_e ელექტრონის მასაა. მაგრამ ცხრილებში ყოველთვის მოცემულია არა ბირთვების მასები, არამედ ატომების მასები. ამიტომ, თუ (4) უტოლობის ორივე მხარეს მივუმატებთ Z ელექტრონის მასას Zm_e , მივიღებთ,

$$m_{ატ}(Z, A) > m_{ატ}(Z + 1, A) \quad (5)$$

ანალოგიურად, β^+ -დაშლის ენერგეტიკული პირობა,

$$m(Z, A) > m(Z - 1, A) + m_e \quad (6)$$

$$m_{ატ}(Z, A) > m_{ატ}(Z - 1, A) + 2m_e \quad (7)$$

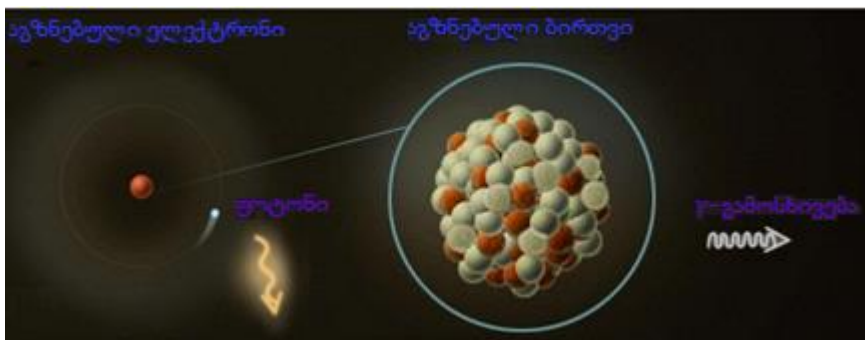
ხოლო, e -ჩაჭერის ენერგეტიკული პირობა ჩაიწერება შემდეგი სახით,

$$m(Z, A) + m_e > m(Z - 1, A) \quad (8)$$

$$m_{\gamma}(Z, A) > m_{\gamma}(Z - 1, A) \quad (9)$$

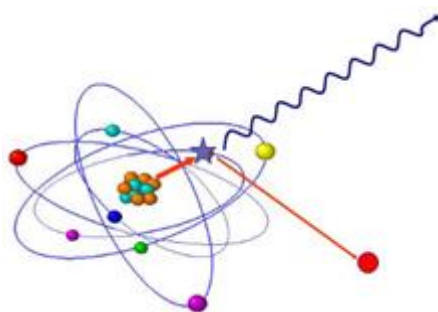
ზოგიერთი ბირთვებისათვის ერთდროულად სრულდება (4), (6) და აგრეთვე (8) პირობები. ასეთ შემთხვევაში (Z, A) ბირთვი განიცდის ყველა სამივე სახის β -გარდაქმნას.

გამა-გამოსხივება. გამა-გამოსხივება ეწოდება ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებას, რომელიც წარმოიშობა ატომის ბირთვების აგზნებული მდგომარეობიდან უფრო დაბალ ენერგეტიკულ მდგომარეობაში გადასვლისას (ნახ. 5). ასეთ პროცესებში, ბირთვში პროტონებისა და ნეიტრონების რიცხვი არ იცვლება, მაგრამ გამოსხივდება γ -კვანტები. ბირთვი აგზნებულ მდგომარეობაში შეიძლება გადავიდეს სხვადასვა გზით. მაგალითად, წინასწარი α - და β -დაშლის გზით. α -დაშლის შემდეგ გამოსხივდება მცირე ენერგიის γ -კვანტები ($E < 0.5$ მევ). β - დაშლის შემდეგ კი ბირთვის მიერ გამოსხივებული γ -კვანტების ენერგია შეიძლება $(2 \div 2.5)$ მევ აღწევდეს. γ -გამოსხივების სპექტრი ყოველთვის დისკრეტულია, რადგან თვით ბირთვის ენერგეტიკული დონეები დისკრეტულია. ბირთვების მიერ გამოსხივებული γ -კვანტების ენერგია ჩვეულებრივ მმოთავსებულია დაახლოებით 10 კევ-დან 5 მევ-მდე ($10^{-8} \geq \lambda \geq 10^{-11}$) სმ საზღვრებში.



ნახ.5.

აგზნებული ბირთვი შეიძლება გადავიდეს ძირითად მდგომარეობაში არა მხოლოდ γ -კვანტების გამოსხივების შედეგად, არამედ აგზნების ენერგიის ატომური გარსების (K, L, M და ა.შ.) ერთერთ ელექტრონზე გადაცემის გზით. ამ პროცესს ელექტრონების შინაგანი კონვერსია ეწოდება, ხოლო თვით ელექტრონებს, შინაგანი კონვერსიის ელექტრონები (ნახ. 6). შინაგანი კონვერსიის ელექტრონების საშუალო რიცხვის, გამოსხივებული γ -კვანტების საშუალო რიცხვთან ფარდობას, შინაგანი კონვერსიის კოეფიციენტი ეწოდება, კონკრეტული გადასვლისათვის.



ნახ. 6.

შინაგანი კონვერსიის ელექტრონის ენერგია, განისაზღვრება $E_e = E - \varepsilon$ თანაფარდობით, სადაც, E - ბირთვული გადასვლისას გამოთავისუფლებული ენერგიაა, ხოლო, ε - ელექტრონულ გარსში ელექტრონის ბმის ენერგიაა.

§180. ელემენტარული ნაწილაკები. ანტინაწილაკები. კვარკები

ელემენტარული ნაწილაკების კლასიფიკაცია. ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკას უჭირავს განსაკუთრებული ადგილი არა მარტო ბირთვულ ფიზიკაში, არამედ მეცნიერებაში მთლიანად. ეს განსაკუთრებულობა მდგომარეობს იმაში, რომ ფიზიკის სხვა დარგებში, ფიზიკის ფუნდამენტური კანონები უკვე დადგენილია, ხოლო, ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკაში შეისწავლება მოვლენები, რომელთა ფუნდამენტური კანონები არაა დადგენილი. მაგრამ, ფუნდამენტური გამოკვლევები აუცილებელია როგორც მეცნიერების მთლიანად, ისე პრინციპულად ახალი ტექ-

ნიკის განვითარებისათვის. ელემენტარული ნაწილაკების ცნების შემოღებისას თავდაპირველად იგულისხმებოდა, რომ ის არის პირველადი, შემდგომ განუყოფელი ნაწილაკები, რომელთაგან შედგება მთლიანი მატერია. ასეთებად XXs -ის დასაწყისამდე ითვლებოდნენ ატომები. მას შემდეგ რაც დადგენილი იქნა ატომის რთული სტრუქტურა, ასეთებად ითვლებოდნენ ბირთვები, პროტონები და ნეიტრონები მანამ, სანამ არ იქნა დადგენილი მათი შინაგანი სტრუქტურა, და ა.შ. გრძელდებოდა ახალი ობიექტების (მიუონების, პიონების, ნეიტრინოს და სხვ. ნაწილაკების) აღმოჩენისას. ამჟამად, ელემენტარულ ნაწილაკებს პირობითად უწოდებენ უმცირესი მიკრონაწილაკების დიდ ჯგუფს, რომლებიც არ წარმოადგენენ ატომებს, ან ატომის ბირთვებს (პროტონების - წყალბადის ატომის ბირთვის გარდა).

დღეისათვის მიღებულია „ჭეშმარიტად“ ელემენტარულს მივაკუთვნოთ შემდეგი ნაწილაკები (და მათი შესაბამისი ანტინაწილაკები): 1. ლეპტონები (e, μ, τ და მათი შესაბამისი ნეიტრინოები), 2. კვარკები, 3. ფოტონები და შუალედური ბოზონები $W^\pm, Z^0$. აუცილებელია შევნიშნოთ, რომ არსებობს ჰიპოთეზები, რომ კვარკები და ლეპტონები შედგებიან კიდევ უფრო ფუნდამენტური ნაწილაკებისაგან - „პრონებისაგან“. იგივე მეკუთვნება $W^\pm$ და Z^0 ბოზონებს.

სხვადასხვა მაღალი ენერგიის ნაწილაკების ბუნებრივ წყაროს წარმოადგენს კოსმოსური სხივები. ამიტომ, ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკას აგრეთვე, მაღალი ენერგიების ფიზიკა ეწოდება.

ელემენტარული ნაწილაკების ყველაზე მახასიათებელ თავისებურებას წარმოადგენს, მათი დაჯახებისას წარმოშობისა და ურთიერთგარდაქმნის უნარიანობა. რაც გვაფიქრებინებს: „რისგან შედგება ნაწილაკი?“ მაგალითად, ნეიტრონის დაშლისას ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$), წარმოიშობა ახალი ნაწილაკები: პროტონი, ელექტრონი და ანტინეიტრინო. მაგრამ ეს არ ნიშნავს, რომ ნეიტრონი შედგება ამ ნაწილაკებისაგან. არამედ გვიჩვენებს, რომ ეს ნაწილაკები წარმოიშობიან ნეიტრონის დაშლის შედეგად. ფრაზას „ X ნაწილაკი შედგება $X_1, X_2, \dots, X_n$ ნაწილაკებისაგან“ გააჩნია მკაფიო აზრი მაშინ, როცა ერთდროულად სრულდება ორი პირობა:

1. ნებისმიერი X ნაწილაკი შეიძლება დავყოთ $X_1, X_2, \dots, X_n$ ნაწილაკებად, რაიმე დაჯახებებისას.
2. ნებისმიერი X_i ნაწილაკის ბმის ენერგია $E_{i\text{ბმ}}$, ნაკლებია მის უძრაობის ენერგიაზე $m_i c^2$.

ელემენტარული ნაწილაკების შემადგენელ ნაწილებს (რომლებიც არ აკმაყოფილებენ 1 და 2 პირობებს) სუბნაწილაკები ეწოდებათ.

ყველა ნაწილაკები (მათ შორის არაელემენტარული ნაწილაკები და კვაზინაწილაკები) იყოფიან ბოზონებად და ფერმიონებად. ბოზონებს (ანუ ბოზე-ნაწილაკებს) მიეკუთვნებიან ყველა ნულის და მთელი სპინის მქონე ნაწილაკები და კვაზინაწილაკები (ჰიპოთეტური გრავიტონები, ფოტონები, მეზონები და მეზონური რეზონანსები, შუალედური ვექტორული ბოზონები, გლიუონები და ყველა ჩამოთვლილი ნაწილაკების ანტინაწილაკები). ბოზონები აღიწერებიან ბოზე-აინშტაინის განაწილების სტატისტიკით. ფერმიონებს (ანუ, ფერმი-ნაწილაკებს) მიეკუთვნებიან ყველა ნახევარმთელი სპინის მქონე ნაწილაკები და კვაზინაწილაკები (ლეპტონები, ყველა ბარიონები და ბარიონული რეზონანსები, კვარკები და აგრეთვე ყველა ჩამოთვლილი ნაწილაკების შესაბამისი ანტინაწილაკები). ფერმიონები აღიწერებიან ფერმი-დირაკის განაწილების სტატისტიკით.

ელემენტარული ნაწილაკებს გააჩნიათ საკმაოდ მრავალი სხვადასხვა მახასიათებლები. ელემენტარული ნაწილაკების ძირითადი მახასიათებლებია: 1. მასა - m . 2. სპინი - J . 3. ელექტრული მუხტი - q . 4. ბარიონული მუხტი - B . 5. ლეპტონური მუხტები - L_e, L_μ, L_τ . 6. უცნაურობა - S . 7. შარმი - C . 8. იზოტოპური სპინი - T . 9. ლუწობა - P . 10. სიცოცხლის დრო - τ . 11. სტატისტიკა. ელემენტარული ნაწილაკებს გააჩნიათ აგრეთვე მთელი რიგი სხვა მახასიათებლები, ისეთები

როგორიცაა: 12. G - ლუწობა; 13. CP - ლუწობა; 14. მუხტური ლუწობა; 15. მაგნიტური მომენტი; 16. ელექტრული მუხტის განაწილების საშუალოკვადრატული რადიუსი და ა.შ.

მასა და სპინი ასახავენ ნაწილაკების ინერტულ და გრავიტაციულ თვისებებს. მასით განისაზღვრება აგრეთვე ნაწილაკთა ენერგიები. ყველა ნაწილაკის მასები არაუარყოფითია.

ბარიონული მუხტი ითვლება $+1$ ტოლად ყველა ბარიონებისა და ბარიონული რეზონანსებისათვის, და -1 ტოლი მათი ანტინაწილაკებისათვის. ყველა მუხტი ადითიურია. რაც ნიშნავს, რომ რთული სისტემის ყოველი სახის მუხტი, მასში შემავალი ელემენტარული ნაწილაკების იმავე სახის მუხტების ჯამის ტოლია. მაგალითად, ბირთვის ბარიონული მუხტი, ბირთვში შემავალი ნუკლონების, ბარიონული მუხტების ჯამის ტოლია. სხვა სიტყვებით, ბირთვის ბარიონული მუხტი, A მასური რიცხვის ტოლია.

განასხვავებენ სამი სახის ლეპტონურ მუხტს: ელექტრონულ L_e (e და ν_e ლეპტონებისათვის), მიონურ L_μ (μ და ν_μ ლეპტონებისათვის) და ტაონურ L_τ (τ და ν_τ ლეპტონებისათვის). პირობითად ითვლება, რომ L_e ლეპტონური მუხტი ტოლია $+1$ (e^- და ν_e ლეპტონებისათვის), $L_\mu = +1$ (μ^- და ν_μ ლეპტონებისათვის), $L_\tau = +1$ (τ^- და ν_τ ლეპტონებისათვის), და ტოლია -1 ყველა ანტილეპტონისათვის (e^+ , $\bar{\nu}_e$, μ^+ , $\bar{\nu}_\mu$, τ^+ , $\bar{\nu}_\tau$). ყველა დანარჩენი ელემენტარული ნაწილაკისათვის ლეპტონური მუხტი ითვლება ნულის ტოლად.

S უცნაურობა და C შარმი მუხტების ანალოგიურია, მაგრამ, მათგან განსხვავებით შენახვადია არა ყველა ურთიერთქმედებებისას. იგივე მიეკუთვნება ლუწობასა და იზოტოპურ სპინს.

S უცნაურობის ნაცვლად ხშირად გამოიყენება Y ჰიპერმუხტი $Y = B + S$.

J სპინისა და P ლუწობის მდგომარეობა გამოისახება J^P სიმბოლოთი (მაგალითად, 1^+ და $(1/2)^-$).

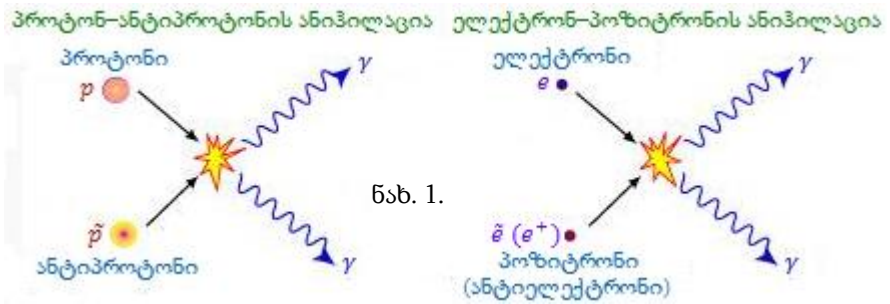
τ სიცოცხლის ხანგრძლივობის მიხედვით განასხვავებენ სტაბილურ, კვაზისტაბილურ და რეზონანსულ ნაწილაკებს. რეზონანსულ ნაწილაკებს უბრალოდ რეზონანსები ეწოდებათ.

ანტინაწილაკები. მიკროსამყაროში ყოველ ნაწილაკს შეესაბამება ანტინაწილაკი. ზოგიერთ შემთხვევაში ნაწილაკი ემთხვევა თავის ანტინაწილაკს, ე.ი. ნაწილაკისა და ანტინაწილაკის ყველა თვისება იგიურია. ასეთ შემთხვევაში ელემენტარულ ნაწილაკებს ჭეშმარიტად ნეიტრალური ნაწილაკები ეწოდებათ. მათ მიეკუთვნებიან ფოტონი (γ), π^0 -მეზონი, η^0 -მეზონი, J/ψ -მეზონები და იფსილონ-ნაწილაკი (Y). როცა ნაწილაკი და ანტინაწილაკი არ ემთხვევიან, მაშინ, ნაწილაკის და ანტინაწილაკის მასები, სპინები, იზოტოპური სპინები და სიცოცხლის ხანგრძლივობა ერთნაირია, ხოლო სხვა მახასიათებლები (ელექტრული მუხტი, მაგნიტური მომენტი, ლეპტონური და ბარიონული მუხტები, უცნაურობა, მომხიბვლელობა, სილამაზე) აბსოლუტური სიდიდით ერთნაირია, ხოლო ნიშნით საპირისპირო. მაგალითად, ელექტრონი და პროტონი განსხვავდებიან პოზიტრონისა (ანტieleქტრონისა) და ანტიპროტონისაგან ელექტრული მუხტის ნიშნით. ნეიტრონი განსხვავდება ანტინეიტრონისაგან მაგნიტური მომენტის ნიშნით. ლეპტონები და ანტილეპტონები განსხვავდებიან ლეპტონური მუხტის ნიშნით. ბარიონები განსხვავდებიან ანტიბარიონებისაგან ბარიონული მუხტის ნიშნით.

პირველი ანტინაწილაკი - პოზიტრონი (ანტieleქტრონი) თეორიულად იწინასწარმეტყველა ინგლისელმა ფიზიკოსმა პ. დირაკმა (1902–1984) 1931წ-ს, ხოლო აღმოჩენილი იქნა ამერიკელი ფიზიკოსის კ. ანდერსონის (1905–1991) მიერ 1932წ-ს, კოსმოსური სხივების კვალის ვილსონის კამერით ფოტოგრაფირებისას. პოზიტრონის კვალი ანალოგიური იყო ელექტრონის კვალის, მაგრამ მაგნიტურ ველში ის გადაიხრებოდა საპირისპირო მხარეს.

ვაკუუმში პოზიტრონი ისევე სტაბილურია როგორც ელექტრონი. მაგრამ, ელექტრონისა და პოზიტრონის შეხვედრისას, ისინი განიცდიან ანიჰილაციას, ე.ი. გარდაიქმნებიან ორ, სამ ან რამ-

ოდენიმე კვანტად (ნახ. 1). ერთი γ -კვანტი არ შეიძლება გამოსხივდეს, რადგან ამ შემთხვევაში დაირღვევა იმპულსის შენახვის კანონი. ადგილი აქვს შებრუნებულ პროცესს: γ -კვანტმა შეიძლება წარმოქმნას e^+e^- წყვილი. ანიჰილაციის უნარი გააჩნიათ არა მხოლოდ ელექტრონს და პოზიტრონს, არამედ ყველა ნაწილაკს, თავის ანტინაწილაკთან.

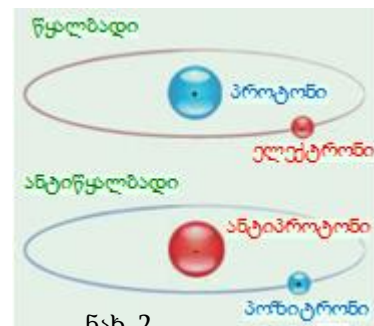


ნახ. 1.

ნელი პოზიტრონების ნივთიერების ატომებთან დაჯახებებისას, პოზიტრონების მიერ შეიძლება ჩაჭერილი იქნენ ატომის გარსის ელექტრონები. რის შედეგად წარმოიშობა ელექტრონისა და პოზიტრონის დაკავშირებული სისტემა, რომელსაც პოზიტრონიუმს უწოდებენ. განასხვავებენ ორთოპოზიტრონიუმს (როცა e^+ და e^- სპინები მიმართულია პარალელურად) და პარაპოზიტრონიუმს (როცა e^+ და e^- სპინები მიმართულია ანტიპარალელურად).

რადგან პოზიტრონი და ანტიპროტონი ისევე სტაბილურებია, როგორც მათი შესაბამისი ნაწილაკები, ჩვეულებრივ ნივთიერებასთან ერთად უნდა არსებობდეს ანტინივთიერება (ნახ. 2).

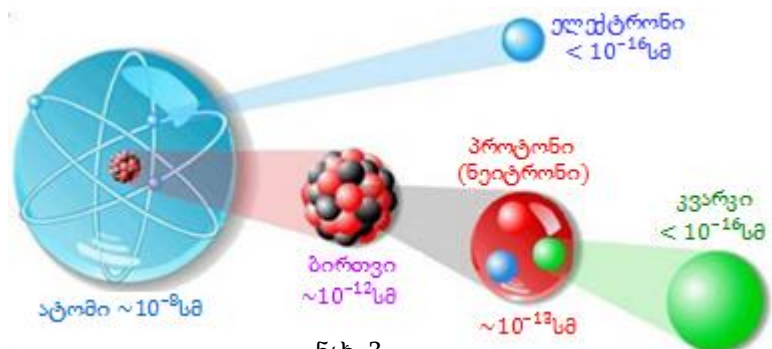
ანტინივთიერების ატომის ბირთვი შედგება ანტიპროტონებისა და ანტინეიტრონებისაგან. მათი გარსები შედგებიან პოზიტრონებისაგან. პირველი ანტიბირთვი - ანტიდეიტრონი ($\bar{d}$), აღმოჩენილი იქნა 1965წ., ამაჩქარებელში, ამერიკელი ფიზიკოსების მიერ. 1969წ., სერპუხოვოს (რუსეთი) ამაჩქარებელში რეგისტრირებული იქნა ანტიჰელიუმის ${}^3\bar{He}$ ბირთვი, რომელიც შედგება ორი ანტიპროტონისა და ერთი ანტინეიტრონისაგან. 1974წ-ს, იქვე მიღებული იქნა ანტიტრიტიუმის ${}^3\bar{H}$ ბირთვი. სამყაროში ანტინივთიერება არ არის აღმოჩენილი.



ნახ. 2.

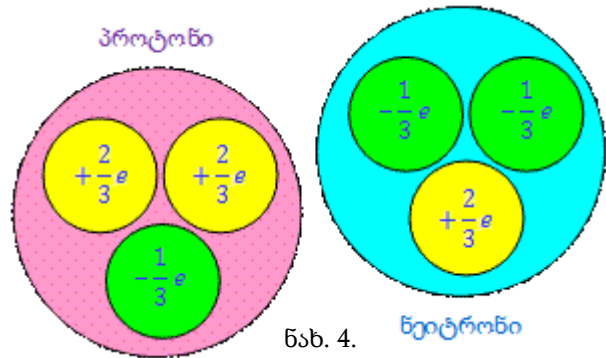
კვარკები. 1964წ., ამერიკელი ფიზიკოსების, მ. გელ-მანის და მისგან დამოუკიდებლად ჯ. ცვიგის მიერ, გამოთქმული იქნა ჰიპოთეზა, რომელიც დამტკიცებული იქნა შემდგომი გამოკვლევებით, რომ ადრონები შედგებიან კიდევ უფრო ფუნდამენტური ნაწილაკებისაგან, რომელთაც კვარკები ეწოდათ (ნახ. 3). დღეისათვის დადგენილია ექვსი სახის (ანუ, ე.წ. არომატის): u , d , s , c , b , t კვარკების არსებობა. ყოველ კვარკს შეესაბამება თავისი ანტიკვარკი. კვარკების მასები შესაბამისად ტოლია: $m_u \approx 5$ მევ, $m_d \approx 7$ მევ, $m_s \approx 150$ მევ, $m_c \approx 1.3$ მევ, $m_b \approx 5$ გევ, $m_t \approx 22$ გევ. კვარკები თავისუფალ მდგომარეობაში არ არსებობენ, ამიტომ მასების მნიშვნელობები მიღებულია მიახლოებითი შეფასებებით. u , c , t კვარკებს ზედა კვარკები ეწოდებათ, რადგან მათ გააჩნიათ $+2/3$ ელექტრული მუხტი, ხოლო, d , s , b კვარკებს ქვედა კვარკები ეწოდებათ, რადგან მათ გააჩნიათ $-1/3$ ელექტრული მუხტი.

s კვარკი წარმოადგენს უცნაურობის, c კვარკი მომხიბლეობის, b კვარკი კი სილამაზის მატარებელს.



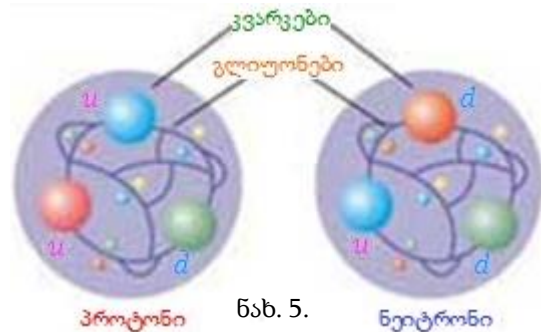
ნახ. 3.

პროტონი შედგება ორი u კვარკისა და ერთი d კვარკისაგან ($p \rightarrow uud$), ნეიტრონი შედგება ერთი u კვარკისა და ორი d კვარკისაგან ($n \rightarrow udd$). მათი ანტინაწილაკები აგებულია ანტიკვარკებისაგან: $\bar{p} \rightarrow \bar{u}\bar{u}\bar{d}$, $\bar{n} \rightarrow \bar{u}\bar{d}\bar{d}$ (ნახ. 4).



ნახ. 4.

კვარკებს გააჩნიათ $1/2$ სპინი. ამასთან, გვხვდებიან ერთნაირი ორიენტაციის სპინების ბარიონები: $\Delta^{++}(u_1u_1u_1)$, $\Omega^-(s_1s_1s_1)$, თუ მათ არ გააჩნიათ რაიმე დამატებითი მახასიათებლები. ასეთი მახასიათებლად შემოღებული იქნა ფერი. კვარკის ყოველი ტიპი (არომატი) ხასიათდება სამი ფერით: წითელი (Red), მწვანე (Green), ცისფერი (Blue). ყოველი ანტიფერი წარმოადგენს თავისი ფერის დამატებას, ასე, რომ $R\bar{R}$, $G\bar{G}$, $B\bar{B}$ ითვლებიან უფერო (თეთრი). ასევე უფერო იქნება $R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B}$ კომბინაცია. თანამედროვე შეხედულებებით, ძლიერი ურთიერთქმედება ხორციელდება კვარკებს შორის 1 ტოლი სპინის და ნულოვანი მასის მქონე ნაწილაკების გაცვლის შედეგად. ასეთ ნაწილაკებს გლიუონები ეწოდებათ (ნახ. 5). ვარაუდობენ 8 გლიუონის არსებობას, რომელთაც გააჩნიათ მახასიათებელი „ფერი“. კვარკებს შორის გლიუონების გაცვლისას, იცვლება მათი ფერი ისე, რომ უცვლელი რჩება ყველა დანარჩენი კვანტური რიცხვები (ელექტრული მუხტი, უცნაურობა, მომხიზვლელობა, სილამაზე), ე.ი. შენარჩუნებულია კვარკის არომატი. ყოველი გლიუონი შეიცავს ფერს და ანტიფერს. სამი ფერისა და ანტიფერისაგან შეიძლება შევადგინოთ ცხრა კომბინაცია,



ნახ. 5.

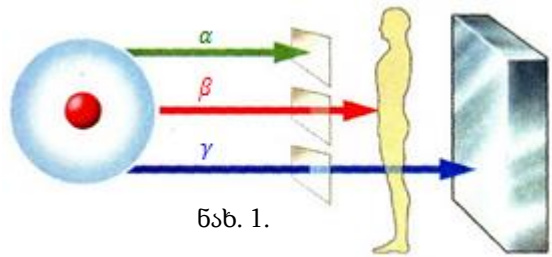
$$R\bar{R}, R\bar{G}, R\bar{B}; G\bar{R}, G\bar{G}, G\bar{B}; B\bar{R}, B\bar{G}, B\bar{B}$$

ყოველ ასეთ კომბინაციას შეესაბამება გლიუონი. ფერი, ელექტრული მუხტის მსგავსად შენახვადია. კვარკებს შორის ურთიერთქმედება გლიუონების საშუალებით, სქემატურად შემდეგნაირად შეიძლება წარმოვადგინოთ: ნებისმიერი არომატის წითელი, მწვანე და ცისფერი კვარკები გამოვსახოთ q_R , q_G , q_B სიმბოლოებით $q \equiv (u, d, s, c, b, t)$. მაშინ წითელ და მწვანე კვარკებს შორის ურთიერთქმედება შეიძლება გამოვსახოთ შემდეგნაირად: $q_R \rightarrow q_G + q_{R\bar{G}}$, $q_G + q_{R\bar{G}} \rightarrow q_R$. პირველი ტოლობა ნიშნავს, რომ წითელი კვარკი გამოასხივებს წითელ-მწვანე გლიუონს და გადაიქცევა მწვანე კვარკად (q_G). მეორე ნიშნავს, რომ მწვანე კვარკი შთანთქმავს წითელ-მწვანე გლიუონს და გადაიქცევა წითელ კვარკად (q_R).

§181. ბირთვული გამოსხივების მოქმედება. დოზიმეტრია.

ბირთვული გამოსხივების ბიოლოგიური მოქმედება. ბირთვული გამოსხივება ახდენს ძლიერ დამაზიანებელ მოქმედებას ყველა ცოცხალ არსებებზე. დამაზიანების ხარისხი და ინტენსიურობა დამოკიდებულია გამოსხივების დოზასა და ნაწილაკთა სახეზე (ნახ. 1). ერთი და იგივე დასხივება სხვადასხვაგვარად მოქმედებს სხვადასხვა ორგანიზმზე. დასხივების საკმაოდ დიდი დოზისას ილუპება ნებისმიერი ორგანიზმი. მინიმალური სასიკვდილო დოზა (ზუსტად, დოზა, რომლის

დასხივებისას ილუპება მოცემული სახის პიროვნების 50%) იცვლება 50-რენტგენიდან, 30000-რენტგენამდე სხვადასხვა ორგანიზმებისა და ზოგიერთი ბაქტერიებისათვის. სასიკვდილოზე დაბალი დოზა იწვევს სხვადასხვა სახის დაავადებებს, რომელიც ცნობილია ტერმინით „სხივური დაავადება“.



ნახ. 1.

ცოცხალი ორგანიზმის სტრუქტურა შეიძლება დავყოთ სამ დონედ: 1. ცალკეული მოლეკულები. 2. უჯრედები. 3. მაკროსკოპული ნაწილები, ანუ ორგანიზმის სისტემები (მაგალითად, კუნთოვანი ქსოვილები, ან სასუნთქი სისტემა). რადიაციის დამაზიანებელი მოქმედება მჟღავდება ყველა სამივე საფეხურზე.

ორგანიზმზე გამოსხივების პირველად მოქმედებას წარმოადგენს მოლეკულების დაზიანება. არსებობს ასეთი დაზიანების ორი მექანიზმი: პირდაპირი და ირიბი. პირდაპირ მექანიზმში ბირთვული ნაწილაკი მოქმედებს თვით მაკრომოლეკულებზე (უშუალოდ, ან შუალედური ელექტრონების, ან უკუცემის ბირთვების საშუალებით). ირიბ მექანიზმში გამოსხივება ახდენს რადიოლიზს, რომლის პროდუქტები (ძირითადად OH რადიკალი, აგრეთვე H , HO_2 და წყალბადის ზეჟანგი) შედიან ქიმიურ რეაქციაში მაკრომოლეკულებთან.

გამოსხივების მოქმედებით რიგ შემთხვევებში მაკრომოლეკულებში წარმოიშობა ე.წ. ფარული დაზიანება. ჟანგბადის არარსებობისას მოლეკულა შეიძლება იმყოფებოდეს ფარული დაზიანების მდგომარეობაში ხანგრძლივი დროის განმავლობაში (რამოდენიმე საათი, დღე-ღამე), ჟანგბადის მოხვედრისას, ხოლო, სხვა შემთხვევებში გათბობისას, ფარული დაზიანება გადადის ცხადში - მოლეკულა კარგავს ბიოლოგიურ აქტიურობას. ზოგიერთი ფარული დაზიანება შეიძლება აღმოვჩნათ ორგანიზმში დამცავი ნივთიერებების დასხივების შემდეგ შეყვანით.

ემპირიულად დადგენილია, რომ გამოსხივების დამაზიანებელი ბიოლოგიური მოქმედება შეიძლება შევამციროთ ორგანიზმში დასხივებამდე რაიმე ორგანული (ჩვეულებრივ გოგირდის შემცველი) ნივთიერებების შეყვანით. ამ ნივთიერებების მოლეკულები შთანთქმვენ რადიაციული ენერგიის მნიშვნელოვან ნაწილს, რაც მკვეთრად ამცირებს ორგანიზმის მაკრომოლეკულების დაზიანებას. ეს დამცავი ნივთიერებები არაეფექტურია ძლიერ იონიზაციური გამოსხივების დმი.

უჯრედის სხვადასხვა ნაწილები და ფუნქციები სხვადასხვაგვარად მგრძნობიარეა ერთი და იმავე დოზისადმი. უჯრედის ბირთვი გაცილებით მგრძნობიარეა ციტოპლაზმასთან შედარებით. ზოგიერთი უჯრედები და ერთუჯრედიანი ორგანიზმები ილუპებიან იონიზაციის ერთეულოვანი, ერთჯერადი აქტის შედეგად.

სხვადასხვა რადიაქტიური ნივთიერება სხვადასხვაგვარად აღწევს ადამიანის ორგანიზმში. ეს დამოკიდებულია რადიაქტიური ნივთიერების ქიმიურ თვისებებზე. რადიაქტიურმა ნივთიერებამ შეიძლება შეადწიოს ორგანიზმში საკვებთან და წყალთან ერთად, და საჭმლისმომწელებელი ორგანოების საშუალებით ისინი ვრცელდებიან მთელს ორგანიზმში. რადიაქტიური ნაწილაკები ჰაერიდან სუნთქვის დროს შეიძლება მოხვდნენ ფილტვებში. ამ შემთხვევაში ადგილი აქვს ე.წ. შინაგან დასხივებას.

დასხივებისადმი ადამიანის ყველაზე მგრძნობიარე ორგანოა სისხლისწარმოქმნის ორგანოები (ძვლის ტვინი, ელენთა, ლიმფური ჯირკვლები), სასქესო ჯირკვლების ეპითელეები და ნაწლავის ლორწოვანი გარსი. სასიკვდილო დოზისას შემთხვევაში, სიკვდილს ადგილი აქვს ძვლის ტვინის უჯრედების წარმომშობი სისხლის დაშლის შედეგად (ლეიკემია). დოზისას, რომელიც

გაცილებით აღემატება სასიკვდილოს, სიკვდილი ხდება გაცილებით სწრაფად კუჭ-ნაწლავის და აზიანების შედეგად. სასიკვდილოზე დაბალი დოზისას, ჯერ მიმდინარეობს ავადმყოფობის მწვავე ეტაპი (სისხლნაკლებობა, დამწვრობა, წყლული, თმების ცვენა, თვალის მძიმე დაზიანება, ღრძილი, ყელი და ა.შ.). ხშირად წარმოიშობა სხვადასხვა ხანგრძლივი ავადმყოფობა, რომელიც იწვევს დაუძლურებას და სიკვდილს დასხივებიდან რამოდენიმე წლის შემდეგ. სხივური დაავადების მიმდინარეობის შემდგომ პერიოდში ძლიერ ქვეითდება ინფექციური დაავადებებისადმი წინააღმდეგობა. შესაძლებელია კატარაქტის და კიბოვანი სიმსივნის გამოვლენა. ადგილი აქვს ადრეულ დაბერებას. დასხივების რაგინდ მცირე დოზამ შეიძლება გამოიწვიოს ქრომოსომების შეუქცევადი გენეტიკური ცვლილება, რაც იწვევს მძიმე მემკვიდრეობით ანომალიებს შემდგომ თაობებში. დასხივებისას ერთი და იგივე დოზის მოქმედება შესაძენევად დამოკიდებულია იმაზე თუ რა დროის განმავლობაში იქნა მიღებული ეს დოზა. თუ დასხივებას ადგილი ჰქონდა ძლიერ ხანგრძლივი დროის (კვირა, თვეები) განმავლობაში, მაშინ საერთო დამაზიანებელი მოქმედება იქნება მცირე, ვინემ ასეთი რაოდენობის ჯამური დოზის ერთჯერადი დასხივებისას (ნახ. 2).



ნახ. 2.

ამჟამად დამუშავებულია სხივური დაავადებების მკურნალობის ეფექტური მეთოდები, რომლებიც საშუალებას გვაძლევს გადავარჩინოთ სიცოცხლე სასიკვდილო დოზის დასხივების შემთხვევაშიც კი. დიდი დოზის შემთხვევაში მკურნალობის ძირითად მეთოდს წარმოადგენს სისხლის გადსხმა და ძვლის ტვინის გადანერგვა ცოცხალი ორგანიზმიდან.

დოზიმეტრია და დაცვა. დოზიმეტრული ერთეულები. ბირთვული გამოსხივება ახდენს დამაზიანებელ მოქმედებას ადამიანის ორგანიზმზე. ამიტომ, რადიაციის ნებისმიერ წყაროსთან (რადიოაქტიური იზოტოპები, ამაჩქარებლები, რეაქტორები, კოსმოსური ხომალდები და ა.შ.) მუშაობისას ისმება საკითხი ყველა ადამიანების რადიაციული დაცვის შესახებ, რომლებიც შეიძლება იმყოფებოდნენ გამოსხივების ზონაში უშუალოდ რადიაციული წყაროსთან მომუშავე პირებით დაწყებული, ამ წყაროებთან ახლოს მცხოვრები მოსახლეობით დამთავრებული.

ნებისმიერი დაცვის მიზნით დადგენილია ზღვრული დასაშვები დოზა (ზდდ), რომლის დასხივება არ არის საშიში ჯანმრთელობისათვის. ზღვრული დასაშვები დოზის დადგენისას უნდა გავითვალისწინოთ, რომ ბუნებრივ პირობებში ადამიანის დასხივება კოსმოსური სხივებისა და დედამიწის ქერქის რადიოაქტიური ნივთიერების შედეგად შეადგენს ~0.1რბე წელიწადში (რბე - რენტგენის ბიოლოგიური ექვივალენტი) და არ არის საშიში. მეორის მხრივ, $400 \div 600$ რბე დოზა სასიკვდილოა.

თავდაპირველად ზდდ ტოლი იყო 0.2 რენტგენის დღეში. შემდგომ ის არაერთგზის შემცირდა. ამჟამად, გამოსხივებასთან უშუალოდ მომუშავე პირებისათვის, გარე წყაროსგან დასხივების ზდდ მიღებულია 5 რბე წელიწადში. ამასთან იგულისხმება, რომ ყველა შემთხვევაში უნდა მივისწრაფოდეთ დასხივების ფაქტიური დოზის მაქსიმალური შემცირებისაკენ, იმ შემთხვევაშიც კი, როცა ეს დოზა არ აღემატება ზღვრულ დასაშვებს. მოსახლეობის შესაძლო დასხივებად დადგენილია 5 რბე 30 წელიწადში, რომელიც ახლოსაა ბუნებრივ ფონთან. გარე დასხივებასთან ერთად, შესაძლოა აგრეთვე ორგანიზმის შინაგანი დასხივება, რომელიც ხდება ორგანიზმში სუნთქვის, ყლაპვის, ან ჭრილობებისაგან. რადიოაქტიური ნივთიერებების რაღაც რაოდენობას შეიცა-

ეს თვით ადამიანის სხეული. მაგალითად, ის შეიცავს 140 გ კალიუმს, რომელიც თავის მხრივ შეიცავს 0.01% $^{40}_{19}\text{K}$ რადიოაქტიურ იზოტოპს, რომლის ნახევრად დაშლის პერიოდია 10^9 წელი. არ არის ძნელი გამოვთვალოთ, რომ ადამიანში ადგილი აქვს რადიოკალიუმის 4000 დაშლას წამში. შინაგანი დასხივების, ზღვრული დასაშვები დოზის განსაზღვრისას, აუცილებელია გავითვალისწინოთ, თუ რომელ ორგანოებში ხდება და ადგილი აქვს რადიოაქტიური იზოტოპის კონცენტრირებას, და რამდენ ხანს გრძელდება ეს. მაგალითად, ტრიტიუმი ნივთიერებათა ცვლის პროცესში საკმაოდ სწრაფად გამოიდევნება ორგანიზმიდან. მეორეს მხრივ $^{90}_{38}\text{Sr}$ ორგანიზმში მოხვედრისას, მიისწრაფვის ჩაენაცვლოს კალციუმს ძვლის ქსოვილში, სადაც ის რჩება დიდხანს და ასხივებს რადიაციისადმი ძალიან მგრძნობიარე ძვლის ტვინის სისხლისმიმოქცევის ქსოვილებს. ამიტომ, ზღვრული დასაშვები კონცენტრაცია წყალში, ჰაერში, კვების პროდუქტებში და ა.შ. ყოველი იზოტოპისათვის განსაზღვრება ცალ-ცალკე. მაგალითად, ღია წყალსაცავების წყლებში ტრიტიუმისა და სტრონციუმის $^{90}_{38}\text{Sr}$ ზღვრული დასაშვები კონცენტრაცია შესაბამისად ტოლია $3 \cdot 10^{-7}$ და $3 \cdot 10^{-11}$ კიური/ლ.

ბირთვული გამოსხივება საშიშია აგრეთვე იმ მხრივ, რომ დიდი დოზის შემთხვევაშიც კი არ აღიქმება ადამიანის გრძნობის ორგანოების მიერ.

დასხივების დოზის გასაზომად გამოიყენება სპეციალური ხელსაწყოები - დოზიმეტრები. დოზიმეტრი წარმოადგენს ბირთვული ნაწილაკების დეტექტორების ერთ-ერთ ტიპს.

ბირთვული გამოსხივების ზემოქმედების რაოდენობრივი შეფასებისათვის აუცილებელია ერთეულები, რომელთაც დოზიმეტრიული ერთეულები ეწოდებათ. თითქმის ყველა პრაქტიკულად გამოსაყენებელი ერთეულები სისტემაგარეშა.

დასხივებული გარემოს, ერთეულოვანი მასის მიერ შთანთქმული იონიზაციური გამოსხივების ენერგიას, შთანთქმის დოზა ეწოდება. ნებისმიერი სახის (α , β , γ და ა.შ.) გამოსხივების შთანთქმის დოზის ერთეულს წარმოადგენს რადი: $1\text{ რადი} = 0.01 \text{ ჯ/კგ} = 100 \text{ ერგი/გ}$.

პრაქტიკაში ხშირად საჭიროა ისეთი დოზის ისეთი ცნების შემოღება, რომელსაც გააჩნია მიახლოებით უნივერსალურობა მაინც ნაწილაკთა ხარისხისა და ენერგიის მიმართ და ამავე დროს დამოკიდებული იქნება გამოსხივების წყაროს თვისებებსა და გეომეტრიაზე. ასეთი სახის სიდიდეს წარმოადგენს დასხივების დოზა (ან, რაც იგივეა ექსპოზიციური დოზა), რომელიც გვიჩვენებს ნივთიერებაში გასული გამოსხივების რაოდენობას. რენტგენისა და γ -გამოსხივებისათვის, დასხივების დოზის ერთეულია რენტგენი. 1 რენტგენი შეესაბამება რენტგენის, ან γ -დასხივების დოზას, რომელიც 0.001293 გ ჰაერში (1 სმ^3) მშრალ ჰაერში 0°C ტემპერატურისას და 760 მმ ვწყ. სვ. წნევისას ქმნის იონებს, რომელთაც გააჩნით ყოველი ნიშნის ელექტრობის ერთი ელექტროსტატიკური ერთეული.

ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში დასხივების დოზის ერთეულია 1 კ/კგ. $1\text{ რენტგენი} = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ კ/კგ}$.

γ -კვანტებისაგან განსხვავებული სხვა ნაწილაკების გამოსხივების დოზის გასაზომად გამოიყენება ერთეული - რენტგენის ფიზიკური ექვივალენტი (რფე). 1 რფე შეესაბამება α -ნაწილაკების, β -ნაწილაკების, ან ნეიტრონების გამოსხივების დოზას, რომელიც იწვევს ისეთივე იონიზაციას, როგორსაც γ -გამოსხივების 1 რენტგენი დოზა. 1 რფე დოზა შეესაბამება ნორმალურ პირობებში 1 სმ^3 მოცულობის ჰაერში $2.08 \cdot 10^9$ წყვილი იონის წარმოშობას.

ბირთვული გამოსხივების ბიოლოგიური მოქმედება დამოკიდებულია არა მხოლოდ დასხივების დოზაზე, არამედ აგრეთვე მათ სახეზე. ამიტომ, ცოცხალი ორგანიზმების დასხივების დოზისათვის გამოიყენება რენტგენის ბიოლოგიური ექვივალენტი (რბე). D_B დოზის სიდიდე რბე ერთეულებში, იმავე დოზის D_F სიდიდესთან რფე ერთეულებში, დაკავშირებულია შემდეგნაირად:

$D_B = D_F \cdot$ ფბე, სადაც, ფბე - ემპირიული კოეფიციენტი, რომელსაც ფარდობითი ბიოლოგიური ეფექტურობა ეწოდება.

§182. კოსმოსური სხივები. ბირთვული ასტროფიზიკა. პლაზმა

კოსმოსური სხივები. კოსმოსური სხივების შესწავლის დასაწყისად ითვლება 1912წ-ის აგვისტო, როცა ავსტრიელი ფიზიკოსი ვ. გესი (1883-1964), საჰაერო ბურთით ავიდა ატმოსფეროს მაღალ ფენებში, ელექტროსკოპით ჰაერის იონიზაციის შესასწავლად. იონიზაციის ხარისხის შესახებ ის მსჯელობდა ელექტროსკოპის განმუხტვის სიჩქარის მიხედვით. იმისათვის, რომ ელექტროსკოპების მგრძნობიარობა არ შეცვლილიყო სიმაღლის მიხედვით, ის იყო ჰერმეტიკული. გესის მიერ აღმოჩენილი იქნა, რომ თავდაპირველად, ზღვის დონიდან 600მ სიმაღლემდე, ჰაერის იონიზაცია კლებულობს. 600მ-დან დაწყებული კი იზრდება - ჯერ ნელა, ხოლო, შემდეგ კი სწრაფად. 4800 მ სიმაღლეზე, იონიზაცია გახდა დაახლოებით ოთხჯერ მეტი, ვიდრე ზღვის დონეზე. ცდების საფუძველზე, გესი მივიდა დასკვნამდე, რომ დედამიწის ატმოსფეროს გამყოფ საზღვარზე, გარე სამყაროს კოსმოსური სივრციდან, ეცემა ძალიან დიდი შეღწევადობის უნარიანობის მქონე გამოსხივება. რაც შემდეგში დამტკიცებული იქნა სხვადასხვა მეცნიერების მიერ ჩატარებული სხვადასხვა ცდებით. ამ გამოსხივებას კოსმოსური სხივები უწოდეს. შემდგომში ცდებმა აჩვენა, რომ კოსმოსური სხივების ნაკადის ინტენსივობა იზრდება მხოლოდ ზღვის დონიდან 20კმ მანძილზე, სადაც ის აღწევს მაქსიმუმს, ხოლო შემდგომ კი ის მცირდება. რაც დაკავშირებულია იმასთან, რომ დედამიწაზე დაცემული კოსმოსური გამოსხივება ურთიერთქმედებს ატმოსფეროსთან და ქმნის მრავალ მეორეულ ნაწილაკებს.

განასხვავებენ პირველად და მეორეულ კოსმოსურ სხივებს. პირველადი კოსმოსური სხივები ეცემიან დედამიწას კოსმოსიდან. დედამიწის ატმოსფეროში გავლისას განიცდიან გარდაქმნის რთულ ჯაჭვს, რის შედეგად წარმოიშობა მეორეული კოსმოსური სხივები. პირველადი კოსმოსური გამოსხივება შედგება გალაქტიკური კოსმოსური გამოსხივებისა და მზის კოსმოსური გამოსხივებისაგან. პირველი მოდის ჩვენი ვარსკვლავთა სისტემის გალაქტიკის დაშორებული ობიექტებიდან და სხვა გალაქტიკებიდან, მეორე კი მზიდან. კოსმოსური სხივების ნაწილაკებს გააჩნიათ დიდი კინეტიკური ენერგია.

პირველადი კოსმოსური სხივები შედგებიან დედამიწის შემადგენლობაში შემავალი ქიმიური ელემენტების ბირთვებისაგან. ელემენტები დაყოფილია ჯგუფებად:

p - ჯგუფი: პროტონები, დეიტრონები და ტრიტონები.

α - ჯგუფი: α -ნაწილაკები და ჰელიუმის ${}^3\text{He}$ იზოტოპის ბირთვები.

L - ჯგუფი (მსუბუქი ბირთვები, $Z = 3 \div 5$): ლითიუმის, ბერილიუმის და ბორის ბირთვები.

M - ჯგუფი (საშუალო ბირთვები, $Z = 6 \div 9$): ნახშირბადის, ჟანგბადის, აზოტისა და ფთორის ბირთვები.

H - ჯგუფი (მძიმე ბირთვები): $Z \geq 10$ ბირთვები.

VH - ჯგუფი (ძალიან მძიმე ბირთვები): $Z \geq 20$ ბირთვები.

$SH \geq 30$ - ჯგუფი (ყველაზე მძიმე ბირთვები): $Z \geq 30$ ბირთვები.

e - ჯგუფი: ელექტრონები და პოზიტრონები.

ატმოსფეროს ბირთვებთან ურთიერთქმედების შედეგად პირველადი კოსმოსური სხივები (ძირითადად პროტონები) ქმნიან მეორეული ნაწილაკების დიდ რიცხვს - პიონებს, პროტონებს, ნეიტრონებს, მიუონებს, ელექტრონებს, პოზიტრონებს და ფოტონებს (ნახ. 1). ურთიერთქმედებ-

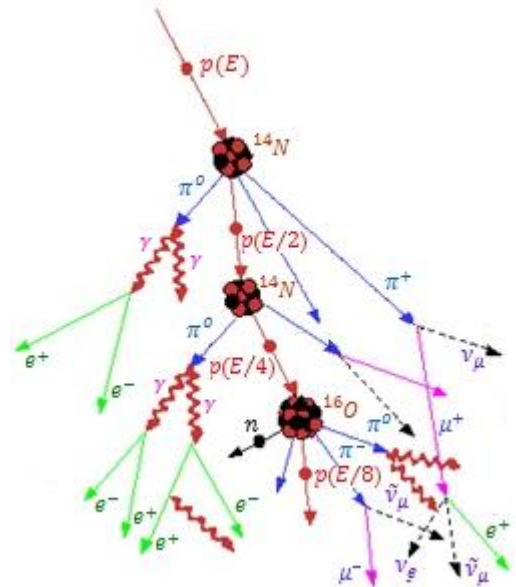
ის ერთი აქტისას პროტონი ჩვეულებრივ კარგავს თავისი ენერგიის ~50%. ერთი პირველადი ნაწილ-აკის ნაცვლად, წარმოიშობა მრავალი მეორეული ნაწილაკების დიდი რიცხვი, რომლებიც იყოფიან ადრონულ, მიუონურ და ელექტრონულ-პოზიტრონულ კომპონენტებად. ამასთან, ბირთვი-სამიზნე ამ შემთხვევაში იშლება პროტონებად და ნეიტრონებად. დაშლას განიცდის პირველადი ნაწილაკიც თუ ის რთულია.

ბირთვული ასტროფიზიკა. ბუნებაში არსებობს ობიექტები, რომელთა ევოლუცია განპირობებულია მაკროსკოპული ბირთვული პროცესებით. ასეთ ობიექტებს წარმოადგენენ ვარსკვლავები. ვარსკვლავების შიგნით მიმდინარე პროცესები მიუღწეველია დაკვირვებისათვის, ამიტომ მათი შინაგანი სტრუქტურის შესწავლა საკმაოდ რთულია. მიუხედავად ასეთი სიძნელეებისა, შესაძლებელია ვარსკვლავების სტრუქტურისა და მათი ევოლუციის თანმიმდევრული და დეტალური აღწერა. თავისი ფიზიკური პარამეტრებით მზე ვარსკვლავთა სამყაროში წარმოადგენს ტიპიურ საშუალო ვარსკვლავს.

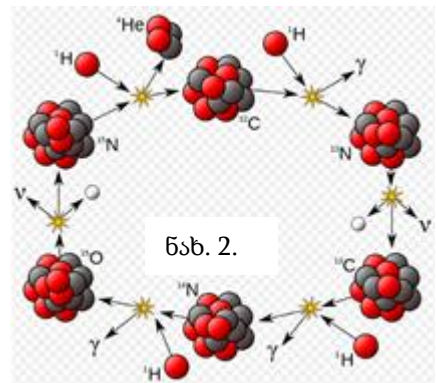
ვარსკვლავის წარმოშობის სტადია - გრავიტაციული შეკუმშვის სტადია წარმოადგენს რთულ და ჯერ კიდევ ბოლომდე გაუგებარ სტადიას. მისი ევოლუციის შეკუმშვის პერიოდში ვარსკვლავების ტემპერატურა, უფრო სწორად პროტოვარსკვლავების, თანდათანობით უნდა გაიზარდოს. გრავიტაციული შეკუმშვის პერიოდში მზის საშუალო გახურება $\approx 6 \cdot 10^5 K$. მზის ნივთიერების რეალური ტემპერატურა, ცხადია არ არის მუდმივი მოცულობის მიხედვით: ცენტრში ის გაცილებით მაღალია ($10^7 K$), ხოლო, ზედაპირზე გაცილებით დაბალი ($10^4 K$). ვარსკვლავების გრავიტაციული გამკვრივება და გახურება იწვევს მის წიაღში ბირთვული რეაქციის მიმდინარეობას. როგორც კი ბირთვულ რეაქციებში ენერგიის გამოყოფა გახდება საკმარისი იმისათვის, რომ კომპენსირებული იქნეს ენერგიის დანაკარგი გამოსხივებაზე, ვარსკვლავების გრავიტაციული შეკუმშვა შეწყდება.

ძირითად პროცესს, რომლის დროსაც ნორმალურ ვარსკვლავში მიმდინარეობს თერმობირთვული ენერგიის გამოყოფა წარმოადგენს წყალბადის გარდაქმნა ჰელიუმად. ამასთან, ნივთიერების მასა მცირდება ~0.7%-ით და გამოიყოფა ენერგია აინშტაინის $E = mc^2$ თანაფარდობის შესაბამისად. თუ მზე შედგება მხოლოდ წყალბადისაგან და შემდგომ ეს წყალბადი მთლიანად გადაიქცევა ჰელიუმად, მაშინ მზის მასა შემცირდება დაახლოებით $\Delta M = 0.007 M_{\odot} = 0.007 \cdot 2 \cdot 10^{33} = 1.4 \cdot 10^{31} g$ სიდიდით. ამასთან, გამოიყოფა $\Delta M c^2 \approx 1.26 \cdot 10^{52}$ ერგი ენერგია. მზის გამოსხივების თანამედროვე ტემპით მის მიერ გამოსხივებული ენერგია $L_{\odot} = 3.83 \cdot 10^{33}$ ერგი/წმ შეადგენს. თუ ეს ტემპი შენარჩუნებული იქნება შემდგომშიც, მაშინ მთლიანი გამოყოფილი ენერგია საკმარისი იქნება $1.26 \cdot 10^{52} : 3.83 \cdot 10^{33} = 3.3 \cdot 10^{18} წმ \approx 10^{11} წ$ განმავლობაში.

წყალბადის გარდაქმნა ჰელიუმად მიმდინარეობს არა



ნახ. 1.

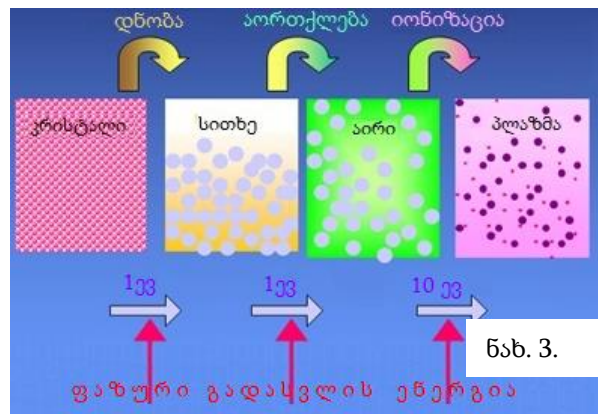


ნახ. 2.

უშუალოდ, არამედ მთელი რიგი შუალედური რეაქციებით (ნახ. 2). ის შეიძლება განხორციელებული იქნეს ორი გზით: 1. პროტონ-პროტონული (pp) რეაქციით, ანუ წყალბადური ციკლით; 2. ნახშირბად-აზოტური რეაქციით, ანუ ნახშირბადური ციკლით. წყალბადური ციკლი იწყება ორ პროტონს შორის რეაქციით, რომლის შედეგად წარმოიშობა დეიტრონი, პოზიტრონი და ნეიტრონი: $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$. დეიტრონების წარმოშობის შემდეგ ბირთვულ გარდაქმნათა სიჩქარე მკვეთრად იზრდება. წარმოშობილი დეიტრონი შედის $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ რეაქციაში. შემდგომი რეაქციაა: ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p$. ${}^4\text{He}$ -ს საკმაოდ მაღალი კონცენტრაციისას და $T > (10 \div 15)10^6 K$ ტემპერატურისას ადგილი აქვს ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$, ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li}$, $p + {}^7\text{Li} \rightarrow 2{}^4\text{He}$ რეაქციებს. კიდევ უფრო მაღალი ტემპერატურებისას ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$, ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$, ${}^8\text{Be} \rightarrow 2{}^4\text{He}$ რეაქციებს. ამ რეაქციების შედეგად 4 პროტონი გარდაიქმნება ${}^4\text{He}$ იზოტოპად: $4p \rightarrow {}^4\text{He}$.

ნახშირბადური ციკლი შედგება შემდეგი რეაქციებისაგან: ${}^{12}\text{C} + p \rightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma$, ${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$, ${}^{13}\text{C} + p \rightarrow {}^{14}\text{N} + \gamma$, ${}^{14}\text{N} + p \rightarrow {}^{15}\text{O} + \gamma$, ${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$, ${}^{15}\text{N} + p \rightarrow {}^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$. შემდგომი რეაქციები მიმდინარეობს შემდეგი სახით: ${}^{15}\text{N} + p \rightarrow {}^{16}\text{O} + \gamma$, ${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O} + e^+ + \nu_e$, ${}^{18}\text{O} + p \rightarrow {}^{17}\text{F} + \gamma$, ${}^{18}\text{O} + p \rightarrow {}^{14}\text{N} + {}^4\text{He}$. ნახშირბადური ციკლის შედეგს, ისევე როგორც წყალბადური ციკლისა წარმოადგენს ოთხი პროტონის გარდაქმნას α -ნაწილაკად: $4p \rightarrow {}^4\text{He}$. ასეთი გარდაქმნისას გამოიყოფა 26.8მეგ ენერგია. გარდა ნახშირბადური ციკლისა შეიძლება მიმდინარეობდეს ნეონური ციკლი: ${}^{20}\text{Ne}(p, \gamma)$, ${}^{21}\text{Na} \rightarrow {}^{21}\text{Ne} + e^+ + \nu_e$, ${}^{20}\text{Ne}(p, \gamma)$, ${}^{21}\text{Na} \rightarrow {}^{22}\text{Ne} + e^+ + \nu_e$, ${}^{22}\text{Ne}(p, \gamma)$, ${}^{22}\text{Na}(p, \gamma) \rightarrow {}^{20}\text{Ne}$. ამ ციკლების სიმძლავრე როგორც ენერგიის წყაროს შედარებით მცირეა.

პლაზმა. ნივთიერების მეოთხე მდგომარეობა აღმოჩენილი იქნა ინგლისელი ფიზიკოსის უ. კრუქსის (1832–1919) მიერ 1879წ. ხოლო, ტერმინი „პლაზმა“ პირველად გამოყენებული იქნა ამერიკელი ფიზიკოსების ი. ლენგმიურის (1881–1957) და ლ. ტონესის (1897–1971) მიერ 1923წ. რომლებმაც მისი საშუალებით დაიწყეს იონიზებული აირის განსაკუთრებული მდგომარეობის აღნიშვნა (ნახ. 3). პლაზმის მდგომარეობაში იმყოფება სამყაროს ხილული ნივთიერების ძირითადი ნაწილი - ვარსკვლავები, ვარსკვლავური ატმოსფერო, გალაქტური ნისლოვანები და ვარსკვლავთშორის გარემო. დედამიწის მახლობლობაში პლაზმა არსებობს კოსმოსში, მზის ქარის სახით, ავსებს დედამიწის მაგნიტოსფეროს (ქმნის დედამიწის რადიაციულ სარტყლებს) და იონოსფეროს.



ნივთიერების პლაზმური მდგომარეობა წარმოადგენს კვაზინეიტრალურ იონიზებულ აირს. რაც ნიშნავს, რომ უარყოფითი მუხტების სიმკვრივე (ρ_-), კარგი სიზუსტით დადებითი მუხტების სიმკვრივის (ρ_+) ტოლია $\rho_+ = |\rho_-|$ (ან, $\rho_+ + \rho_- = 0$). კვაზინეიტრალურობის დარღვევა იწვევს მოცულობითი მუხტების ძლიერი ელექტრული ველის გაჩენას, და მაშინვე ხდება კვაზინეიტრალურობის აღდგენა. პლაზმის სიმკვრივის ქვეშ ივლისხმება ელექტრონების სიმკვრივე (ერთეულ მოცულობაში თავისუფალი ელექტრონების (ნაწილაკების) რიცხვი - n).

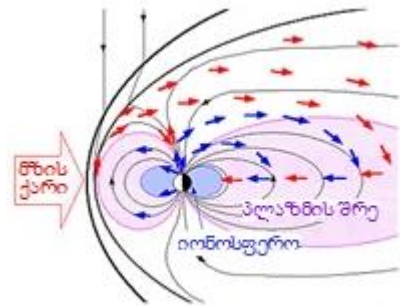
ნეიტრალური აირის გადაყვანა პლაზმურ მდგომარეობაში შესაძლებელია ატომების, ან მოლეკულების იონიზაციის შედეგად. პლაზმის იონიზირებული ატომების რიცხვის, მის მთლიან რიცხვთან ფარდობას, პლაზმის იონიზაციის ხარისხი ეწოდება,

$$\alpha = \frac{n_i}{n_n}$$

იონიზაციის ხარისხის მიხედვით, განასხვავებენ სუსტიონიზებულ (როცა α პროცენტის ნაწილის რიგისაა), ზომიერად იონიზებულ (როცა α რამოდენიმე პროცენტის რიგისაა) და მთლიანად იონიზებულ (როცა α ახლოსაა 100%) პლაზმას. დაბალტემპერატურული პლაზმისათვის დამახსიათებელია მცირე იონიზაციის ხარისხი ($< 1\%$). ცხელი პლაზმა თითქმის ყოველთვის მთლიანად იონიზებულია (იონიზაციის ხარისხი (100%). ჩვეულებრივ სწორედ ის იგულისხმება ნივთიერების მეოთხე აგრეგატული მდგომარეობის ქვეშ. მაგალითად შეიძლება გამოყენებული იქნეს მზე.

აირის იონიზაცია და პლაზმის წარმოქმნა შეიძლება გამოწვეული იყოს სხვადასხვა პროცესებით. მათ მიეკუთვნებიან:

1. თერმული იონიზაცია (საკმაოდ ძლიერ გახურებული აირების ატომების დაჯახებათა შედეგად).
2. დამუხტულ ნაწილაკებთან დაჯახებითი იონიზაცია (მაგალითად, აირში ელექტრული განმუხტვისას).
3. ფოტოიონიზაცია (აირის იონიზაცია, დაცემული ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ენერგიის ხარჯზე). ფოტოიონიზაციას გააჩნია განსაკუთრებული მნიშვნელობა ასტროფიზიკური პროცესებისათვის. ვარსკვლავების გამოსხივება იწვევს ვარსკვლავთაშორისი აირის იონიზაციას. მზის გამოსხივება იწვევს დედამიწის ატმოსფეროს ზედა ფენების იონიზაციას, წარმოიშობა იონოსფერო. მზე შედგება თითქმის მთლიანად იონიზირებული წყალბადისაგან. მზის ზედაპირიდან გამოსხივდება წყალბადური პლაზმის ნაკადი, რომელიც ქმნის მზის ქარს. დედამიწის მახლობლად პლაზმა ჩაიჭერება დედამიწის მაგნიტური ველის მიერ და ქმნის რადიაციულ სარტყელებს (ნახ. 4). შიგა სარტყელი მოთავსებულია 500კმ-დან რამოდენიმე ათას კმ-მდე, ხოლო, გარე სარტყელი კი დედამიწის ზედაპირიდან 10000-15000კმ მანძილზე. მაგნიტური ქარიზმის დროს სწრაფი დამუხტული ნაწილაკები გამოიფრქვევიან რადიაციული სარტყლებიდან და აღაგზნებენ ატმოსფეროს ზედა ფენების ატომებს. ეს ატომები შემდგომ ანათებენ და იწვევენ პოლარულ ნათებას. დედამიწის პირობებში პლაზმა გვხვდება საკმაოდ იშვიათად (მაგალითად, ჭექა-ქუხილის დროს).



ნახ. 4.

პლაზმა ჩვეულებრივ იყოფა იდეალურ და არაიდეალურ, დაბალტემპერატურულ და მაღალტემპერატურულ, წონასწორულ და არაწონასწორულად. პლაზმა ითვლება დაბალტემპერატურული $T < 10^4 \div 10^5 K$ არეში. ხოლო, $T > 10^6 K$ არეში, პლაზმა წარმოადგენს მაღალტემპერატურულს. მაღალტემპერატურული პლაზმის ცნება გამოიყენება ჩვეულებრივ თერმობირთვული სინთეზის პლაზმისათვის.

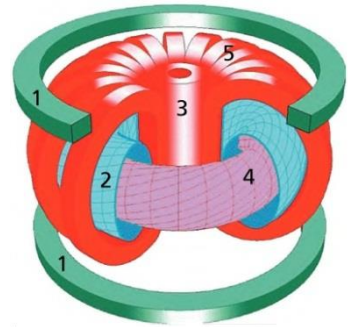
პლაზმის ფიზიკის ძირითად პრაქტიკულ ინტერესს წარმოადგენს მართვადი თერმობირთვული სინთეზის პრობლემა.



ნახ. 5.

იმისათვის, რომ ნივთიერებაში მიმდინარეობდეს საკმაოდ ინტენსიური თერმობირთვული რეაქციები, აუცილებელია, რომ ის გავახუროთ საკმაოდ მაღალ ტემპერატურამდე. ასეთი ტემპერატურისას ნებისმიერი ნივთიერება იმყოფება პლაზმურ მდგომარეობაში (ნახ. 5). ასეთი თერმობირთვული რეაქციებისათვის ყველაზე პერსპექტიულ ნივთიერებად ითვლება დეიტერიუმი (^2D) და ტრიტიუმი (^3T).

ამჟამად, მართვადი თერმობირთვული სინთეზის განხორციელების პერსპექტულ მოწყობილობად ითვლება ტოროიდული კამერა მაგნიტურ კოჭებით (ტოკამაკი) (ნახ. 6. 1 - პოლოიდური მაგნიტური ველის კოჭები, 2 - ვაკუუმური კამერა, 3 - ინდუქტორი, 4 - პლაზმა, 5 - ტოროიდული მაგნიტური ველის კოჭები). ტოკამაკი წარმოადგენს ღრუ ტოროიდს, რომელზედაც დახვეულია გამტარი, რომელიც ქმნის მაგნიტურ ველს. ძირითადი მაგნიტური ველი კამერა-დამჭერში, რომელიც შეიცავს ცხელ პლაზმას, იქმნება ტოროიდული მაგნიტური კოჭების საშუალებით. ყველაზე ფართოდ პლაზმა გამოიყენება შუქტექნიკაში - ქუჩების განათების აირგანმუხტავ ნათურებში და შენობებში გამოყენებულ დღის ნათების ნათურებში.



ნახ. 6.

ნაწილი VII. კვანტური ფიზიკის შესავალი.

თავი 28. კვანტური ფიზიკის შესავალი.

§183. მიკრონაწილაკების ტალღური თვისებები. ელექტრონების დიფრაქცია

1923წ. ფრანგი ფიზიკოსის ლ. დე ბროილის მიერ გამოთქმული იქნა ჰიპოთეზა ნივთიერების კორპუსკულურ-ტალღური ბუნების (პრინციპის) უნივერსალურობის შესახებ, რომ არა მხოლოდ ფოტონებს, არამედ ელექტრონებს და მატერიის ნებისმიერ სხვა ნაწილაკს, კორპუსკულურთან ერთად, უნდა გააჩნდეს აგრეთვე ტალღური თვისებები. კორპუსკულურ-ტალღური პრინციპის თანახმად, ნებისმიერი ფიზიკური ობიექტი შეიძლება აღწერილი იქნეს როგორც მათემატიკური აპარატის გამოყენებით, რომელსაც საფუძვლად უდევს ტალღური განტოლებები, ასევე ფორმალიზმის საშუალებით, რომელსაც საფუძვლად უდევს წარმოდგენა ობიექტზე, როგორც ნაწილაკზე, ან როგორც ნაწილაკთა სისტემაზე. ამასთან, ნებისმიერ, როგორც მიკრო- ისე მაკრო-ნაწილაკს შეიძლება შეესაბამებოდეს დე ბროილის ტალღა.

მიკროობიექტების კორპუსკულური-ტალღური მახასიათებლები: ენერგია (E), მასა (m), იმპულსი (p), სიხშირე (ν) და ტალღის სიგრძე (λ) დაკავშირებული არიან ისეთივე რაოდენობრივი თანაფარდობებით, როგორც ფოტონისათვის,

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad m = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda}, \quad p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (1)$$

იმპულსის გამოსახულებიდან შეიძლება დავწეროთ,

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $p = mv$, გვექნება,

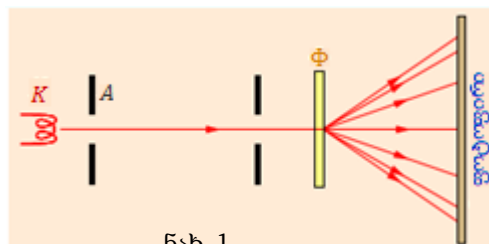
$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (2)$$

ხოლო, რელატივისტური შემთხვევისათვის კი გვექნება,

$$\lambda = \frac{h\sqrt{1 - v^2/c^2}}{mv} \quad (3)$$

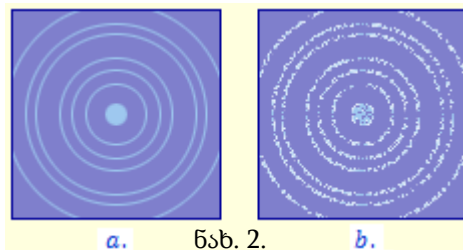
დე ბროილის ჰიპოთეზის პირველი ექსპერიმენტული მტკიცებულებები მიღებული იქნა, ამერიკელი ფიზიკოსების კ. დევისონის და ლ. ჯერმერის მიერ 1927წ. მათ მიერ აღმოჩენილი იქნა, რომ ელექტრონების ნაკადის, ნიკელის კრისტალზე გაბნევის შედეგად მიიღებოდა, რენტგენის სხივების კრისტალზე გაბნევის მსგავსი დიფრაქციული სურათი. ამ ექსპერიმენტებში, კრისტალი წარმოადგენს ბუნებრივი დიფრაქციულ მესერს. დიფრაქციული მაქსიმუმების მდებარეობების მიხედვით განისაზღვრებოდა ელექტრონული ნაკადის ტალღის სიგრძე, რომელიც სრულ შესაბამისობაში აღმოჩნდა დე ბროილის ფორმულით გამოთვლილ მნიშვნელობასთან.

დე ბროილის ჰიპოთეზის ახალი მტკიცებულებები მიღებული იქნა ინგლისელი ფიზიკოსის გ. ტომსონის (ელექტრონის აღმომჩენი, ჯ. ტომსონის შვილი) მიერ 1928წ. თავის ექსპერიმენტებში (ნახ. 1), ის აკვირდებოდა ელექტრონების ნაკადის, ოქროს თხელ ფირფიტაში გავლისას წარმოშობილ დიფრაქციულ სურათს. ფირფიტის უკან მოთვსებულ ფოტოფირფიტაზე მიიღებოდა კონცენტრირებული ნათელი და ბნელი რგოლები, რომელთა რადიუსები იცვლებოდა ელექტრონების სიჩქარეების, ე.ი. ტალღის სიგრძეების ცვლილების მიხედვით, დე ბროილის თეორიის თანახმად (ნახ. 2, a - ხანგრძლივი ექსპოზიციისას, b - ხანმოკლე ექსპოზიციისას). b შე-



მთხვევაში, ფოტოფირფიტაზე ჩანს ცალკეული ელექტრონების მოხვედრის წერტილები.

შემდგომში, გ. ტომსონის ცდები მრავალჯერ იქნა განმეორებული უცვლელი შედეგებით, მათ შორის იმ პირობით, რომ ელექტრონების ნაკადი იმდენად სუსტი იყო, რომ დანადგარში ერთდროულად გავლა შეეძლო მხოლოდ ერთ ნაწილს. ამრიგად, ექსპერიმენტულად დამტკიცებული იქნა, რომ ტალღური თვისებები დამახასიათებელია არა მხოლოდ ელექტრონების ნაკადისათვის, არამედ, ყოველი ცალკეული ელექტრონისათვის.



ნახ. 2.

დიფრაქციული მოვლენა აღმოჩენილი იქნა აგრეთვე ნეიტრონების, პროტონების, ატომების და მოლეკულების ნაკადებისათვის. რის საფუძველზეც მივდივართ დასკვნამდის, რომ ბუნების ეს უნივერსალური მოვლენა, მატერიის ზოგადი თვისებაა. ცხადია, რომ ტალღური თვისებები დამახასიათებელი უნდა იყოს მაკროსკოპულ სხეულებსათვისაც. მაგრამ, მაკროსხეულების დიდი მასების გამო, მათი ტალღური თვისებები არ შეიძლება აღმოჩენილი იქნეს ექსპერიმენტულად. (მაგალითად, 10^{-9} გ მასის მტვრის ნაწილს შესაბამება, 10^{-21} მ ტალღის სიგრძის დე ბროილის ტალღა, ე.ი. დაახლოებით ატომის ზომას 11 რიგით ნაკლები. ასეთი ტალღის სიგრძეების დაკვირვება ექსპერიმენტულად შეუძლებელია. ეს მაგალითი გვიჩვენებს, რომ მაკროსხეულები ამჟღავნებენ მხოლოდ კორპუსკულურ თვისებებს.

განვიხილოთ კიდევ ერთი მაგალითი. $U = 100$ ვ პოტენციალთა სხვაობით აჩქარებული ელექტრონის დე ბროილის ტალღის სიგრძე შეიძლება განსაზღვრული იქნეს ფორმულით,

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meU}}$$

ეს არის არარელატივისტური შემთხვევა, რადგან ელექტრონის კინეტიკური ენერგია $eU = 100$ ევ ბევრად ნაკლებია $mc^2 \approx 0.5$ მევ უძრავობის ენერგიაზე. გამოთვლებით მიიღება რომ $\lambda \approx 0.15$ მ. ე.ი. ტალღის სიგრძე ატომის ზომის რიგისაა. ასეთი ელექტრონებისათვის, კრისტალური ნივთიერება წარმოადგენს კარგ დიფრაქციულ მესერს. სწორედ ასეთი, მცირე ენერგიის ელექტრონები გვამღევენ მკაფიო დიფრაქციულ სურათს ელექტრონების დიფრაქციის ცდებში. ამავე დროს ელექტრონი, რომელიც განიცდის გაბნევას კრისტალზე როგორც ტალღა, ურთიერთქმედებს ფოტოფირფიტის ატომებზე როგორც ნაწილაკი და იწვევს ფოტომულსიის გაშვებას, რადაც განსაზღვრულ წერტილებში (ნახ. 2).

კორპუსკულურ-ტალღური ბუნების დე ბროილის ჰიპოთეზის ექსპერიმენტულ მტკიცებულებებმა, საფუძვლიანად შეცვალა წარმოდგენა მიკროობიექტების თვისებების შესახებ. ყველა მიკროობიექტისათვის დამახასიათებელია როგორც ტალღური, ისე კორპუსკულური თვისებები, მაგრამ, ისინი არ წარმოადგენენ არც ტალღას და არც ნაწილს, კლასიკური გაგებით. მიკროობიექტების სხვადასხვა თვისებები ერთდროულად არ ვლინდება, ისინი ავსებენ ერთმანეთს და მხოლოდ მათი ერთობლიობა ახასიათებს ობიექტებს სრულად. შეიძლება ითქვას, რომ მიკროობიექტები ვრცელდებიან როგორც ტალღები, ხოლო, ენერგიის გაცვლა ხდება როგორც ნაწილაკებს შორის.

ყველაზე მკაფიოდ დიფრაქციის მოვლენა მჟღავნდება იმ შემთხვევაში როცა, დაბრკოლების ზომები, რომელზედაც ხდება ტალღების დიფრაქცია, ტალღის სიგრძის რიგისაა. ეს სამართლიანია ნებისმიერი ფიზიკური ბუნების ტალღებისათვის და მათ შორის ელექტრონული ტალღებისათვის. დე ბროილის ტალღებისათვის, ბუნებრივ დიფრაქციულ მესერს წარმოადგენს, ატომის ზომის (~ 0.15 მ) რიგის სივრცითი პერიოდის, მოწესრიგებული სტრუქტურის კრისტალი.

ასეთი ზომის დაბრკოლება (მაგალითად, გაუმჭვირვალე ეკრანის ხვრელი) შეუძლებელია შევქმნათ ხელოვნურად, მაგრამ, დე ბროილის ტალღების ბუნების გასარკვევად შეიძლება განვიხილოთ შემდეგი აზრობრივი ექსპერიმენტი: განვიხილოთ, მაგალითად, ელექტრონების დიფრაქცია D სიგანის ერთეულოვან ხვრელზე (ნახ. 3. მარჯვნივ გრაფიკი - ფოტოფირფიტაზე ელექტრონების განაწილება). ხვრელში გასული ელექტრონების უმრავლესობა (~85%) ხვდება ცენტრალურ დიფრაქციულ მაქსიმუმის არეში. დიფრაქციის პირობის ვულფი-ბრეგის ფორმულის თანახმად,

$$D \sin \theta = \lambda \quad (4)$$

კორპუსკულური თეორიის თანახმად კი შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ ხვრელში გასვლის შემდეგ, ელექტრონი შეიძენს დამატებით იმპულსს მართობი მიმართულებით, რომლის მაქსიმალური მნიშვნელობა ტოლია

$$p_x = p \sin \theta = \frac{h}{\lambda} \sin \theta \quad (5)$$

სადაც, p - ელექტრონის სრული იმპულსია, რომელიც დე ბროილის თეორიის თანახმად ტოლია h/λ . p სიდიდე ელექტრონის ხვრელში გავლისას არ იცვლება, რადგან უცვლელი რჩება λ ტალღის სიგრძე. (4) და (5) თანაფარდობებიდან გამომდინარეობს, რომ

$$p_x = \frac{h}{D} \quad (6)$$

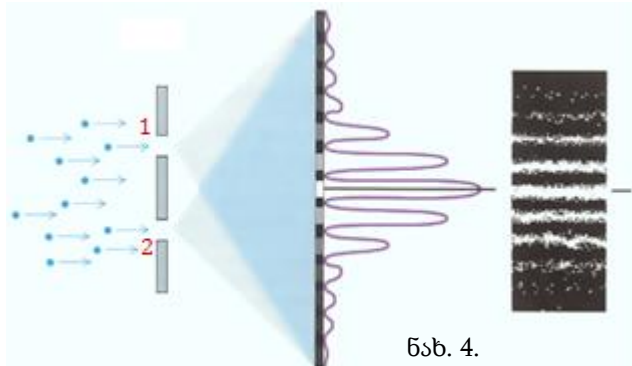
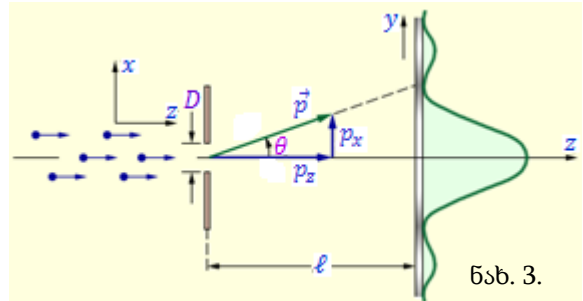
მივიღეთ, რომ ელექტრონის კოორდინატი განისაზღვრება $\Delta x = D$ სიზუსტით. Δx სიდიდეს, კოორდინატის გაზომვის განუზღვრელობა ეწოდება. ამავე დროს, ელექტრონის ხვრელში გავლის მომენტში, ელექტრონის იმპულსის x მდგენელის განსაზღვრის სიზუსტე p_x -ს ტოლია, ან მეტი. ამ სიდიდეს იმპულსის პროექციის განუზღვრელობა ეწოდება და Δp_x -თ აღნიშნავენ. ამრიგად, Δx და Δp_x სიდიდეები დაკავშირებულია არიან თანაფარდობით,

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h \quad (7)$$

რომელსაც ჰეიზენბერგის განუზღვრელობის თანაფარდობა ეწოდება. Δx და Δp_x სიდიდეების ქვეშ იგულისხმება, რომ მიკრონაწილაკის კოორდინატის და იმპულსის შესაბამის პროექციას, ერთდროულად არ გააჩნიათ ზუსტი მნიშვნელობები. განუზღვრელობის თანაფარდობა არ არის დაკავშირებული მიკრონაწილაკის კოორდინატის და იმპულსის ერთდროულად გაზომვისას გამოყენებული ხელსაწყოების არასრულყოფილებასთან. ის წარმოადგენს მატერიალური მიკრობიექტების კორპუსკულურ-ტალღური ბუნების გამოვლენას.

განვიხილოთ კიდევ ერთი აზრობრივი ექსპერიმენტი: ელექტრონული ნაკადის დიფრაქცია ორი ხვრელის შემთხვევისათვის (ნახ. 4).

ამ ექსპერიმენტის სქემა ემთხვევა იუნგის ოპტიკური ინტერფერენციის ცდის სქემას. თუ ელექტრონებისათვის ორი ხვრელის დიფრაქციის ცდაში, დავხურავთ ერთერთ ხვრელს, მაშინ ინტერფერენციული ზოლები გაქრებიან და ფოტოფირფიტაზე მიიღება დიფრაქციული სურათი ერთი ხვრელისათვის (ელექტრონების განაწილება



ერთი ხერელისათვის) (ნახ. 3). ამ შემთხვევაში ყველა ელექტრონი, რომელიც აღწევს ფოტოფირფიტას, გადიან ერთადერთ ღია ხერელში. თუ გავხსნით ორივე ხერელს, მაშინ გაჩნდება ინტერფერენციული ზოლები და მაშინ წარმოიშობა კითხვა: თუ რომელ ხერელში გადის ესა თუ ის ელექტრონი. რაც აიხსნება თუ ჩავთვლით, რომ ყოველი ცალკეული ელექტრონის დე ბროილის ტალღა გადის ერთდროულად ორივე ხერელში, რის შედეგადაც წარმოიშობა ინტერფერენცია. ცალკეული, ერთეული ელექტრონების შემთხვევაშიც მიიღება ინტერფერენცია ხანგრძლივი ექსპოზიციის შემთხვევაში, ე.ი. ელექტრონი, ისევე როგორც ფოტონი განიცდის ინტერფერენციას თავის თავთან.

ტალღური თეორიის თვალსაზრისით, ელექტრონების დიფრაქციულ სურათზე, მაქსიმუმები შეესაბამება, დე ბროილის ტალღის მაქსიმალურ ინტენსივობას. მაქსიმუმების არეში ხვდებიან ელექტრონების მეტი რიცხვი. მაგრამ, ელექტრონების, ფოტოფირფიტის სხვადასხვა ადგილას მოხვედრის პროცესი თანაბარალბათურია. პრინციპულად შეუძლებელია ვიწინასწარმეტყველოთ, თუ სად მოხვდება მორიგი ელექტრონი გაბნევის შემდეგ. არსებობს მხოლოდ, ელექტრონის ამა თუ იმ ადგილას მოხვედრის განსაზღვრული ალბათობა. ამრიგად, მიკროობიექტის მდგომარეობა მდებარეობა შეიძლება განსაზღვრული იქნეს ალბათობის ცნების საფუძველზე.

მიკროობიექტების აღწერისადმი ალბათური მიდგომის აუცილებლობა წარმოადგენს კვანტური თეორიის მნიშვნელოვან თავისებურებას. კვანტურ მექანიკაში მიკროსამყაროს ობიექტების მდგომარეობების დასახასიათებლად შემოაქვთ ტალღური ფუნქციის (ψ - ქსი ფუნქციის) ცნება. ტალღური ფუნქციის მოდულის კვადრატი $|\psi|^2$, მიკრონაწილაკის სივრცის ერთეულოვან მოცულობაში ყოფნის არსებობის ალბათობის პროპორციულია. ტალღური ფუნქციის კონკრეტული სახე განისაზღვრება გარეშე პირობებით, რომელშიც იმყოფება მიკრონაწილაკი.

§184. შრედინგერის განტოლება

დე ბროილის იდეიდან გამომდინარე, ავსტრიელი ფიზიკოსის ე. შრედინგერის მიერ მიღებული იქნა ტალღური (კვანტური) მექანიკის განტოლება. შრედინგერის განტოლება შეიძლება მიღებული იქნეს კლასიკური ტალღური განტოლებიდან. დაუშვათ, რომ X ღერძის გასწვრივ მოძრავ თავისუფალ მიკრონაწილას შეესაბამება ბრტყელი ტალღა,

$$\psi = Ae^{-i(\omega t - kx)} \quad (1)$$

ტალღის მახასიათებელი პარამეტრები - წრიული (ციკლური) სიხშირე (ω) და ტალღური რიცხვი (k), დაკავშირებულია მიკრონაწილაკის იმპულსთან (p) და ენერგიასთან (E) თანაფარდობით,

$$E = h\nu = \hbar\omega, \quad p = \hbar k$$

საიდანაც, თუ განვსაზღვრავთ,

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \text{ და } k = \frac{p}{\hbar}$$

სიდიდეებს, და გავითვალისწინებთ (1) განტოლებაში, მივიღებთ

$$\psi = Ae^{-i(\omega t - kx)} = Ae^{-\frac{i}{\hbar}(Et - px)} = Ae^{\frac{i}{\hbar}(px - Et)}$$

რომლის დროით ერთჯერ, ხოლო კოორდინატიით ორჯერ დიფერენცირებით მიიღება,

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} E\psi, \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 p^2 \psi$$

აქედან განვსაზღვროთ E და p^2 სიდიდეები,

$$E = -\frac{\hbar}{i} \frac{1}{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial t} = i\hbar \frac{1}{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial t} \text{ და } p^2 = -\hbar^2 \frac{1}{\psi} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}$$

და რომელთაც თუ გავითვალისწინებთ მიკრონაწილაკის იმპულსის (p), პოტენციური ენერგიის (U) და სრული ენერგიის (E) დამაკავშირებელ,

$$\frac{p^2}{2m} = E - U$$

თანაფარდობაში, მივიღებთ

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\psi} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = i\hbar \frac{1}{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial t} - U \quad (2)$$

რაც ასე ჩავწეროთ,

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + U\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (3)$$

რომელიც, ნებისმიერი მიმართულებით მოძრავი ნაწილაკისათვის ასე ჩაიწერება,

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi(\vec{r}, t) + U(\vec{r}, t)\psi(\vec{r}, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{r}, t) \quad (4)$$

რომელსაც შრედინგერის დროითი განტოლება ეწოდება, რადგან ის შეიცავს ψ ფუნქციის დროით წარმოებულს. სადაც, $\hbar = h/2\pi$ - პლანკის მუდმივა; m - ნაწილაკის მასა; $U(\vec{r}, t)$ - ნაწილაკის პოტენციური ენერგია $\vec{r}(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$ წერტილში, დროის t მომენტში, ძალთა ველში, სადაც ნაწილაკი მოძრაობს; $\psi(\vec{r}, t)$ - ნაწილაკის საძიებელი ტალღური ფუნქცია; $i = -1$ - წარმოსახვითი ერთეული; Δ - ლაპლასის ოპერატორი (ანუ, ლაპლასიანი), რომელიც ნაბლა ოპერატორის კვადრატის ექვივალენტურია და დეკარტეს მართკუთხა კოორდინატთა სისტემაში გაააჩნია შემდეგი სახე,

$$\Delta \equiv \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

(4) განტოლება სამართლიანია $v \ll c$ სიჩქარით მოძრავი ნებისმიერი ნაწილაკისათვის (c სინათლის სიჩქარეა ვაკუუმში). რელატივისტურ არეში ($v \approx c$), შრედინგერის განტოლება შეიცვლება და სარგებლობენ უფრო რთული დირაკის რელატივისტური განტოლებით.

მაგრამ, მიკროსამყაროში მიმდინარე მრავალი მოვლენა, მაგალითად, ატომში ელექტრონის მდგომარეობის დასახასიათებლად საჭიროა შრედინგერის განტოლების სტაციონარული ამონახსნის პოვნა, რომელიც არ შეიცავს დროს. ამისათვის საჭიროა შრედინგერის სტაციონარული მდგომარეობის განტოლება, სადაც ψ ფუნქცია დროზე არ არის დამოკიდებული. (4) განტოლების ამონახსნი შეიძლება წარმოვდგინოთ ორი მამრავლის ნამრავლის სახით, რომელთაგან ერთი წარმოადგენს მხოლოდ კოორდინატების ფუნქციას, ხოლო, მეორე კი მხოლოდ დროის,

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \cdot \varphi(t) \quad (5)$$

სადაც ψ ფუნქცია წარმოადგენს მხოლოდ კოორდინატების ფუნქციას, φ ფუნქცია კი მხოლოდ დროის. (5) ჩავსვათ (4) განტოლებაში და მოვახდინოთ დიფერენცირება, მივიღებთ

$$-\frac{\hbar}{i} \psi \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \varphi \Delta \psi + U(x, y, z) \cdot \psi \varphi \quad (6)$$

განტოლების მარჯვენა და მარცხენა ნაწილები გავყოთ $\psi \varphi$ ნამრავლზე,

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\psi} \Delta \psi - U(x, y, z) = \frac{\hbar}{i} \frac{1}{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad (7)$$

რადგან განტოლების მარცხენა ნაწილი წარმოადგენს მხოლოდ კოორდინატების ფუნქციას, ხოლო, მარცხენა კი მხოლოდ დროის ფუნქციაა, ამიტომ, (7) განტოლება სამართლიანია მაშინ, როცა ორივე ნაწილი ტოლია რაღაც ($-E$) მუდმივი სიდიდის. ე.ი.

$$\frac{\hbar}{i} \cdot \frac{1}{\varphi} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial t} = (-E)$$

და,

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\psi} \Delta \psi - U(x, y, z) = -E$$

რომელიც შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით,

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad (8)$$

და წარმოადგენს შრედინგერის სტაციონარული მდგომარეობის განტოლებას. $(E - U)$ სხვაობას, ნაწილაკის კინეტიკური ენერგიის მნიშვნელობა გააჩნია, ხოლო, E - მისი სრული ენერგიაა. ψ ფუნქციას, რომელიც აკმაყოფილებს შრედინგერის განტოლებას U -ს მოცემული მნიშვნელობისას, საკუთარი ფუნქციები ეწოდება. E მნიშვნელობას, რომლის დროსაც არსებობს შრედინგერის (8) განტოლების ამონახსნი, საკუთარი მნიშვნელობები ეწოდება.

ტალღური ფუნქციის ფიზიკური აზრი. თითოეული კონკრეტული ამოცანის შემთხვევაში საჭიროა შრედინგერის განტოლების ამონახსნის შედეგად ψ ფუნქციის ცოდნა. შრედინგერის განტოლებას გააჩნია ამონახსნები E ენერგიის არა ნებისმიერი მნიშვნელობისას, არამედ, ენერგიის $E_1, E_2, \dots, E_n$ რაღაც მნიშვნელობებისას, რომელთაც საკუთარ მნიშვნელობები ეწოდებათ, ხოლო, მათ შესაბამის $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ ფუნქციებს, საკუთარ ფუნქციები ეწოდებათ.

შრედინგერის განტოლებას გააჩნია როგორც დისკრეტული ისე უწყვეტი სპექტრი. სპექტრის ხასიათი დამოკიდებულია ამოცანის პირობებზე. დისკრეტული სპექტრი დამახასიათებელია ბმული მდგომარეობებისათვის, როცა ნაწილაკის მოძრაობის არე შემოსაზღვრულია სივრცის სასრული არეში. ამ შემთხვევაში თუ მიზიდვის პოტენციური ენერგია ისეა ნორმირებული, რომ უსასრულოებაში ის ნულის ტოლია, სრული ენერგია უარყოფითია $E < 0$. როცა ნაწილაკს შეუძლია მოძრაობა მთელს უსასრულო სივრცეში, სრული ენერგია დადებითია $E > 0$. ამ შემთხვევაში შრედინგერის განტოლების სპექტრი იქნება უწყვეტი, სრული ენერგია მიიღებს უწყვეტ მნიშვნელობებს და ტალღური ფუნქცია ენერგიაზე უწყვეტად იქნება დამოკიდებული, $\psi = \psi(\vec{r}, E)$.

დაუშვათ, რომ რაიმე გარკვეული ამოცანისათვის ამოვხსენით შრედინგერის განტოლება და ვიპოვეთ ψ ფუნქცია. რა აზრი უნდა მივაწეროთ ამ ფუნქციას? რა ფიზიკურ სიდიდეს შევუსაბამოთ ეს ფუნქცია? ტალღური ფუნქციის სწორი ფიზიკური შინაარსი განსაზღვრული იქნა გერმანელი ფიზიკოსის მ. ბორნის (1882–1970) მიერ, რომლის თანახმადაც ფიზიკური შინაარსი გააჩნია არა თვით $\psi = \psi(\vec{r}, t)$ ფუნქციას, არამედ მისი აბსოლუტური მნიშვნელობის კვადრატს $|\psi(\vec{r}, t)|^2$, რომელიც შეიძლება ცდით გაიზომოს და გვიჩვენებს დროის ნებისმიერ t მომენტში, სივრცის dV მოცულობაში, ნაწილაკის ყოფნის ალბათობას. სხვა სიტყვებით, $|\psi(\vec{r}, t)|^2 dV$ არის ალბათობა იმისა, რომ დროის t მომენტისათვის, ელექტრონი ლოკალიზებულია (x, y, z) წერტილის მახლობლობაში, dV მოცულობაში, რაც ასე ჩაიწერება,

$$dW = |\psi(\vec{r}, t)|^2 dV \quad (1)$$

ხშირად ელექტრონის ლოკალიზაციის ალბათობას თვალსაჩინოებისათვის გამოსახვენ ღრუბელის მსგავსი წერტილთა ერთობლიობის სახით. რაც უფრო მეტი წერტილია რაიმე არეში, ე.ი. რაც უფრო ხშირია ღრუბელი, მით უფრო მეტ დროს ატარებს იქ ელექტრონი. ხშირად გამოიყენება გამოთქმა „ელექტრონული ღრუბელი“, „ელექტრონული სიმკვრივის განაწილება“ და ა.შ. ელექტრონული ღრუბელი ეს არის სივრცის სხვადასხვა არეებში ელექტრონის შესაძლო ლოკალიზაციის ალბათობის განაწილების თვალსაჩინო გამოსახვა. ე.ი. ელექტრონული ღრუბელი ა-

ხასიათებს ელექტრონის მოძრაობის მდგომარეობას. ამასთან, ნაწილაკი წარმოიდგინება განსაზღვრული მასის, იმპულსისა და ენერგიის მქონე ნივთიერი წერტილის სახით. (1) გამოსახულებიდან შეიძლება დავწეროთ,

$$\frac{dW}{dV} = w = |\psi(\vec{r}, t)|^2$$

რაც, წარმოადგენს ნაწილაკის ყოფნის ალბათობის სიმკვრივეს.

$\psi(\vec{r}, t)$ მდგომარეობის ტალღური ფუნქცია წარმოადგენს კომპლექსურს: მისი მოდულის კვადრეტი გამოისახება ფორმულით,

$$|\psi(\vec{r}, t)|^2 = \psi^* \psi = A e^{+(\omega t - kx)} A e^{-(\omega t - kx)} = A^2$$

სადაც, * - სიმბოლოთი აღნიშნულია კომპლექსურად შეუღლებული. ამიტომ, ψ ფუნქციას აგრეთვე ალბათობის ამპლიტუდა ეწოდება.

(1) ფორმულის თანახმად, ცნობილი ψ ფუნქციით შეიძლება გამოვთვალოთ ნაწილაკის არსებობის ალბათობა ნებისმიერ (სასრულო) V მოცულობაში:

$$W = \int |\psi(\vec{r}, t)|^2 dV \quad (2)$$

ალბათობის ჩვეულებრივი განმარტების თანახმად, ყველა ალბათობის ჯამი ერთის ტოლი უნდა იყოს,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(\vec{r}, t)|^2 = 1 \quad (3)$$

ეს უკანასკნელი კი წარმოადგენს ალბათობას იმისა, რომ ნაწილაკი არსებობს და იმყოფება სადღაც სივრცეში, ე.ი. უბრალოდ ნაწილაკის არსებობის ფაქტს აღნიშნავს. ამავე დროს ტალღური ფუნქციის ნორმირების პირობასაც წარმოადგენს.

ამკარაა, რომ ψ ფუნქცია უნდა აკმაყოფილებდეს გარკვეულ სასაზღვრო პირობებს. ამ პირობების სახე დამოკიდებულია კონკრეტულ ამოცანაზე. ე.ი. პოტენციურ ენერგიაზე. ψ ფუნქცია უნდა აკმაყოფილებდეს შემდეგ პირობებს:

1. ψ ფუნქცია უნდა იყოს სასრული, უწყვეტი და ცალსახა. რადგან, ტალღურ ფუნქციას არ შეუძლია მიიღოს უსასრულო მნიშვნელობები, დროის ნებისმიერ მომენტში, ტალღის ფუნქცია უნდა იყოს სივრცითი კოორდინატების უწყვეტი ფუნქცია და ნაწილაკის აღმოჩენის ალბათობის სიმკვრივე ყოველ ამცანაში განსაზღვრება ცალსახად.

2. $\frac{\partial \psi}{\partial x}, \frac{\partial \psi}{\partial y}, \frac{\partial \psi}{\partial z}, \frac{\partial \psi}{\partial t}$ წარმოებულები უნდა იყოს უწყვეტი. რადგან, ტალღურ ფუნქცია დროის

ნებისმიერ მომენტში სივრცითი კოორდინატების უწყვეტი ფუნქციაა, ასევე უწყვეტი უნდა იყოს ტალღური ფუნქციის კერძო წარმოებულები.

3. $|\psi|^2$ ფუნქცია უნდა იყოს ინტეგრირებადი, ე.ი. ,

$$\iiint_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dx dy dz$$

ინტეგრალი უნდა იყოს სასრული.

კვანტურ მექანიკის ძირითადი განტოლება - შრედინგერის განტოლება წარმოადგენს კერძო-წარმოებულთან წრფივ ერთგვაროვან დიფერენციალურ განტოლებას. აქედან გამომდინარეობს მნიშვნელოვანი დასკვნა, რომ თუ ψ_i ფუნქციები წარმოადგენენ განტოლების რაღაც კერძო ამონახსნებს, მაშინ ნებისმიერი მათი წრფივი კომბინაცია აგრეთვე ამ განტოლების შესაძლო ამონახსნია. რაც მთლიანად თანხმობაშია სუპერპოზიციის პრინციპთან და წარმოადგენს კვანტური მექ-

ანიკის ერთ-ერთ ფუნდამენტურ პრინციპს, რომელიც უშუალოდ ექსპერიმენტის შედეგია და მდგომარეობს შემდეგში: დაუშვათ, რომ რაღაც სისტემა შეიძლება იმყოფებოდეს ψ_1 მდგომარეობაში, სადაც, რაღაც A ფიზიკურ სიდიდეს გააჩნია A_1 განსაზღვრული მნიშვნელობა, და ψ_2 მდგომარეობაში, სადაც $A = A_2$. მაშინ მას შეუძლია იმყოფებოდეს მდგომარეობაში, რომელიც ხასიათდება ψ_1 და ψ_2 ფუნქციების წრფივი კომბინაციით: $\psi = A_1\psi_1 + A_2\psi_2$. სადაც, A_1 და A_2 კომპლექსური რიცხვებია. ცხადია, რომ მდგომარეობათა რიცხვი შეიძლება იყოს ორზე მეტი: $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$.

§185. თავისუფალი ნაწილაკის მოძრაობა

თავისუფალი ეწოდება ნაწილაკს, რომელიც სხვა ნაწილაკების, ან ველების ურთიერთქმედებას არ განიცდის. ასეთ შემთხვევაში ნაწილაკის ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგია $U(x) = const$, და ის შეიძლება ჩავთვალოთ ნულის ტოლი ($U(x) = 0$). ასეთ შემთხვევაში ნაწილაკის სრული ენერგია ემთხვევა მის კინეტიკურ ენერგიას. დაუშვათ, რომ ნაწილაკი მოძრაობს X ღერძის გასწვრივ. ასეთ შემთხვევაში შრედინგერის სტაციონარული მდგომარეობის განტოლება ჩაიწერება შემდეგი სახით,

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0 \quad (1)$$

პირდაპირი ჩასმით შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ ამ განტოლების კერძო ამონახსნს წარმოადგენს

$$\psi(x) = A e^{ikx} \quad (2)$$

ფუნქცია, სადაც, $A = const$ და $k = const$. თუ გავითვალისწინებთ, რომ $k = 2m/\hbar^2$, მაშინ გვექნება,

$$\psi(x) = A e^{ikx} = A e^{i\sqrt{2mEx}/\hbar}$$

ენერგიის საკუთარი მნიშვნელობები კი ტოლი იქნება,

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{p_x^2}{2m}, \quad k = \frac{p_x}{\hbar}$$

რადგან k შეიძლება ლეზულობდეს ნებისმიერ მნიშვნელობებს, ამიტომ ცხადია, რომ E ლეზულობს ნებისმიერ მნიშვნელობებს, ე.ი. თავისუფალი ნაწილაკის ენერგეტიკული სპექტრი იქნება უწყვეტი.

$\psi(x) = A e^{ikx} = A e^{i\sqrt{2mEx}/\hbar}$ ფუნქცია წარმოადგენს დროზე დამოკიდებული $\psi(x, t)$ ფუნქციის მხოლოდ კოორდინატულ ნაწილს. $\psi(x, t)$ ფუნქცია შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით,

$$\psi(x, t) = \psi(x) e^{-i\frac{E}{\hbar}t} = A e^{ikx} e^{-i\frac{E}{\hbar}t} = A e^{i\frac{p_x}{\hbar}x} e^{-i\frac{E}{\hbar}t} = A e^{i\frac{p_x}{\hbar}x} e^{-i\frac{E}{\hbar}t} = A e^{-i\frac{1}{\hbar}(Et - p_x x)} = A e^{-i\omega t - kx} \quad (3)$$

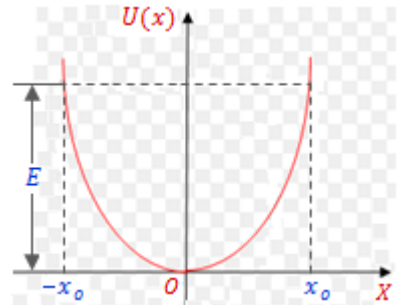
სადაც, $\omega = E/\hbar$, $k = p_x/\hbar$. ე.ი. თავისუფალი ნაწილაკი აღიწერება დე ბროილის ბრტყელი მონოქრომატული ტალღით.

§186. ჰარმონიული ოსცილატორი

მიკრონაწილაკის მოძრაობის ერთ-ერთი მნიშვნელოვანი ამოცანაა - ჰარმონიული ოსცილატორის მოძრაობა (სისტემა რომელსაც შეუძლია შეასრულოს ჰარმონიული რხევა). ფიზიკაში ჰა-

რმონიული ოსცილატორი მნიშვნელოვან როლს თამაშობს, განსაკუთრებით, მდგრადი წონასწორობის მდებარეობის მახლობლობაში, სისტემის მცირე რხევების შესწავლისას. მიკრონაწილაკების სამყაროში ასეთი რხევების მაგალითს წარმოადგენს მოლეკულებში (ორატომიანი მოლეკულების), ან მყარ სხეულებში (კრისტალებში) ატომების რხევები.

განვიხილოთ ერთგანზომილებიანი შემთხვევა (სამგანზომილებიანი ამოცანა მათემატიკურად რთულია, მაგრამ, ნაწილაკის მოძრაობის ყველა პრინციპული თავისებურება პრაქტიკულად შეიძლება ვაჩვენოთ ერთგანზომილებიანი ამოცანის შემთხვევაში). ოსცილატორს ეწოდება ერთგანზომილებიანი, როცა სისტემა, მაგალითად, ნაწილაკი შეიძლება მოძრაობდეს მხოლოდ წრფის გასწვრივ. წრფივი ჰარმონიული ოსცილატორი - სისტემა, რომელიც ასრულებს მოძრაობას კვაზიდრეკადი ძალის მოქმედებით. პოტენციური ენერგიის ცვლილება X ღერძის გასწვრივ აღიწერება ფორმულით (ნახ. 1),



ნახ. 1.

$$U = \frac{kx^2}{2} \quad (1)$$

გარემომცველ სამყაროში ასეთი პოტენციური ფუნქციით, მიახლოებით მაინც, აღიწერება მცირე ამპლიტუდის საქანის რხევები, ზამბარაზე ჩამოკიდებული ტვირთის ვერტიკალური რხევები და სხვ.

კვანტურ თეორიაში ძალის ცნება აზრს კარგავს, ამიტომ, კვანტური ჰარმონიული ოსცილატორი განისაზღვრება როგორც $U(x)$ პოტენციური ენერგიის და m მასის კლასიკური ოსცილატორის ანალოგიური ნაწილაკი. კლასიკური ოსცილატორის საკუთარი სიხშირე ტოლია $\omega_0 = \sqrt{k/m}$, სადაც, m - ნაწილაკის მასაა. საიდანაც თუ განვსაზღვრავთ k -ს და გავითვალისწინებთ (1) ფორმულაში მივიღებთ გვექნება

$$U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \quad (2)$$

სადაც, x - წონასწორობის მდებარეობიდან გადახრაა. $-x_0$ და $+x_0$ კოორდინატების წერტილებში სრული ენერგია, პოტენციური ენერგიის ტოლია. ამიტომ, კლასიკური თეორიის თვალსაზრისით ნაწილაკს არ შეუძლია გამოვიდეს $-x_0$ და $+x_0$ არის გარეთ - ნაწილაკს არ შეუძლია დატოვოს პარაბოლური პოტენციური ორმო (ნახ. 1).

კვანტური ოსცილატორი აღიწერება

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m(E - U)}{\hbar^2}\psi = 0 \quad (3)$$

შრედინგერის განტოლებით. სადაც თუ გავითვალისწინოთ პოტენციური ენერგიის (2) გამოსახულებას, მივიღებთ

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E - \frac{m\omega_0^2 x^2}{2}\right)\psi = 0 \quad (4)$$

სადაც, E - ოსცილატორის სრული ენერგიაა.

დიფერენციალურ განტოლებათა თეორიაში მტკიცდება, რომ (4) განტოლებას გააჩნია ცალსახა, სასრული და უწყვეტი ამონახსნი,

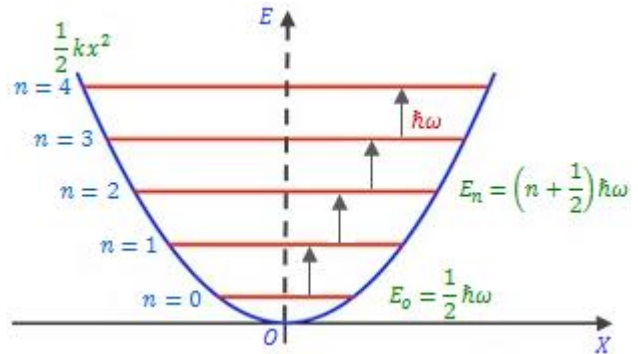
$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_0 \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (5)$$

ენერგიის საკუთარი მნიშვნელობებისას. (5) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ კვანტური ოსცილატორის ენერგიას შეიძლება გააჩნდეს მხოლოდ დისკრეტული მნიშვნელობები, რომლებიც

დამორებულია ერთმანეთისა-გან ერთნაირი მანძილით, კერძოდ, მეზობელ ენერგეტიკულ დონეებს შორის მანძილი ტოლია $\hbar\omega_0$ (ნახ. 2). როგორც (5) ფორმულიდან გამომდინარეობს, კვანტური ოსცილატორის მინიმალური ენერგია ტოლია,

$$E_0 = \frac{1}{2} \hbar\omega_0 \quad (6)$$

მას ნულოვანი რხევების ენერგია ეწოდება. ე.ი. როცა $T = 0K$, კრისტალურ მესერში ატომების რხევები არ წყდება. რაც ნიშნავს, რომ ნაწილაკი არ შეიძლება იმყოფებოდეს პოტენციური ორმოს ფსკერზე.



ნახ. 2.

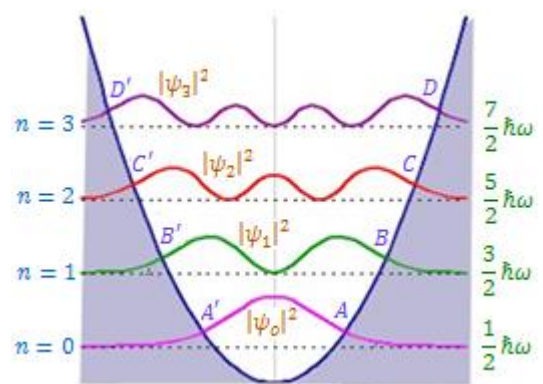
ნულოვანი რხევების ენერგიის არსებობა ტიპიურია კვანტური სისტემებისათვის და წარმოადგენს განუზღვრელობის თანაფარდობის შედეგს: ნაწილაკი არ შეიძლება იმყოფებოდეს პოტენციური ორმოს ფსკერზე, მიუხედავად მისი ფორმისა. ეს რომ შესაძლებელი იყოს, მაშინ იმპულსი და აგრეთვე მისი განუზღვრელობა უნდა მიისწრაფოდეს ნულისაკენ. მაშინ, კოორდინატის განუზღვრელობა $\Delta x \rightarrow \infty$, რაც ეწინააღმდეგება ნაწილაკის პოტენციურ ორმოში ყოფნას.

ჰარმონიული ოსცილატორის პირველ სამ ტალღურ ფუნქციას გააჩნია შემდეგი სახე,

$$\begin{aligned} n=0, \quad \psi_0(x) &= \frac{1}{\sqrt{x_0\sqrt{\pi}}} \exp\left(-\frac{x^2}{2x_0^2}\right), \\ n=1, \quad \psi_1(x) &= \frac{1}{\sqrt{2x_0\sqrt{\pi}}} \frac{2x}{x_0} \exp\left(-\frac{x^2}{2x_0^2}\right), \\ n=2, \quad \psi_2(x) &= \frac{1}{\sqrt{8x_0\sqrt{\pi}}} \left(\frac{4x^2}{x_0^2} - 2\right) \exp\left(-\frac{x^2}{2x_0^2}\right), \end{aligned}$$

სადაც შემოღებულია აღნიშვნა $x_0^2 = \hbar/(4\pi^2mv)$.

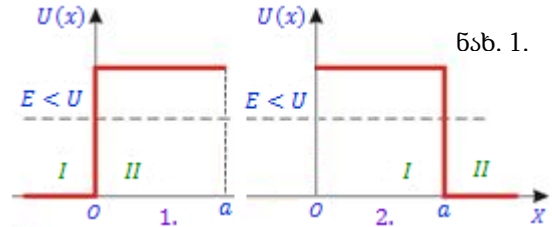
ნაწილაკის X ღერძზე ყოფნის ალბათობის სიმკვრივე განისაზღვრება ტალღური ფუნქციის მოდულის კვადრატით $|\psi(x)|^2$. ნახაზზე (ნახ. 3) წარმოდგენილია ალბათობის სიმკვრივის $|\psi_n(x)|^2$ განაწილების მრუდები კვანტური ოსცილატორის სხვადასხვა მდგომარეობებისათვის ($n = 0, 1, 2$ და 3). A და A' , B და B' , C და C' D და D' წერტილებში პოტენციური ენერგია, სრული ენერგიის ტოლია ($U = E$). ამასთან, როგორც ცნობილია, კლასიკურ ოსცილატორს არ შეუძლია გავიდეს ამ წერტილების საზღვრებს გარეთ.



ნახ. 3.

§187. ნაწილაკების გაბნევა

განვიხილოთ მიკრონაწილაკის ერთგანზომილებიანი მოძრაობა. ასეთ შემთხვევაში გაბნევა ნიშნავს, ნაწილაკის მოძრაობის მიმართულების საპირისპიროდ ცვლილებას. როგორც ვნახავთ, ამ მარტივ შემთხვევაშიც კი თავს იჩენს მიკრონაწილაკის კვანტური მოძრაობის, კლასიკურისაგან პრინციპული განსხვავება. დაუშვათ, რომ ნაწილაკის მოძრაობის გზაზე არსებობს ორი გარემოს გამყოფი საზღვარი, რომელთაგან თითოეულში ნაწილაკის პოტენციური ენერგია მუდმივია, მაგრამ განსხვავდებიან სასრული სიდიდით. დაუშვათ, აგრეთვე რომ საზღვარზე პოტენციური ენერგია იცვლება ნახტომისებურად (ნახ. 1). რეალურ პირობებში გადასვლები მდოვრეა. კოორდინატთა სისტემა ავირჩიოთ ისეთნაირად, რომ X ღერძი ნაწილაკის მოძრაობის მიმართულების პარალელური იყოს, ხოლო, ნაწილაკის პოტენციური ენერგიის ცვლილება X ღერძის გასწვრივ აღიწერება ფორმულით,



$$U(x) = \begin{cases} 0 & x < 0 \\ U_0 & x > 0 \end{cases}, \text{ ან } U(x) = \begin{cases} 0 & x > 0 \\ U_0 & x < 0 \end{cases} \quad (1)$$

ჯერ განვიხილოთ I კონფიგურაციის შემთხვევა (პოტენციური ენერგია საზღვარზე მკვეთრად იზრდება). x ცვლადის ცვლილების მთლიანი არე გავყოთ ორ ნაწილად (ნახ. 1). მარცხენა ნაწილში მოხერხებულობისათვის დაუშვათ, რომ $U(x) = 0$. ჩავწეროთ შრედინგერის განტოლება (I) და (II) არეებისათვის ცალ-ცალკე და ვიპოვოთ ორივე შემთხვევისათვის ამონახსნები, ე.ი. ψ_1 და ψ_2 ფუნქციები.

I არისათვის შრედინგერის განტოლება ასე ჩაიწერება,

$$\frac{d^2\psi_1}{dx^2} + \frac{2mE}{\hbar^2}\psi_1 = 0 \quad (2)$$

II არისათვის კი შემდეგნაირად,

$$\frac{d^2\psi_2}{dx^2} + \frac{2m(E - U_0)}{\hbar^2}\psi_2 = 0 \quad (3)$$

სადაც, m და E ნაწილაკის მასა და სრული ენერგიაა. შემოვიღოთ აღნიშვნები,

$$k_1 = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}, \quad k_2 = \frac{\sqrt{2m(E - U_0)}}{\hbar} \quad (4)$$

(2) და (3) განტოლებები მიიღებენ შემდეგ სახეს

$$\frac{d^2\psi_1}{dx^2} + k_1^2\psi_1 = 0, \quad \frac{d^2\psi_2}{dx^2} + k_2^2\psi_2 = 0 \quad (5)$$

ამ განტოლებების ზოგადი ამონახსნებია, შესაბამისად

$$\psi_1 = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x} \text{ და } \psi_2 = A_2 e^{ik_2 x} + B_2 e^{-ik_2 x}$$

ე.ი. წარმოადგენენ მსრბოლ ბრტყელ ტალღებს, მაგრამ განსხვავებული $\lambda_1 = 2\pi/k_1$ და $\lambda_2 = 2\pi/k_2$ ტალღის სიგრძეებით.

A_1, A_2, B_1 და B_2 კოეფიციენტები განისაზღვრებიან ტალღური ფუნქციის და მისი წარმოებულების უწყვეტობის და ნორმირების პირობებიდან.

უნდა აღინიშნოს, რომ $e^{ik_1 x}$ აღწერს X მიმართულებით (მარცხნიდან მარჯვნივ) მოძრავ ტალღას, ე.ი. დაცემულ ტალღას. $e^{-ik_1 x}$ გამოსახულება შეესაბამება არეკვლილ ტალღას. A_1 და B_1 ამპლიტუდების კვადრატები არის დაცემული და არეკვლილი ტალღების ინტენსივობები, შესაბამისად. II არეში გავრცელდება მხოლოდ გასული ტალღა. ამიტომ გამომდინარეობს, რომ $B_2 = 0$

და $\psi_2 = A_2 e^{i k_2 x}$.

განვიხილოთ ორი შემთხვევა: 1. როცა ნაწილაკის E სრული ენერგია (E) მეტია მის U_o პოტენციურ ენერგიაზე (U_o) II არეში და 2. როცა $E < U_o$.

როცა $E > U_o$, კლასიკური ნაწილაკი აუცილებლად გადავა I არიდან II არეში. მაგრამ, მიკრონაწილაკის (კვანტური ნაწილაკის) შემთხვევაში, რომელიც აღიწერება შრედინგერის განტოლებით, ამონახსნი ბრტყელი ტალღაა, ხოლო, საზღვარზე პოტენციალი მკვეთრად იცვლება, ამიტომ, ადგილი უნდა ჰქონდეს ნაწილობრივ არეკვლას, ისევე როგორც სინათლის ტალღის შემთხვევაში - სხვადასხვა გარდატეხის მაჩვენებლის მქონე გარემოთა საზღვარზე სინათლის არეკვლისას.

არეკვლის კოეფიციენტი განისაზღვრება ფორმულით,

$$R = \frac{\text{არეკვლილი ნაწილაკების ნაკადი}}{\text{დაცემული ნაწილაკების ნაკადი}} = \frac{B_1^2 v}{A_1^2 v}$$

სადაც, v - ნაწილაკის სიჩქარეა. ის ერთნაირია ყველა ნაწილაკისათვის I არეში.

ორივე არის საზღვარზე ψ ფუნქციის უწყვეტობიდან მიიღება,

$$(\psi_1)_{x=0} = (\psi_2)_{x=0}, \text{ ანუ, } A_1 + B_1 = A_2 \quad (7)$$

ხოლო, წარმოებულების უწყვეტობიდან მიიღება,

$$\left. \frac{d\psi_1}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{d\psi_2}{dx} \right|_{x=0}, \text{ ანუ, } A_1 - B_1 = \frac{k_2}{k_1} A_2 \quad (8)$$

(7) და (8) განტოლებებიდან განვსაზღვროთ A_2 და ვიპოვოთ B_1/A_1 ფარდობა,

$$\frac{B_1}{A_1} = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \quad (9)$$

ახლა შეგვიძლია განვსაზღვროთ არეკვლის R და გამჭვირვალობის (გაჟონვის) D კოეფიციენტები,

$$R = \left| \frac{B_1}{A_1} \right|^2 = \left| \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right|^2, \quad D = 1 - R = \frac{4k_1 k_2}{(k_1 + k_2)^2} \left| \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right|^2 \quad (10)$$

R და D კოეფიციენტები, კორპუსკულური თვალსაზრისით უნდა წარმოვიდგინოთ როგორც ნაწილაკის ალბათობა, განიცადოს არეკვლა საზღვარზე და ალბათობა გავიდეს II არეში შესაბამისად. ამიტომ ჩვენ გამოვიყენეთ ტოლობა $R + D = 1$: ნაწილაკი ან გადაკვეთს ბარიერს, ან აირეკლება.

(10) გამოსახულებებში თუ გავითვალისწინებთ k_1 და k_2 მნიშვნელობებს, მივიღებთ

$$R = \left(\frac{1 - \sqrt{1 - U_o/E}}{1 + \sqrt{1 - U_o/E}} \right)^2, \quad D = 1 - R = \frac{4\sqrt{1 - U_o/E}}{(1 + \sqrt{1 - U_o/E})^2} \quad (11)$$

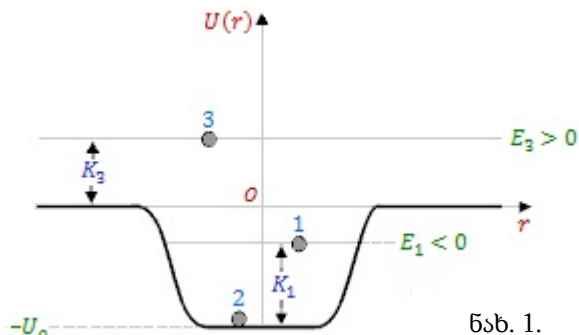
პრაქტიკაში, ელექტრონებით ცდებში, პოტენციალი იზრდება 0-დან U_o -მდე არა ნახტომისებურად, როგორც ნახაზზეა, არამედ მაკროსკოპული სიგრძის მონაკვეთზე, ამიტომ ეფექტი შეუმჩნეველია. მაგრამ, თუ გადასვლის არის სიგანე ატომური ზომის ($10^{-10} - 10^{-9}$)მ რიგისაა, ეფექტი აუცილებელია გავითვალისწინოთ.

2. როცა $E < U_o$. კლასიკური ნაწილაკისათვის I არიდან II არეში გადასვლა შეუძლებელია.

§188. პოტენციური ორმო

პოტენციური ორმო - ნაწილაკის შემცირებული ენერგიის მქონე სივრცის შემოსაზღვრული არე (ნახ. 1). პოტენციური ორმო ჩვეულებრივ შეესაბამება მიზიდულობის (ახლოქმედების) ძალებს. ამ ძალების მოქმედების არეში პოტენციური ენერგია უარყოფითია, გარეთ კი ნულის ტოლი.

ნაწილაკის ენერგია (E) არის, მისი კინეტიკურ ($K \geq 0$) და პოტენციურ (P) (შეიძლება იყოს როგორც დადებითი, ასე უარყოფითი) ენერგიათა ჯამი. როცა ნაწილაკი იმყოფება ორმოს შიგნით (1), მაშინ მისი კინეტიკური ენერგია (K_1) ნაკლებია ორმოს სიღრმეზე (U_0) და ნაწილაკის სრული ენერგია: $E_1 = K_1 + U_1 = K_1 - U_0 < 0$ - ნაწილაკს არ შეუძლია დატოვოს ორმო (იმყოფება ბმულ მდგომარეობაში). ის მოძრაობს მასში K_1 კინეტიკური ენერგიით (აირეკლება კედლებიდან). როცა ნაწილაკი მდებარეობს ორმოს ფსკერზე (2), მაშინ მისი კინეტიკური ენერგია $K_2 = 0$ და $E_2 = -U_0 < 0$. ნაწილაკის ეს მდგომარეობა ყველაზე მდგრადია. თუ ნაწილაკს ორმოს გარეთ გააჩნია K_3 კინეტიკური ენერგია, მაშინ ის დაუბრკოლებლად გადალახავს მას - $K_3 + U_0$ გაზრდილი კინეტიკური ენერგიით.



ნახ. 1.

პოტენციური ორმოს ამოცანა ერთ-ერთი მნიშვნელოვანი ამოცანაა, რადგან მის შედეგებს ხშირად იყენებენ სხვადასხვა პრაქტიკული საკითხების გადაწყვეტისას. ხშირად საჭიროა ბმული ნაწილაკის განხილვა, როცა იგი რაიმე ტიპის მიზიდულობის ძალების არსებობის გამო. სასრულო ზომის არეში მოძრაობს (მაგალითად, ელექტრონი ატომის ბირთვის ველში, პროტონი ან/და ნეიტრონი ატომის ბირთვში და ა.შ.).

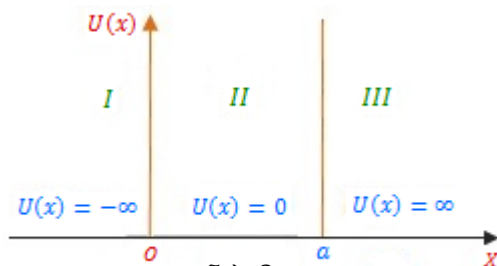
მიკრონაწილაკის მოძრაობის ერთერთი მარტივი ამოცანაა - უსასრულო სიღრმის (ძალიან მაღალი კედლების) მართკუთხა პოტენციურ ორმოში მოძრაობა. გარემომცველი სამყაროში, ასეთი მოძრაობის მიახლოებით მაგალითს წარმოადგენს, მძიმე წყალბადის ბირთვში, პროტონის და ნეიტრონის ურთიერთქმედება. უხეში მიახლოებით ასევე შეიძლება ჩავთვალოთ ატომში ელექტრონის მოძრაობა.

სიმარტივისათვის განვიხილოთ ნაწილაკის მოძრაობა უსასრულო სიღრმის ერთგანზომილებიან მართკუთხა პოტენციურ ორმოში. (სამგანზომილებიანი ამოცანა მათემატიკურად რთულია, მაგრამ, ნაწილაკის მოძრაობის ყველა პრინციპული თავისებურება პრაქტიკულად შეიძლება ვაჩვენოთ ერთგანზომილებიანი ამოცანის შემთხვევაში). დაუშვათ, რომ ნაწილაკი მოძრაობს X ღერძის გასწვრივ ისე რომ მისი მოძრაობა შემოსაზღვრულია ნაწილაკისათვის შეუღწევადი $x = 0$ და $x = a$ კედლებით (ნაწილაკს არ შეუძლია დატოვოს ასეთი ორმო) (ნახ. 2). პოტენციური ენერგიის ცვლილება X ღერძის გასწვრივ აღიწერება,

$$U(x) = \begin{cases} \infty, & x < 0 \\ 0, & 0 \leq x \leq a \\ \infty, & x > a \end{cases} \quad (1)$$

ფორმულით. სადაც, a - ორმოს სიგანეა, ხოლო, ენერგია აითვლება მისი ფსკერიდან. x ცვლადის ცვლილების მთლიანი არე გავყოთ სამ ნაწილად (ნახ. 2).

ამოცანის პირობის თანახმად (უსასრულოდ მა-



ნახ. 2.

ღალი „კედლები“), ნაწილაკი ვერ „გაჟონავს“ „ორმოს“ საზღვრებს გარეთ, ამიტომ „ორმოს“ საზღვრებს გარეთ მისი ყოფნის ალბათობა (და ცხადია ტალღური ფუნქცია) ნულის ტოლია. ცხადია, რომ ასეთ შემთხვევაში სასაზღვრო პირობებს გააჩნია შემდეგი სახე,

$$\psi(0) = \psi(a)$$

„ორმოს“ საზღვრებში ($0 \leq x \leq a$) შრედინგერის განტოლება ასე ჩაიწერება,

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) = 0$$

ან,

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + k^2\psi = 0, \text{ სადაც, } k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$$

რომლის ზოგადი ამონახსია,

$$\psi(x) = A \sin kx$$

$\psi(a) = A \sin ka = 0$ განტოლება სრულდება მხოლოდ მაშინ, როცა

$$k = \frac{n\pi}{a}$$

რომლის ორივე მხარე ავიყვანოთ კვადრატში,

$$k^2 = \frac{n^2\pi^2}{a^2}$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ, რომ

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$$

გვექნება,

$$\frac{2mE}{\hbar^2} = \frac{n^2\pi^2}{a^2}$$

აქედან შეიძლება განვსაზღვროთ ენერგია,

$$E = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2ma^2}, \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (2)$$

ან, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\hbar = h/2\pi$, გვექნება

$$E = \frac{h^2 n^2}{8ma^2}, \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (3)$$

სადაც, $n = 1, 2, \dots$. ე.ი. უსასრულოდ მაღალი „კედლების“ „პოტენციურ ორმოში“ ნაწილაკის ენერგია დებულობს მხოლოდ განსაზღვრულ დისკრეტულ მნიშვნელობებს, ანუ (ამბობენ რომ) კვანტურ მნიშვნელობებს. ენერგიის კვანტურ მნიშვნელობებს, ენერგიის დონეები ეწოდებათ, ხოლო, ენერგეტიკული დონეების განმსაზღვრელ n რიცხვს - მთავარი კვანტური რიცხვი. ამრიგად, მაღალი „კედლების“ „პოტენციურ ორმოში“ ნაწილაკი შეიძლება იმყოფებოდეს მხოლოდ განსაზღვრულ E_n ენერგეტიკულ დონეზე, ან სხვაგვარად, ნაწილაკი იმყოფება n კვანტურ მდგომარეობაში. ნაწილაკის მოძრაობა აღიწერება $\psi_n(x)$ ტალღური ფუნქციით,

$$\psi_n(x) = A \sin \frac{\pi n}{a} x$$

სადაც, A მუდმივა განისაზღვრება ნორმირების პირობიდან,

$$A^2 \int_0^a \sin^2 \frac{\pi n}{a} x dx = A^2 \frac{a}{2\pi n} \left[\pi n - \frac{1}{2} \sin(2y) \right] \Big|_0^{\pi n} = A^2 \frac{a}{2} = 1$$

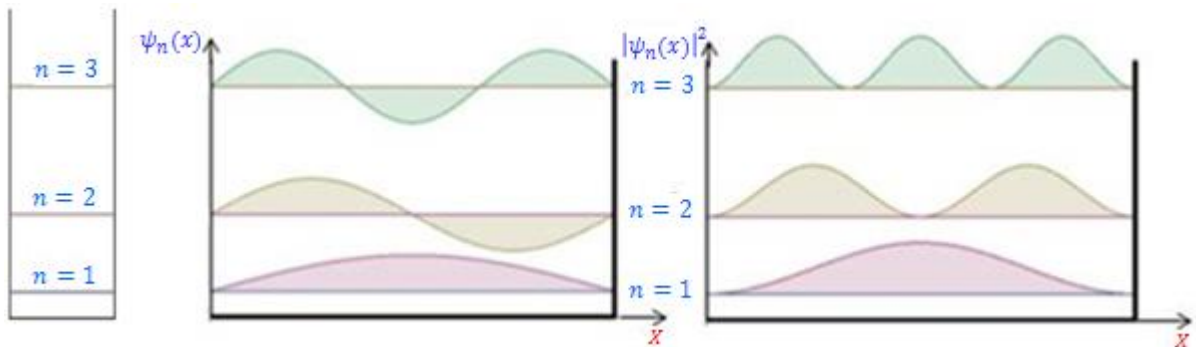
აქედან გამომდინარეობს, რომ $A = \sqrt{2/a}$. შესაბამისად, ტალღური ფუნქცია საბოლოო სახით ასე ჩაიწერება,

$$\psi(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{\pi n}{a} x\right)$$

სადაც, $n = 1, 2, 3, \dots$.

ენერგიის პირველი სამი დონე, მათი შესაბამისი ტალღური ფუნქციები და ტალღური ფუნქციების კვადრატები მოცემულია ნახაზზე (ნახ. 3). ნახაზიდან ჩანს, რომ ალბათობის სიმკვრივე იცვლება n კვანტური რიცხვის მიხედვით: როცა $n = 1$, ნაწილაკი შეიძლება იმყოფებოდეს ორმოცში, მაგრამ არა კიდეებზე; როცა $n = 2$, ნაწილაკი შეიძლება იმყოფებოდეს ან მარცხენა, ან მარჯვენა ნახევარზე, მაგრამ არა ორმოც შუაში და არა კიდეებზე, და ა.შ. ე.ი. არ შეიძლება ვილაპარაკოთ ნაწილაკის მოძრაობის ტრაექტორიაზე.

ალბათობის სიმკვრივის კოორდინატის მიხედვით განაწილება $|\psi(x)|^2$ არაერთგვაროვანია და დამოკიდებულია n კვანტურ რიცხვზე. რაც მეტია n , მით უფრო არაერთგვაროვანია. კლასიკური თვალსაზრისით, ნაწილაკზე ორმოცში არ მოქმედებს არავითარი ძალა და ის ერთნაირი ალ-



ნახ. 3.

ბათობით შეიძლება იმყოფებოდეს ნებისმიერ წერტილში.

როცა $n = 1$ გვაქვს ნულისაგან განსხვავებული უმცირესი ენერგია,

$$E_{min} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2}$$

ენერგიის მინიმუმის არსებობა გამომდინარეობს განუზღვრელობის თანაფარდობიდან, რადგან $\Delta x = a$, ამიტომ განუზღვრელობის თანაფარდობის პრინციპის თანახმად - $\Delta x \Delta p_x \geq \hbar$, შეიძლება დავწეროთ,

$$\Delta p_x = \frac{\hbar}{a}$$

რომლის

$$E_{min} = \frac{\Delta p^2}{2m}$$

ფორმულაში გათვალისწინებით, მიიღება,

$$E_{min} = \frac{\hbar^2}{2ma^2}$$

ან,

$$E_{min} = \frac{2\pi^2 \hbar^2}{ma^2}$$

მინიმალური ენერგიის ($n = 1$) შესაბამის მდგომარეობას, ძირითადი მდგომარეობა ეწოდება, დანარჩენებს - აგზნებული. უნდა აღინიშნოს, რომ ძირითადი მდგომარეობის ენერგია არ არის ნულის ტოლი.

ენერგიის მეზობელ დონეებს შორის მანძილი,

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{h^2}{8ma^2} (2n + 1)$$

რაც უფრო ნაკლებია ნაწილაკის მასა და მოძრაობის არის სიგანე, მით უფრო მეტია ΔE . ატომში ($a \sim 10^{-10}$ მ) ელექტრონისათვის ($m \sim 10^{-30}$ კგ) მიიღება $\Delta E \approx 10$ ევ. ხოლო, რაიმე ჭურჭელში ($a = 10^{-1}$ მ) მყოფი მოლეკულისათვის ($m \sim 10^{-27}$ კგ) კი გვექნება $\Delta E \sim 10^{-20}$ ევ. უკანასკნელ შემთხვევაში (მაკროსკოპული ზომის ორმოს სიგანე), მოლეკულის ენერგია შეიძლება ჩავთვალოთ უწყვეტად ცვლადი სიდიდე.

დონეებს შორის ფარდობითი მანძილი ტოლია,

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = \frac{2n + 1}{n^2} \sim \frac{1}{n} \rightarrow 0, \quad \text{როცა } n \rightarrow \infty$$

კვანტური რიცხვის დიდი მნიშვნელობებისას (დიდი აგზნებები), დისკრეტული მდგომარეობები აღარ გვექნება, ადგილი ექნება ენერგიის უწყვეტ ცვლილებებს.

მოძრაობა სასრული სიღრმის პოტენციურ ორმოში. ახლა განვიხილოთ ნაწილაკი სასრული სიღრმის პოტენციურ ორმოში (ნახ. 4). პოტენციური ენერგიის ცვლილება X ღერძის გასწვრივ აღიწერება ფორმულით

$$U(x) = \begin{cases} 0 & 0 < x < a \\ U_0 & x < 0, \quad x > a \end{cases} \quad (1)$$

ამ შემთხვევაში უნდა ამოიხსნას ორი განტოლება:

$$\psi'' + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0, \quad 0 < x < a \quad (2)$$

$$\psi'' + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U_0) \psi = 0, \quad \text{ორმოს გარეთ} \quad (3)$$

$x = 0$ და a საზღვრებზე, უნდა სრულდებოდეს $\psi(x)$ და $\psi'(x)$ ფუნქციების უწყვეტობის პირობა, ხოლო, როცა $x \rightarrow \pm \infty$ განტოლების ამონახსნი უნდა დარჩეს სასრული.

როცა $E < U_0$ შემოვიღოთ აღნიშვნა,

$$\frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E - U_0)} = k \quad (4)$$

პოტენციური ორმოს გარეთ, მოძრაობის განტოლება მიიღებს შემდეგ სახეს,

$$\psi'' + k^2 \psi = 0 \quad (5)$$

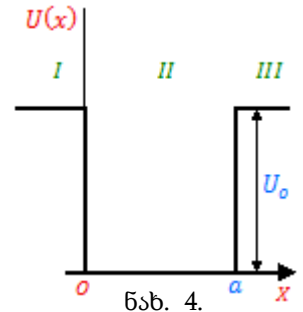
რომლის ზოგადი ამონახსნია,

$$\psi = c_1 e^{-kx} + c_2 e^{kx} \quad (6)$$

სადაც, $c_1, c_2 = \text{const.}$ როცა $x < 0$, ტალღური ფუნქციის სასრულობის პირობიდან, როცა $x \rightarrow -\infty$, მიიღება, რომ $c_1 = 0$, ე.ი. $\psi = c_2 e^{kx}$. ანალოგიურად, როცა $x > 0$, მიიღება რომ $c_2 = 0$, ე.ი. $\psi = c_1 e^{-kx}$. ცხადია, რომ ნაწილაკის $x > 0$ არეში ყოფნის ალბათობის სიმკვრივე (როცა $E < U_0$), შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით,

$$|\psi(x)|^2 = c_1^2 e^{-\frac{x}{x_0}}, \quad \text{სადაც, } x_0 = \frac{\hbar}{2\sqrt{2m(U_0 - E)}} \quad (7)$$

სადაც, $x_0 = \hbar / 2\sqrt{2m(U_0 - E)}$. (7) თანახმად, ბარიერის შიგნით ნაწილაკის ყოფნის ალბათობა, ექსპონენციალურად მიიღებს ($E < U_0$) ბარიერის კედლების არის სიღრმეში. x_0 სიდიდეს გააჩნია შემდეგი ფიზიკური აზრი: ეს არის მანძილი, რომელზედაც ბარიერის შიგნით (სიღრმეში) ნაწილაკის გავლის ალბათობა e -ჯერ მცირდება. $E < U_0$ კლასიკური ნაწილაკისათვის, ორმოს გარე არე აკრძალულია. ამიტომ, x_0 სიდიდეს, ნაწილაკის შეღწევის სიღრმე ეწოდება, კლასიკურად შეუღწევად არეში.



ნახ. 4.

(2) თანახმად, $0 < x < a$ არეში მოძრაობის განტოლება შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით,

$$\psi'' + k^2\psi = 0, \quad k = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2mE} \quad (8)$$

სადაც, $k = (1/\hbar)\sqrt{2mE}$. ამ განტოლების ზოგადი ამონახსნია,

$$\psi = c\sin(kx + \alpha)$$

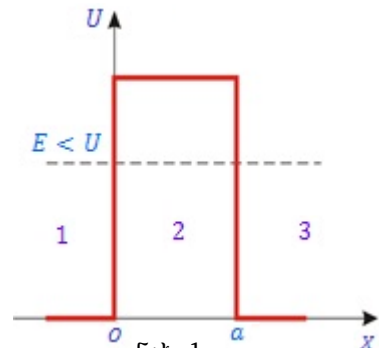
ამრიგად, $0 < x < a$ არეში ნაწილაკის ტალღური ფუნქცია განიცდის ოსცილაციას, ხოლო, $x < 0$ და $x > a$ არეებში, როცა $E < U_0$ - ექსპონენციალურად მიიღევა, როცა $x \rightarrow \pm\infty$ (ნახ. 5).



ნახ. 5.

§189. გვირაბული ეფექტი

ნაწილაკის პოტენციური ბარიერის გასწვრივ „შეღწევის“ („გავლის“) მოვლენას, გვირაბული ეფექტი ეწოდება. გვირაბული ეფექტი წარმოადგენს სპეციფიკურ კვანტურ მოვლენას. განვიხილოთ ერთგანზომილებიანი მოძრაობა. კიდევ ერთხელ დავრწმუნდებით, რომ ამ მარტივ შემთხვევაშიც მჟღავნდება მიკრონაწილაკის მოძრაობის, კლასიკურისაგან პრინციპული განსხვავება. (ერთგანზომილებიანი მოძრაობისას გაბნევა ნიშნავს მოძრაობის მიმართულების ცვლილებას საპირისპიროდ). დაუშვათ, რომ ნაწილაკის მოძრაობის გზაზე განლაგებულია სასრული სიგანის პოტენციური ბარიერი, რომლის შიგნით და გარეთ, ნაწილაკის პოტენციური ენერგიები მუდმივებია და განსხვავდებიან სასრული სიდიდით. ჩავთვალოთ, რომ საზღვარზე პოტენციური ენერგია იცვლება ნახტომისებურად (ნახ. 1). რეალურ პირობებში, გადასვლები რა თქმა უნდა მდოვრება. კოორდინატა სისტემა ავირჩიოთ ისეთნაირად, რომ X ღერძი ნაწილაკის მოძრაობის მიმართულების პარალელური იყოს. პოტენციური ენერგიის ცვლილება X ღერძის გასწვრივ აღიწერება,



ნახ. 1.

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 & (1 \text{ არე}) \\ U, & 0 \leq x \leq a & (2 \text{ არე}) \\ 0, & x > a & (3 \text{ არე}) \end{cases} \quad (1)$$

ფორმულით. 1 და 3 არეებისათვის, შრედიფერის განტოლება შემდეგი სახით ჩაიწერება,

$$\frac{d^2\psi_{1,3}}{dx^2} + k\psi_{1,3} = 0, \quad \text{სადაც, } k^2 = 2mE/\hbar^2 \quad (2)$$

ხოლო, II არისათვის კი შემდეგი სახით,

$$\frac{d^2\psi_2}{dx^2} + q^2\psi_2 = 0, \quad \text{სადაც, } q = i\beta - \text{წარმოსახვითი რიცხვია, } \beta = \sqrt{2m(E - U_0)}/\hbar^2 \quad (3)$$

ამ დიფერენციალური განტოლებების ზოგადი ამონახსნებია,

$$\psi_1(x) = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx} \quad (4)$$

$$\psi_2(x) = A_2 e^{iq?kx} + B_2 e^{-iq?kx} \quad (5)$$

$$\psi_3(x) = A_3 e^{ikx} + B_3 e^{-ikx} \quad (6)$$

თუ გავითვალისწინებთ q -ს მნიშვნელობას, და რომ $A_1 = 1$ და $B_3 = 0$, შრედიფერის განტოლების (4), (5) და (6) ამონახსნები მიიღებენ შემდეგ სახეს,

$$\psi_1(x) = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx} \quad (7)$$

$$\psi_2(x) = A_2 e^{-\beta x} + B_2 e^{\beta x} \quad (8)$$

$$\psi_3(x) = A_3 e^{ikx} \quad (9)$$

2 არეში ფუნქცია არ შეესაბამება ბრტყელ ტალღებს, რომლებიც ვრცელდებიან ორივე მხარეს, რადგან ხარი-სხის მაჩვენებლები არ წარმოსახვითებია, არამედ ნამდვილი.

$\psi_1(x)$, $\psi_2(x)$ და $\psi_3(x)$ ფუნქციების თვისებრივი ანალიზი ნაჩვენებია ნახ. 2):

1. 1 არეში დე ბროილის ბრტყელი ტალღა.

2. ტალღური ფუნქცია არ არის ნულის ტოლი ბარიერის შიგნითაც, მაგრამ უკვე არ შეესაბამება დე ბროილის ტალღებს.

3. 3 არეში, თუ ბარიერი არ არის ძალიან ფართო, გააჩნია დე ბროილის ტალღის სახე იგივე იმპულსით, ე.ი. იგივე სიხშირით, მაგრამ ნაკლები ამპლიტუდით.

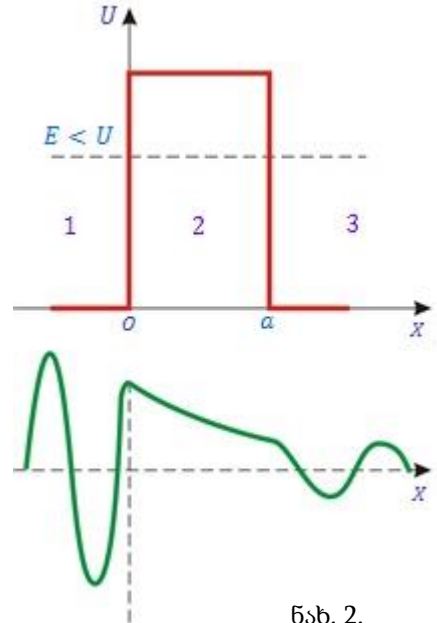
ამრიგად, კვანტური მექანიკით მიიღება პრინციპულად ახალი კვანტური მოვლენა - გვირაბულ ეფექტი, რომლის შედეგადაც მიკროობიექტი შეიძლება გავიდეს ბარიერში.

მართკუთხა ფორმის ბარიერისათვის გამჭვირვალობის კოეფიციენტი ტოლია,

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)a}\right)$$

ხოლო, ნებისმიერი ფორმის ბარიერისათვის,

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U_0 - E)} dx\right)$$



ნახ. 2.

§190. ფიზიკური სიდიდეები და ერთეულები

ექსპერიმენტის მიზანს წარმოადგენს ფიზიკური მოვლენების ისეთი პარამეტრების პოვნა, რომლებიც შეიძლება გავზომოთ. ფიზიკური სიდიდის გაზომვა ნიშნავს, ამ სიდიდის შედარებას პირობით ერთეულად მიღებულ ერთგვაროვან სიდიდესთან - ეტალონთან. გაზომილ სიდიდეებს შორის შეიძლება დავამყაროთ განსაზღვრული ფუნქციური დამოკიდებულება. რიცხვს, რომელიც მიიღება გაზომვისას, ფიზიკური სიდიდის რიცხვითი მნიშვნელობა $\{G\}$ ეწოდება. ნებისმიერი G ფიზიკური სიდიდე ტოლია, რიცხვითი მნიშვნელობისა $\{G\}$ და განზომილების ერთეულის $[G]$ ნამრავლის,

$$G = \{G\}[G] \quad (1)$$

ფიზიკური სიდიდეები დაკავშირებულია ერთმანეთთან მათემატიკური განტოლებებით. შეიძლება გამოვყოთ რამოდენიმე დამოუკიდებელი სიდიდე, რომლებიც არ არიან დაკავშირებული ერთმანეთთან. მათ ძირითად ფიზიკურ სიდიდეებს უწოდებენ. ეს სიდიდეები შეიძლება ავირჩიოთ ნებისმიერად. ამიტომ არსებობს საერთაშორისო შეთანხმება, რომელიც განსაზღვრავს ძირითად ფიზიკურ სიდიდეებს. მათი არჩევა განპირობებულია მოხერხებულობის და პრაქტიკული მოსაზრებით. ყველა დანარჩენ სიდიდეებს წარმოებულს უწოდებენ. ისინი განისაზღვრებიან განტოლებებით, რომლებშიც შედიან ძირითადი ფიზიკური სიდიდეები, ან მათი კომბინაციები. წარმოებული ფიზიკური სიდიდეები შეიძლება წარმოვადგინოთ ძირითადი სიდიდეების ნამრავლის სახით,

$$G = B_1^{\beta_1} B_2^{\beta_2} \dots B_n^{\beta_n} \quad (2)$$

სადაც, β_i - ხარისხის მაჩვენებელი დადებითი, ან უარყოფითი რაციონალური რიცხვია.

ძირითადი და წარმოებული ფიზიკური სიდიდეები შეადგენენ ერთეულთა საერთაშორისო სისტემის (შემოკლებით SI სისტემა) საფუძველს. ერთეულთა საერთაშორისო სისტემა შვიდი ძირითადი ერთეულის გარდა ასევე შეიცავს ორ დამატებით და მრავალ წარმოებულ ერთეულებს (ცხრ. 1). არსებობს ძირითადი ფიზიკური სიდიდეების ზუსტი განსაზღვრა:

სიგრძის ერთეული - მეტრი (მ), ტოლია მანძილის, რომელსაც გადის სინათლე ვაკუუმში წამის $1/299792458$ ნაწილის განმავლობაში.

მასის ერთეული - კილოგრამი (კგ), ტოლია 39 მმ დიამეტრისა და ამავ სიმაღლის პლატინისა (90%) და ირიდიუმის (10%) შენადნობის ცილინდრული ფორმის მასის ეტალონის, რომელიც ინახება ზომისა და წონის საერთაშორისო ბიუროში, ქ. სევრში, პარიზის მახლობლად (საფრანგეთი).

დროის ერთეული - წამი (წმ), ტოლია ცეზიუმის (Cs^{133}) ატომის ძირითადი მდგომარეობის ($2S_{1/2}$) ზენაზი სტრუქტურის $F = 4, m_F = 0$ და $F = 3, m_F = 0$ დონეებს შორის კვანტურ გადასვლების შესაბამის გამოსხივების $9.192631770 \cdot 10^9$ რხევის ხანგრძლივობის.

დენის ძალის ერთეული - ამპერი (ა), ტოლია მუდმივი ელექტრული დენის ძალის, რომელიც მცირე წრიული კვეთის წრფივ უსასრულო სიგრძის, ვაკუუმში ერთმანეთისაგან 1მ მანძილით დაშორებულ ორ პარალელურ გამტარში გავლისას, მათ შორის 1მ სიგრძის გამტარის უბანზე იწვევს $2 \cdot 10^{-7}$ ნ ძალის ურთიერთმოქმედებას.

თერმოდინამიკური ტემპერატურის ერთეული - კელვინი (K), ტოლია წყლის სამმაგი წერტილის თერმოდინამიკური ტემპერატურის $1/273.16$ ნაწილის.

ნივთიერების რაოდენობის ერთეული - მოლი, ტოლია სისტემის ნივთიერების რაოდენობის რომელიც შეიცავს იმდენ სტრუქტურულ ელემენტს (ატომს, მოლეკულას, იონს, ელექტრონს),

(ცხრ. 1).

ფიზიკური სიდიდე	გაზომვის ერთეული	აღნიშვნა	
		ქართული	საერთაშორისო
სიგრძე	მეტრი (L)	მ	m
მასა	კილოგრამი (M)	კგ	kg
დრო	წამი (T)	წმ	s
ელექტრული დენის ძალა	ამპერი (I)	ა	A
თერმოდინამიკური ტემპერატურა	კელვინი (θ)	კელვინი	K
ნივთიერების რაოდენობა	მოლი (N)	მოლი	mol
სინათლის ძალა	კანდელი (J)	კდ	cd
დამატებითი ფიზიკური სიდიდეები			
ბრტყელი კუთხე	რადიანი (φ)	რად.	rad
სხეულოვანი კუთხე	სტერადიანი (Ω)	სტერად.	sr
წარმოებული ფიზიკური სიდიდეები			
ფართობი	m^2 (S)	m^2	m^2
მოცულობა	m^3 (V)	m^3	m^3
სიმკვრივე	$კგ/მ^3$ (ρ)	$კგ/მ^3$	kg/m^3
სიჩქარე	$მ/წმ$ (v)	$მ/წმ$	m/s
აჩქარება	$მ/წმ^2$ (a)	$მ/წმ^2$	m/s^2
ძალა	ნიუტონი (F)	ნ	N
სიხშირე	ჰერცი (ν)	ჰც	Hz
წნევა	პასკალი (p)	პა	Pa
ენერგია, მუშაობა	ჯოული (E, A)	ჯ	J
სიმძლავრე	ვატი (N, P)	ვტ	W
ელექტრული მუხტი	კულონი (q)	კ	C
ელექტრული ველის დაძაბულობა	$ვ/მ$ (E)	$ვ/მ$	V/m
ძაბვა (პოტენციალი)	ვოლტი (U, φ)	ვ	V
ელექტროტევადობა	ფარადი (C)	ფ	F
ელექტრული წინაღობა	ომი (R)	ომი	Ω
მაგნიტური ნაკადი	ვებერი (Φ)	ვბ	Wb
მაგნიტური ინდუქცია	ტესლა (B)	ტლ	T
ინდუქციურობა	ჰენრი (L)	ჰნ	H
სინათლის ნაკადი	ლუმენი (Φ)	ლმ	lm
განათებულობა	ლუქსი (E)	ლქ	lx
რადიაქტიურობა	ბეკერელი (N)	ბკ	Bq

რამდენ ატომსაც შეიცავს 0,012კგ მასის ნახშირბადი (^{12}C).

სინათლის ძალის ერთეული - კანდელი, ტოლია წყაროს სინათლის ძალის, რომლის $540 \cdot 10^{12}$ ჰც სიხშირის მონოქრომატული გამოსხივებას, 1სტრ სიდიდის სხეულოვანი კუთხის განსაზღვრული მიმართულებით, გააჩნია $1/683$ ვტ სიმძლავრე.

ერთეულთა საერთაშორისო სისტემასთან ერთად გამოიყენება სისტემგარეშე ერთეულები (ცხრ. 2).

ფიზიკური სიდიდე	გაზომვის ერთეული	აღნიშვნა		ერთეულთა საერთაშორისო სისტემასთან თანაფარდობა
		ქართული	საერთაშორისო	
მასა	მასის ატომური ერთეული	მ.ა.ე.	<i>u</i>	$\sim 1.66057 \cdot 10^{-27}$ კგ
მასა	უნიცია	უნიცია	Oz t	31.1034768გ
მოცულობა	ლიტრი	ლ	<i>ℓ</i>	10^{-3} მ ³
სიგრძე	სინათლის წელი	ს.წ.	<i>ℓy</i>	$\sim 9.4605 \cdot 10^{15}$ მ
სიგრძე	საზღვაო მილი	მილი	<i>n mile</i>	1852მ
სიგრძე	ფუტი	ფუტი	<i>ft</i>	0.3048მ
სიჩქარე	კვანძი	კვანძი	<i>kt</i>	0.514(4) მ/წმ
ენერგია	ელექტრონ-ვოლტი	ევ	<i>eV</i>	$\sim 1.60219 \cdot 10^{-16}$ ჯ
წნევა	ბარი	ბარი	<i>bar</i>	10^5 პა
ნატურალური ლოგარითმი	ნეპერი	ნეპერი	<i>Np</i>	$1Np = 0.8686 \dots B$ $= 8.686 \dots dB$
გამოსხივების შთანთქმული დოზა	გრეი	გრეი	<i>Gy</i>	1გრეი = 1 ჯ/კგ
გამოსხივების ექვივალენტური დოზა	ზივერტი	ზივერტი	<i>Sv</i>	1ზივერტი = 1 ჯ/კგ

თუ როგორაა დაკავშირებული მოცემული სიდიდე ძირითად ფიზიკურ სიდიდეებთან გვიჩვენებს განზომილება. ფიზიკური სიდიდის განზომილება აღინიშნება *dim* სიმბოლოთი (ლათ. სიტყვა *dimension* - განზომილება). ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში ძირითად ფიზიკურ სიდიდეების განზომილებები აღინიშნებიან შესაბამისი ასომთავრულით: სიგრძე - *dim m* = *L*, მასა - *dim kg* = *M*, დრო - *dim t* = *T*, დენის ძალა - *dim A* = *I*, ტემპერატურა - *dim K* = Θ , ნივთიერების რაოდენობა - *dim mol* = *N* და სინათლის ძალა - *dim cd* = *J*. რაიმე სიდიდის განზომილება *SI* სისტემაში ზოგადი სახით გამოისახება შემდეგნაირად,

$$dim G = L^{\beta_1} M^{\beta_2} T^{\beta_3} I^{\beta_4} \Theta^{\beta_5} N^{\beta_6} J^{\beta_7} \quad (3)$$

სადაც, *L, M, T, I, Θ, N, J* - შესაბამისი ფიზიკური სიდიდეების განზომილებებია, $\beta_1, \beta_2, \beta_3, \beta_4, \beta_5, \beta_6$ - განზომილების მაჩვენებლები. განზომილების ყოველი მაჩვენებელი შეიძლება იყოს დადებითი ან უარყოფითი, მთელი ან წილადი, და ნული. მაგალითად, ფართობის განზომილება იქნება - L^2 , სიჩქარის - LT^{-1} , აჩქარების - LT^{-2} , ძალის - MLT^{-2} , და ა.შ. კინეტიკური ენერგიის განზომილებას გააჩნია შემდეგი სახე,

$$K = dim \frac{mv^2}{2} = ML^2T^{-2} \quad (4)$$

როცა განზომილების ყველა მაჩვენებელი ნულის ტოლია, მაშინ სიდიდეს განზომილება არ გააჩნია (მას უგანზომილებო ეწოდება). ის შეიძლება იყოს ფარდობითი, გამოისახებოდეს როგორც ერთსახელიანი სიდიდეების ფარდობა (მაგალითად, ფარდობითი დიელექტრული შეღწევადობა) და ლოგარითმული, რომელიც განისაზღვრება როგორც ფარდობითი სიდიდის ლოგარითმი.

ფიზიკური სიდიდე და მისი განზომილება - ეს ერთი და იგივე არაა არ არის. ერთნაირი განზომილება შეიძლება გააჩნდეს თავიანთი ბუნებით სავსებით განსხვავებულ ფიზიკურ სიდიდეებს. განზომილების სიდიდე მნიშვნელოვანია ფიზიკურ სიდიდეებს შორის თანაფარდობის სისწორის შესამოწმებლად.

პრაქტიკაში გავრცელებულია ზოგიერთი ერთეულის ჯერადი ნაწილები. ჯერადი ერთეულები, აგრეთვე მათი დასახელებები და აღნიშვნები გამოისახება მამრავლებით და თავსართებით, რომლებიც ცხრილშია მოცემული.

დასახელება		სიმბოლო	მამრავლი კოეფიციენტი
ქართული	საერთაშორისო		
იოტა	<i>yotta</i>	<i>Y</i>	$1\,000\,000\,000\,000\,000\,000\,000\,000 = 10^{24}$
ზეტა	<i>zetta</i>	<i>Z</i>	$1\,000\,000\,000\,000\,000\,000\,000 = 10^{21}$
ექსა	<i>exa</i>	<i>E</i>	$1\,000\,000\,000\,000\,000\,000 = 10^{18}$
პეტა	<i>peta</i>	<i>p</i>	$1\,000\,000\,000\,000\,000 = 10^{15}$
ტერა	<i>tera</i>	<i>T</i>	$1\,000\,000\,000\,000 = 10^{12}$
გიგა	<i>giga</i>	<i>G</i>	$1\,000\,000\,000 = 10^9$
მეგა	<i>mega</i>	<i>M</i>	$1\,000\,000 = 10^6$
კილო	<i>kilo</i>	<i>k</i>	$1\,000 = 10^3$
ჰექტო	<i>hecto</i>	<i>h</i>	$100 = 10^2$
დეკა	<i>deka</i>	<i>da</i>	$10 = 10^1$
დეცი	<i>deci</i>	<i>d</i>	$0.1 = 10^{-1}$
ცენტი	<i>centi</i>	<i>c</i>	$0.01 = 10^{-2}$
მილი	<i>milli</i>	<i>m</i>	$0.001 = 10^{-3}$
მიკრო	<i>mikro</i>	μ	$0.000001 = 10^{-6}$
ნანო	<i>nano</i>	<i>n</i>	$0.000000001 = 10^{-9}$
პიკო	<i>piko</i>	<i>p</i>	$0.000\,000\,000\,001 = 10^{-12}$
ფემტო	<i>femto</i>	<i>f</i>	$0.000\,000\,000\,000\,001 = 10^{-15}$
ატო	<i>atto</i>	<i>a</i>	$0.000\,000\,000\,000\,000\,001 = 10^{-18}$
ზეპტო	<i>zepto</i>	<i>z</i>	$0.000\,000\,000\,000\,000\,000\,001 = 10^{-21}$
იოკტო	<i>yocto</i>	<i>y</i>	$0.000\,000\,000\,000\,000\,000\,000\,001 = 10^{-24}$

თავსართი ან მისი აღნიშვნა უნდა ჩაიწეროს იმ ერთეულის დასახელებასთან ერთად, რომელსაც ის ერთვის (მაგალითად, პიკოფარადი), ან, მის აღნიშვნასთან ერთად (მაგალითად, კვტ).

§191. ცდომილებათა თეორიის საფუძვლები

ლაბორატორიული სამუშაოების შესრულება დაკავშირებულია, სხვადასხვა ფიზიკური სიდიდეების გაზომვებთან და მიღებული შედეგების შემდგომ დამუშავებასთან. რადგან, არ არსებობს აბსოლუტურად ზუსტი ხელსაწყოები და გაზომვის სხვა საშუალებები, ცხადია, რომ არ არსებობს გაზომვების აბსოლუტურად ზუსტი შედეგები.

რაიმე სიდიდის, ერთეულად მიღებულ სხვა ერთგვაროვან სიდიდესთან შედარებას გაზომვა ეწოდება, ხოლო, მიღებულ რიცხვით მნიშვნელობას გაზომვის შედეგი. განასხვავებენ პირდაპირ (უშუალო) და ირიბ გაზომვებს. პირდაპირი გაზომვის ძირითადი განტოლებაა,

$$\lambda = N \cdot k \quad (1)$$

სადაც, λ - გაზომვის შედეგია, k - გაზომვის (შედარების) ერთეულად მიღებული მნიშვნელობაა, N - განზოგადოებული რიცხვია, რომელიც გვიჩვენებს თუ რამდენჯერ მეტია λ , k -ზე. ირიბი გაზომვა - ისეთი გაზომვაა, რომელიც მიიღება გასაზომი ფიზიკური სიდიდის მნიშვნელობის, სხვა პირდაპირი გაზომვებისა მიღებული ფიზიკურ სიდიდეების მნიშვნელობებთან დამაკავშირებელი ფორმულების საშუალებით. ირიბი გაზომვის განტოლებაა

$$\lambda = f(\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n) \quad (2)$$

გაზომვის ცდომილებები. გაზომვის პროცესი მიმდინარეობს დროში და განსაზღვრულ პირობებში. მასში მონაწილეობენ გაზომვის ობიექტი, გამზომი ხელსაწყო, დამკვირვებელი (ექსპერიმენტატორი) და გარემო, სადაც მიმდინარეობს გაზომვა. შესაბამისად, გაზომვის შედეგებზე გავლენას ახდენს, გამზომი ხელსაწყოს ხარისხი, დამკვირვებლის კვალიფიკაცია, გასაზომი ობიექტის მდგომარეობა და გარემოს ცვლილება დროის მიხედვით. აღნიშნული ფაქტორების გავლენის გამო, ერთი და იმავე სიდიდის, მრავალჯერადი გაზომვის შედეგები, შეიძლება განსხვავდებოდნენ ერთმანეთისაგან და არ ემთხვეოდნენ გასაზომი სიდიდის ჭეშმარიტ მნიშვნელობას. გაზომვის შედეგების (x), ჭეშმარიტი მნიშვნელობისაგან (x_0) გადახრას, გაზომვის ცდომილება ეწოდება,

$$\Delta = x - x_0 \quad (3)$$

ცდომილებები წარმოიშობიან ნებისმიერი გაზომვებისას, და ამიტომ, მხოლოდ ჩატარებული გაზომვების და გამოთვლების ცდომილებების სწორი შეფასება გვაძლევს საშუალებას, გავარკვიოთ მიღებული შედეგების სარწმუნოების ხარისხი. შესაძლებელია ცდომილებების შემდეგი კლასიფიკაცია:

უხეში ცდომილებები - რაც შეიძლება გამოწვეული იყოს ექსპერიმენტატორის შეცდომებით, ან გამზომი მოწყობილობის მთლიანად, ან სხვადასხვა ნაწილების გაუმართაობით. ასეთი ცდომილებები ადვილი აღმოსაჩენია და შეიძლება გამოვრიცხოთ.

სისტემატური ცდომილებები - რომლის გამომწვევი მიზეზებია გამოყენებული გამზომი ხელსაწყოს არასწორი ჩვენებები, გაზომვის არასწორი მეთოდები, ცდის პირობების მუდმივი ცვალებადობა, გარემომცველი გარემოს გავლენა, ექსპერიმენტატორის მუდმივი შეცდომები და სხვა პარამეტრების გაუთვალისწინებელი გავლენები. სისტემატური ცდომილებების აღმოჩენა და გამორიცხვა არ არის ადვილი საქმე და არ არსებობს ზოგადი მეთოდი. სისტემატური ცდომილებები არ აღიწერებიან მათემატიკური სტატისტიკის მეთოდებით. ისინი შეიძლება შევამციროთ ხელსაწყოების შესწავლის გზით, რომლითაც სარგებლობენ სამუშაოების შესრულებისას და გაზომვის შედეგებში შესაბამისი შესწორებების შეტანით.

ელექტროგამზომი ხელსაწყოების სიზუსტის კლასი მითითებულია უშუალოდ ხელსაწყოს შკალაზე. ხელსაწყოს სიზუსტის კლასი (γ) - არის, ხელსაწყოს აბსოლუტური ცდომილების (Δx_0),

გასაზომი სიდიდის მაქსიმალურ მნიშვნელობასთან ($x_{\text{მაქს.}}$) ფარდობა (ან სხვაგვარად, ეს არის მოცემული ხელსაწყო სისტემატური ფარდობითი ცდომილება, გამოსახული პროცენტებში),

$$\gamma = \frac{\Delta x_b}{x_{\text{მაქს.}}} \cdot 100\%$$

მაშინ, ასეთი ხელსაწყო აბსოლუტური ცდომილება განისაზღვრება თანაფარდობით,

$$\Delta x_b = \frac{\gamma \cdot x_{\text{მაქს.}}}{100\%} \quad (4)$$

ელექტროგამზომი ხელსაწყოებისათვის შემოღებულია 8 სიზუსტის კლასი: 0.05; 0.1; 0.5; 1.0; 1.5; 2.0; 2.5; 4. მაგალითად, დაუშვათ, რომ გვაქვს 1.5 კლასის, 20ა-ანი შკალის ამპერმეტრი. მისი საშუალებით ნებისმიერი მნიშვნელობის დენის გაზომვისას, აბსოლუტური მნიშვნელობა ტოლი იქნება $0.015 \cdot 20 = 0.3\text{ა}$.

როცა ხელსაწყო სიზუსტის კლასი არ არის მითითებული, მაშინ აუცილებელია საჭიროა ვისარგებლოთ შემდეგი წესებით:

ნონიუსიანი ხელსაწყო აბსოლუტური ცდომილება ტოლია ნონიუსის სიზუსტის.

ფიქსირებული ბიჯის ისრიანი ხელსაწყო აბსოლუტური ცდომილება, დანაყოფის ფასის ტოლია. დანაყოფის ფასი არის, გასაზომი სიდიდე, რომელიც იწვევს ხელსაწყო მარჯვენა ბიჯის გადახრას, ერთი დანაყოფით. დანაყოფის ფასი განისაზღვრება, ხელსაწყო გაზომვის ზედა საზღვრის, შკალის დანაყოფების რიცხვთან ფარდობით.

ციფრული ხელსაწყოების აბსოლუტური ცდომილება ტოლია მინიმალური თანრიგის ერთეულის.

ყველა დანარჩენი ხელსაწყოებისათვის, აბსოლუტური ცდომილება მიღებულია დანაყოფის ფასის ნახევრის ტოლი.

შემთხვევითი ცდომილებები - არსებობენ ყოველთვის ნებისმიერი გაზომვებისას, შეიძლება დაშვებული იქნეს ნებისმიერი ექსპერიმენტატორის მიერ და განპირობებულია, გაზომვის ჩატარებისას, გარეშე და შიგა პარამეტრების ფლუქტუაციებით. ეს ფლუქტუაციები შემთხვევითებია და წინასწარ უცნობებია. თუ გაზომვებისას ჩვენ ვერ აღმოვაჩინეთ შემთხვევითი ცდომილებები, ეს იმას ნიშნავს, რომ გაზომვის მეთოდი არასაკმარისად ზუსტია, ან, ხელსაწყოები არასაკმარისად მგრძნობიარეა. შემთხვევითი ცდომილების (სიდიდის) შეფასება ერთი გაზომვით შეუძლებელია, ამიტომ საჭიროა გაზომვების განმეორებები, ხოლო, მიღებული მონაცემების ერთობლიობის დამუშავება ალბათობის თეორიისა და მათემატიკური სტატისტიკის მეთოდებით. ორივე მეთოდი ქმნიან ცდომილებათა თეორიის საფუძველს. შესაბამისად, ცდომილებათა თეორია სამართლიანია მხოლოდ შემთხვევითი ცდომილებებისათვის.

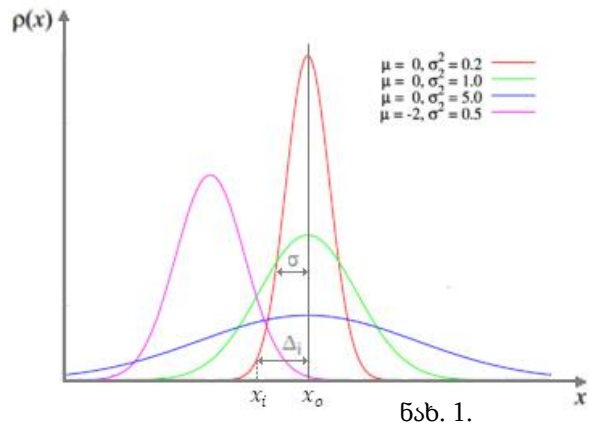
განვიხილოთ ყველაზე მარტივი შემთხვევა, როცა ერთი და იგივე ფიზიკური სიდიდის გაზომვა ხდება n -ჯერ. თუ რაიმე მუდმივი მნიშვნელობის მქონე ერთი და იმავე ფიზიკური სიდიდის გაზომვის შედეგის გაფანტვა განპირობებულია მრავალი სხვადასხვა მიზეზით, რომელთაგან თითოეულის წვლილი უმნიშვნელოა ყველა დანარჩენის ჯამურ მოქმედებასთან შედარებით, მაშინ გაზომვის შედეგი აღიწერება ნორმალური განაწილების კანონით, რომელიც დადგენილი იქნა გერმანელი მეცნიერის გაუსის მიერ. ასეთი პროცესები ფართოდაა გავრცელებული, ამიტომ შეიძლება ითქვას, რომ ყველა განაწილებებიდან, ბუნებაში ყველაზე ხშირად გვხვდება, სწორედ ნორმალური განაწილება. სხვა განაწილებები მისწრაფვიან ნორმალური განაწილებისაკენ. ნორმალური განაწილების კანონი სამართლიანია მხოლოდ უწყვეტი შემთხვევითი სიდიდეებისათვის. ნორმალური განაწილება შეიძლება მოცემული იყოს განაწილების სიმკვრივის, ან, განაწილების ფუნქციის სახით. შემთხვევითი სიდიდის ნორმალური განაწილების სიმკვრივის ფუნქციას

გააჩნია შემდეგი სახე,

$$\rho(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-x_o)^2}{2\sigma^2}} \quad (5)$$

სადაც, x - გაზომვის შემთხვევითი სიდიდეა, $x \in [0; \infty]$; x_o - მისი ჭეშმარიტი (ნამდვილი) მნიშვნელობა (ხშირ შემთხვევაში უცნობია) $x_o > 0$; σ^2 - განაწილების დისპერსია, $\sigma > 0$; $e = 2.71928$ - ფუნდამენტური მათემატიკური მუდმივა.

ნორმალური განაწილების $\rho(x)$ სიმკვრივის ფუნქციის მრუდი წარმოდგენილია ნახაზზე (ნახ. 1) დისპერსიის სხვადასხვა მნიშვნელობისათვის. როგორც ჩანს გაზომვის მაქსიმალური ალბათობა შეესაბამება x_o ჭეშმარიტ მნიშვნელობას. მწვანე ფერის მრუდი შეესაბამება სტანდარტულ ნორმალურ განაწილებას. როცა $x_o = 0$, $\sigma = 1$ ნორმალურ განაწილებას სტანდარტული ეწოდება. ნორმალური განაწილების სიმკვრივის ფუნქციის მრუდი ყოველთვის იმყოფება აბსცისათა ღერძის ზევით და მის მიერ შემოსაზღვრული სრული ფართობი ყოველთვის ერთს ტოლია.



ნახ. 1.

ერთნაირი სიზუსტით გაზომვებისას, გასაზომი სიდიდის ყველაზე ალბათური მნიშვნელობა არის, n გაზომვის საშუალო არითმეტიკული,

$$\bar{x} = \frac{x_1 + x_2 + \dots + x_n}{n} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (6)$$

სადაც, x_i - x შემთხვევითი სიდიდის i -ური გაზომვის მნიშვნელობაა. $\bar{x}$ საშუალო არითმეტიკული, შეიძლება გამოყენებული იქნეს x_o ჭეშმარიტ მნიშვნელობად. რაც უფრო მეტი ცდაა ჩატარებული, მით უფრო უკეთესად სრულდება ეს მტკიცებულება, ე.ი.

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \bar{x}_n = x_o$$

მოცემული გაზომვისას მიღებულ მნიშვნელობასა და საშუალო არითმეტიკულს შორის სხვაობას, ცალკეული გაზომვის ცდომილება ეწოდება,

$$\Delta x_i = \bar{x} - x_i$$

ცალკეული გაზომვების ცდომილებების, აბსოლუტური მნიშვნელობების საშუალო არითმეტიკულს, გაზომვის აბსოლუტური ცდომილება ეწოდება,

$$\Delta x = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |\Delta x_i| \quad (7)$$

დიდი რიცხვი გაზომვებისას, შემთხვევითი ცდომილებები თანაბარალბათურია გასაზომი სიდიდის ჭეშმარიტი მნიშვნელობის როგორც ზრდადობის, ისე კლებადობის მხრივ, ე.ი. x მოთავსებულია

$$\bar{x} - \Delta x < x < \bar{x} + \Delta x \quad (8)$$

ინტერვალში. ანუ,

$$x = \bar{x} \pm \Delta x \quad (9)$$

საშუალო აბსოლუტური ცდომილების, გასაზომი სიდიდის საშუალო მნიშვნელობასთან ფარდობას, გამოსახულს პროცენტებში, ფარდობითი ცდომილება ეწოდება,

$$\delta = \frac{\Delta x}{\bar{x}} \cdot 100\% \quad (10)$$

ფარდობითი ცდომილება ახასიათებს გაზომვის სიზუსტეს.

რეალურ ექსპერიმენტში ჩვენ საქმე გვაქვს გაზომვების სასრულო რიცხვთან. ამიტომ, ისევე როგორც საშუალო არითმეტიკულისათვის, შემოაქვთ სიდიდე, რომელიც ახასიათებს x შემთხვევითი სიდიდის $\bar{x}$ -დან საშუალო გადახრას. მას ცალკეული გაზომვის საშუალო-კვადრატული ცდომილება (ან, სტანდარტული გადახრა) ეწოდება,

$$S = \sqrt{\frac{(\bar{x} - x_1)^2 + (\bar{x} - x_2)^2 + \dots + (\bar{x} - x_n)^2}{n - 1}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2}{n - 1}} \quad (11)$$

სადაც, n - დაკვირვებათა რიცხვია. როცა დაკვირვებათა რიცხვი ძალიან დიდია მაშინ S სიდიდე მიისწრაფვის σ მნიშვნელობისაკენ

$$\lim_{n \rightarrow \infty} S = \sigma$$

და რაც უფრო მეტია n , მით უფრო ზუსტია

$$S \approx \sigma \quad (12)$$

ტოლობა. ცხადია, რომ ცდის საშუალებით განისაზღვრება მხოლოდ S . σ^2 გაზომვის დისპერსია ეწოდება.

ალბათობა იმისა, რომ i -ური გაზომვის x_i შედეგი, განსხვავდება x_o ჭეშმარიტი მნიშვნელობისაგან არაუმეტეს Δx აბსოლუტური მნიშვნელობისა, ტოლია

$$P\left(\begin{matrix} x_o - \Delta x \leq x \leq x_o + \Delta x \\ -\Delta x \leq (x - x_o) \leq \Delta x \\ x - \Delta x \leq x_o \leq x + \Delta x \end{matrix}\right) = \int_{x_o - \Delta x}^{x_o + \Delta x} \rho(x) dx = \alpha \quad (13)$$

ამ ალბათობას, ნდობა, ან, ნდობის ალბათობა ეწოდება. ე.ი. α - არის ალბათობა იმისა, რომ გაზომვის ცალკეული შედეგი განსხვავდება ჭეშმარიტი მნიშვნელობისაგან არაუმეტეს Δx სიდიდით. Δx სიდიდეს ნდობის ინტერვალი ეწოდება. ნებისმიერი Δx სიდიდისათვის, ნორმალური განაწილების (5) ფორმულით შეიძლება გამოთვლილი იქნეს შესაბამისი ნდობის ალბათობა (α). შედეგები მოცემულია ცხრილში (ცხრ. 1).

ცხრილი (ცხრ. 1).

ε	α	ε	α	ε	α	ε	α
0	0	0.9	0.63	2.0	0.95	3.1	0.9981
0.05	0.04	1.0	0.68	2.1	0.964	3.2	0.9986
0.1	0.08	1.1	0.73	2.2	0.972	3.3	0.9990
0.15	0.12	1.2	0.77	2.3	0.978	3.4	0.9993
0.2	0.16	1.3	0.80	2.4	0.984	3.5	0.9995
0.3	0.24	1.4	0.84	2.5	0.988	3.6	0.9997
0.4	0.31	1.5	0.87	2.6	0.990	3.7	0.9998
0.5	0.38	1.6	0.89	2.7	0.993	3.8	0.99986
0.6	0.45	1.7	0.91	2.8	0.995	3.9	0.99990
0.7	0.51	1.8	0.93	2.9	0.996	4.0	0.99993
0.8	0.57	1.9	0.94	3.0	0.997		

ცხრილში ფიგურირებს ფარდობითი სიდიდე $\varepsilon = \Delta x / \sigma$. იმისათვის, რომ ვისარგებლოთ ცხრილით უნდა ვიცოდეთ σ დისპერსია. ის განისაზღვრება მიახლოებით, მისი სტანდარტულ საშუალო-კვადრატულ ცდომილებასთან (S) გათანაბრებით. სტანდარტული საშუალო-კვადრატული ცდომილება კი გამოითვლება ექსპერიმენტული მონაცემების საფუძველზე. შემთხვევითი გაზომვების დამუშავების ერთერთი ამოცანაა, ნდობის ალბათობის მოცემული მნიშვნელობით,

მისი შესაბამისი ნდობის ინტერვალის განსაზღვრა. შესაძლებელია საპირისპირო ამოცანა: მოცემულია Δx და უნდა განვსაზღვროთ α . მაგალითად, $\Delta x = \sigma$ ($\varepsilon = 1$) ნდობის ინტერვალის, შესაბამისი ნდობის ალბათობა $\alpha = 0.68$. ასევე, $\Delta x = 2\sigma \rightarrow \alpha = 0.95$, $\Delta x = 3\sigma \rightarrow \alpha = 0.97$. როგორც ჩანს, რაც მეტია ნდობის ინტერვალი, მით უფრო მეტია ნდობის ალბათობა (ნდობა). იმ შემთხვევაში, როცა საჭიროა მაღალი ნდობა (სამხედრო ტექნიკა, ავიაცია, კოსმონავტიკა და სხვ.) დასაშვებია რამოდენიმე σ .

გაზომვების მცირე რიცხვის შემთხვევაში (5) ნორმალური განაწილების გამოყენებისას შემთხვევაში მიიღება შეცდომები და მით უფრო მეტი დიდი რაც უფრო ნაკლებია n . ამიტომ, ასეთ შემთხვევაში უნდა გამოვიყენოთ გამოიყენება გამოყენებული უნდა იქნეს ალბათობის უფრო ზუსტი განაწილება. ასეთი განაწილება $n \geq 2$ -სათვის გამოთვლილია, მოცემულია ცხრილის სახით და სტიუდენტის განაწილება ეწოდება (ცხრ. 2).

ცხრილი 2. სტიუდენტის კოეფიციენტები

n	α									
	0.10	0.20	0.30	0.40	0.50	0.60	0.70	0.80	0.90	0.99
2	0.16	0.33	0.51	0.73	1.00	1.38	2.0	3.1	6.3	63.7
3	0.14	0.29	0.45	0.62	0.82	1.06	1.3	1.9	2.9	9.9
4	0.14	0.28	0.42	0.58	0.77	0.98	1.3	1.6	2.4	5.8
5	0.13	0.27	0.41	0.57	0.74	0.94	1.2	1.5	2.1	4.6
6	0.13	0.27	0.41	0.56	0.73	0.92	1.2	1.5	2.0	4.0
7	0.13	0.27	0.40	0.55	0.72	0.90	1.1	1.4	1.9	3.7
8	0.13	0.26	0.40	0.55	0.71	0.90	1.1	1.4	1.9	3.5
9	0.13	0.26	0.40	0.54	0.71	0.89	1.1	1.4	1.9	3.4
10	0.13	0.26	0.40	0.54	0.70	0.89	1.1	1.4	1.8	3.3
...										
40	0.13	0.26	0.39	0.53	0.68	0.85	1.1	1.3	1.7	2.7

ჩვეულებრივ ნდობის ინტერვალის გამოსათვლელად სარგებლობენ $\alpha = 0.95$ მნიშვნელობით. ზოგჯერ საკმარისია $\alpha = 0.90$, მაგრამ, უფრო საპასუხისმგებლო გაზომვებისას, მოითხოვება უფრო მაღალი ნდობა ($\alpha = 0.99$). სადაც, ნორმირებული შეცდომის $\varepsilon(\Delta x/\sigma)$ სიდიდის როლს ახლა თამაშობს $t_{\alpha,n}$ სტიუდენტის კოეფიციენტები (ცხრ. 2).

შემთხვევითი ცდომილება განისაზღვრება ფორმულით,

$$\Delta x_{\text{ფ}} = t_{\alpha,n} \cdot S_n \quad (14)$$

ფორმულით. სადაც,

$$S_n = \frac{S}{\sqrt{n}}$$

სიდიდეს, საშუალო არითმეტიკულის, საშუალო კვადრატული ცდომილებაა ეწოდება და განისაზღვრება ფორმულით,

$$S_n = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2}{n(n-1)}}$$

ჯამური ცდომილება განისაზღვრება როგორც, კვადრატული ფესვი, შემთხვევითი და სისტემური ცდომილებების კვადრატების ჯამიდან,

$$\Delta x = \sqrt{\Delta x_{\text{შემთხ.}}^2 + \Delta x_{\text{სისტ.}}^2} \quad (15)$$

რომელიც წარმოადგენს აბსოლუტურ ცდომილებას.

როცა ერთ-ერთი ცდომილება, $\Delta x_{\text{შემთხ.}}$, ან $\Delta x_{\text{სისტ.}}$, აღემატება მეორეს 3-ჯერ მეტად, მაშინ ასეთ შემთხვევაში, ნაკლები ცდომილება შეიძლება უგულებელვყოთ. მაგალითად, $\Delta x_{\text{შემთხ.}} = 0.1$, და $\Delta x_{\text{სისტ.}} = 0.5$. გამოვთვალოთ Δx :

$$\Delta x = \sqrt{\Delta x_{\text{შემთხ.}}^2 + \Delta x_{\text{სისტ.}}^2} = \sqrt{0,1^2 + 0,5^2} = \sqrt{0,26} = 0,51$$

მოცემულ, განხილულ მაგალითში, შეთხვევაში ცდომილება განისაზღვრება ფაქტიურად ხელსაწყოს ცდომილებით. მსგავს შემთხვევაში, გაზომვების რიცხვი შეიძლება შემცირებული იქნეს, ხოლო, უფრო დიდი სიზუსტის მისაღებად, საჭიროა შევცვალოთ გამზომი ხელსაწყო, უფრო ზუსტი ხელსაწყოთი.

სხვა შემთხვევაში, როცა $\Delta x_{\text{შემთხ.}} = 0.5$, და $\Delta x_{\text{სისტ.}} = 0.1$, Δx აგრეთვე ტოლია 0,51, $\Delta x = 0,51$. და შედეგების დიდი სიზუსტის მისაღებად, საჭიროა გავზარდოთ გაზომვების გაზომვათა რიცხვი n .

გაზომვების შედეგების დამუშავება.

1. ჩავატაროთ ყველა პირდაპირი გაზომვები მაქსიმალური სიზუსტით.
2. გამოვთვალოთ მათი საშუალო არითმეტიკული

$$\bar{x} = \frac{x_1 + x_2 + \dots + x_n}{n} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$$

3. გამოვთვალოთ მათი საშუალო-კვადრატული ცდომილება

$$S = \sqrt{\frac{(\bar{x} - x_1)^2 + (\bar{x} - x_2)^2 + \dots + (\bar{x} - x_n)^2}{n - 1}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2}{n - 1}}$$

და, საშუალო არითმეტიკულის საშუალო-კვადრატული ცდომილება,

$$S_n = \sqrt{\frac{(\bar{x} - x_1)^2 + (\bar{x} - x_2)^2 + \dots + (\bar{x} - x_n)^2}{n(n - 1)}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2}{n(n - 1)}}$$

4. შევარჩიოთ ნდობის ინტერვალი (α) და განვსაზღვრეთ სტიუდენტის კოეფიციენტი ($t_{\alpha, n}$), მოცემული α -ს და ჩატარებული გაზომვების n რიცხვისათვის.
- 5.

$$\Delta x_i = t_{0.95, n_i} \cdot \frac{S}{\sqrt{n_i}}$$

ფორმულით, გამოვთვალოთ $\Delta x_1, \Delta x_2, \dots$ ნდობის ინტერვალები. სადაც, $\alpha = 0.95$, n_i - მოცემული სიდიდის გაზომვების რაოდენობაა, მიღებული მნიშვნელობა მრგვალდება ორნიშნა ციფრამდე,

6.

$$\Delta x = \sqrt{\Delta x_{\text{შემთხ.}}^2 + \Delta x_{\text{სისტ.}}^2}$$

ფორმულით, გამოვთვალოთ ყოველი პირდაპირ გაზომილი შემთხვევითი სიდიდის საერთო ჯამური ცდომილება.

7. გამოვთვალოთ გაზომვების შედეგების ფარდობითი ცდომილება

$$\delta = \frac{\Delta x}{\bar{x}}$$

8. საბოლოო შედეგი ჩაიწერება შემდეგი სახით

$$x = \bar{x} \pm \Delta x$$

ირიბ გაზომვების შემთხვევაში, მიღებული შედეგების დამუშავება ხდება ზემოთ აღწერილი თანმიმდევრობით. ამასთან ყველა გაზომილი სიდიდისათვის აიღება ნდობის ალბათობის (α) ერთი და იგივე მნიშვნელობა.

დაუშვათ, რომ ირიბად გაზომილი y სიდიდე წარმოადგენს, რაღაც m რაოდენობის უშუალოდ გაზომილი x_i სიდიდეების ფუნქციას,

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_m)$$

თვით საშუალო მნიშვნელობა $\bar{y}$ განისაზღვრება ცნობილი ფუნქციური დამოკიდებულებიდან, თუ არგუმენტებად ავიღებთ, ჩატარებული ცდებით მიღებული, უშუალოდ გაზომილი სიდიდეების საშუალო მნიშვნელობებს $\bar{x}_i$,

$$\bar{y} = f(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_m)$$

შესაბამისი გამოთვლები გვიჩვენებენ, რომ აბსოლუტური ცდომილება, ამ შემთხვევაში განისაზღვრება ფორმულით,

$$\Delta y = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2}$$

ხოლო, ფარდობითი ცდომილება კი ფორმულით,

$$\delta = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial \ln}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2}$$

თუ გავითვალისწინებთ აბსოლუტურ და ფარდობით ცდომილებებს შორის მარტივ კავშირს,

$$\delta = \frac{\Delta y}{\bar{y}}$$

აშინ, ცნობილი Δy სიდიდით, შეიძლება ადვილად განვსაზღვროთ δ , და პირიქით.

საბოლოო შედეგი ჩაიწერება შემდეგი სახით,

$$y = \bar{y} \pm \Delta y$$

§192. ფიზიკის მათემატიკური აპარატის ელემენტები

სივრცის ცნება. ნებისმიერ მატერიალურ სხეულს გააჩნია განფენილობა, უჭირავს განსაზღვრული ადგილი და განლაგებული არიან გარკვეული სახით ერთმანეთის მიმართ. მატერიალური სხეულების ეს ყველაზე ზოგადი თვისება, ხანგრძლივი პრაქტიკული საქმიანობის შედეგად, ადამიანის შემეცნებაში აისახა სივრცის ცნების სახით, ხოლო, ამ თვისების მათემატიკური ფორმულირება გამოსახული იქნა გეომეტრიული ცნებების და მათ შორის კავშირის სისტემის სახით. მრავალრიცხოვანი გაზომვების და ექსპერიმენტალური მონაცემების საფუძველზე დადგენილია, რომ ძალიან დიდ მასშტაბებამდე, სამყაროს სივრცის გეომეტრია წარმოადგენს ევკლიდეს გეომეტრიას. ევკლიდეს გეომეტრია საკმარისად ზუსტად აღწერს რეალური სამყაროს გეომეტრიულ თანაფარდობას ბირთვის ზომაზე ($\sim 10^{-16}$ მ) ნაკლები მანძილიდან, „სამყაროს ზომის“ ($\sim 10^{26}$ მ) მახლობელ მანძილებამდე.

დროის ცნება. სამყაროში ხდება მუდმივი განვითარება. გარემომცველი სამყარო იმყოფება მუდმივი ცვლილებების პროცესში. პროცესები მიმდინარეობენ განსაზღვრული თანმიმდევრობებით. ყოველ პროცესს გააჩნია განსაზღვრული ხანგრძლივობა. ცვალებადი, განვითარებადი სამყაროს

ეს ზოგადი თვისებები, ადამიანის შემეცნებაში აისახა დროის ცნების სახით. დროის ქვეშ იგულისხმება მატერიალური პროცესების თვისებები, გააჩნდეს განსაზღვრული ხანგრძლივობა, მიმდინარეობდნენ (ერთმანეთის მიმართ) გასაზღვრული თანმიმდევრობით და განვითარდეს ეტაპებად და სტადიებად. დრო არ შეიძლება გამოყოფილი იქნეს მატერიის და მისი მოძრაობისაგან დამოუკიდებლად, ის წარმოადგენს მატერიის არსებობის ფორმას.

ბუნებაში მიმდინარე მრავალფეროვანი პროცესებიდან პირველ რიგში ყურადღებას იქცევს განმეორებადი პროცესები: დღისა და ღამის განმეორებადობა, წელიწადის დროები, ვარსკვლავების მოძრაობები, გულის ცემა, სუნთქვა და ა.შ. მათ შესწავლასა და ერთმანეთთან შედარებას მივყავართ მატერიალური პროცესების ხანგრძლივობის იდეასთან, ხოლო, ხანგრძლივობათა შედარებებს - მათი გაზომვის იდეასთან. პერიოდული პროცესის გაზომვის ეტალონად მიღებულია საათი.

ათვლის სისტემა. მატერიალური სხეულის ნებისმიერი ორი წერტილი შეიძლება შევადაროთ ერთმანეთთან უსასრულო რაოდენობის ხაზებით, რომელთაგან თითოეულის სიგრძე შეიძლება გაზომილი იქნეს. თუ გავანალიზებთ ყველა ამ სიგრძეებს ვნახავთ, რომ მათ შორის არ არსებობს უდიდესი, მაგრამ არსებობს უმცირესი, რომელსაც წერტილებს შორის მანძილი ეწოდება, ხოლო შესაბამის ხაზს წრფე.

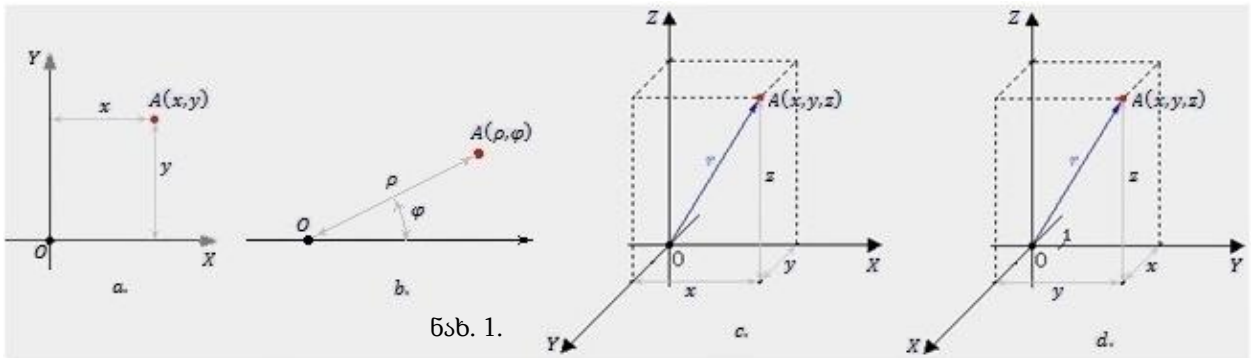
მანძილი შეიძლება გავზომოთ არა მხოლოდ ერთი და იმავე მატერიალური სხეულის ორ წერტილს შორის, არამედ სივრცეში იზოლირებულ წერტილებს შორის. სივრცის წერტილის შესახებ გამონათქვამს გააჩნია აზრი მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა მითითებულია მისი მდებარეობა მატერიალური სხეულის მიმართ, რომელსაც ათვლის სხეული ეწოდება. ათვლის სხეული შეიძლება ავირჩიოთ ნებისმიერი სხეული, მაგრამ სარგებლობენ აბსოლუტურად მყარი სხეულით. აბსოლუტურად მყარი ეწოდება ისეთ სხეულს, რომლის ნებისმიერ ორ წერტილს შორის მანძილი რჩება უცვლელი, მასზე ნებისმიერი ურთიერთქმედებისას.

ათვლის სხეულს, და მასთან დაკავშირებულ კოორდინატთა სისტემას ათვლის სისტემა ეწოდება.

კოორდინატთა სისტემა. სივრცე, რომელშიც ჩვენ ვცხოვრობთ, სამგანზომილებიანია. ეს ნიშნავს, რომ მასში წერტილის მდებარეობა განისაზღვრება სამი რიცხვით. ხოლო, თუ კონკრეტულად რომელი რიცხვებით, დამოკიდებულია კოორდინატთა სისტემაზე, რომლის საშუალებითაც აღიწერება წერტილის მდებარეობა სივრცეში. რაიმე კოორდინატთა სისტემაში წერტილის მდებარეობის განმსაზღვრელ რიცხვებს, წერტილის კოორდინატები ეწოდება. მოხერხებულობის მიზნით ხშირად წერტილის კოორდინატებს აღნიშნავენ ერთი და იგივე ასოებით, მაგრამ სხვადასხვა ინდექსებით. მაგალითად, x_1, x_2, x_3 რიცხვები დეკარტეს სისტემაში აღნიშნავენ კოორდინატებს: $x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z$, ცილინდრულში: $x_1 = \rho, x_2 = \varphi, x_3 = z$, სფერულში $x_1 = r, x_2 = \varphi, x_3 = \theta$. მრავალი შესაძლო კოორდინატთა სისტემებიდან ყველაზე ხშირად გამოიყენება შემდეგი კოორდინატთა სისტემები:

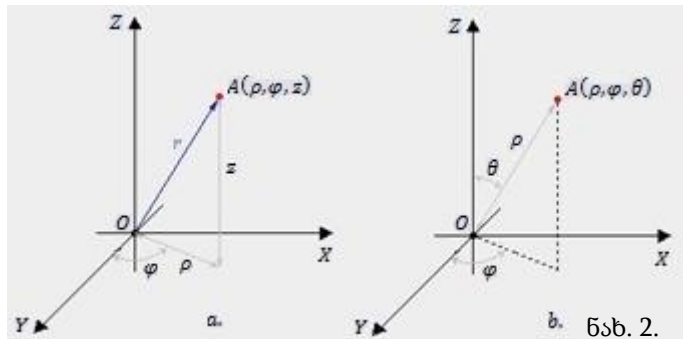
სიბრტყეზე: დეკარტეს მართკუთხა (ნახ. 1a), სადაც წერტილის მდებარეობის მახასიათებელ ორ რიცხვს წარმოადგენს x და y კოორდინატები (სიგრძეები), რომელთაც შესაბამისად წერტილის აბსცისა და ორდინატა ეწოდებათ. $A(x, y)$ ჩაწერა ნიშნავს, რომ A წერტილს სიბრტყეზე გააჩნია x აბსცისა და y ორდინატა. O ასოთ აღნიშნულია კოორდინატთა სათავე, ხოლო, OX და OY აღნიშნავს კოორდინატთა ღერძებს. **პოლარული** (ნახ. 1b), სადაც ნებისმიერი A წერტილის მდებარეობის მახასიათებელ ორ რიცხვს წარმოადგენს, ρ სიგრძე და φ კუთხე. O წერტილიდან გამომავალ სხივს პოლარული ღერძი ეწოდება, ხოლო, O წერტილს, პოლარულ კოორდინატთა სისტემის პოლუსი.

სივრცეში: დეკარტეს მართკუთხა (ნახ. 1), სადაც წერტილის მდებარეობის მახასიათებელ სამ რი-



ცხვს წარმოადგენს x , y და z კოორდინატები, რომელთაც შესაბამისად წერტილის აბსცისა, ორდინატა და აპლიკატი ეწოდებათ. $A(x, y, z)$ ჩაწერა ნიშნავს, რომ A წერტილს სივრცეში გააჩნია x აბსცისა, y კოორდინატა და z აპლიკატა. O ასოთი აღნიშნულია კოორდინატთა სათავე, ხოლო, OX , OY და OZ აღნიშნავენ კოორდინატთა ღერძებს. უნდა აღინიშნოს, რომ შესაძლებელია ორი დეკარტეს მართკუთხა კოორდინატთა სისტემა, რომლებიც სივრცეში არავითარი მოძრაობით არ შეიძლება შეუთავსდნენ ერთმანეთს. ერთ-ერთ მათგანს ეწოდება მარცხენა (ნახ. 1c), ხოლო, მეორეს მარჯვენა (ნახ. 1d). ისინი განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან ღერძების ურთიერთორიენტაციით. **ცილინდრული** (ნახ. 2a), სადაც წერტილის მდებარეობის მახასიათებელ (ρ, φ, z) სამ რიცხვს წარმოადგენს ρ სიგრძე, φ კუთხე და z კოორდინატი. **სფერული** (ნახ. 2b), სადაც წერტილის მდებარეობის მახასიათებელ (r, φ, θ) სამ რიცხვს წარმოადგენს r სიგრძე, φ და θ კუთხეები.

კოორდინატების გარდაქმნა. ერთ სისტემაში წერტილის კოორდინატების, სხვა სისტემაში მის კოორდინატებთან დამაკავშირებელ ფორმულებს, კოორდინატთა გარდაქმნები ეწოდება. მაგალითად, პოლარულიდან დეკარტეს კოორდინატებში გარდაქმნის ფორმულებია: $x = \rho \cos \varphi$, $y = \rho \sin \varphi$. ცილინდრულიდან დეკარტეს მართკუთხა სისტემაში გარდაქმნის ფორმულებია: $x = \rho \cos \varphi$, $y = \rho \sin \varphi$, $z = z$. ხოლო სფერულიდან დეკარტეს მართკუთხა სისტემაში გარდაქმნის ფორმულებია: $x = r \sin \theta \cos \varphi$, $y = r \sin \theta \sin \varphi$, $z = r \cos \theta$.

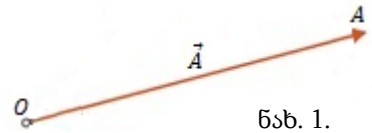


ვექტორები

ვექტორის განსაზღვრა. სიდიდეს, რომელიც მთლიანად ხასიათდება თავისი რიცხვითი მნიშვნელობით არჩეულ ერთეულთა სისტემაში სკალარული სიდიდე, ან, სკალარი ეწოდება (მათ მიეკუთვნებიან სხეულის მასა, მოცულობა, დრო და ა.შ.). სიდიდეს, რომელიც ხასიათდება რიცხვითი მნიშვნელობით და მიმართულებით, ვექტორული სიდიდე, ან, უბრალოდ ვექტორი ეწოდება (გადაადგილება, სიჩქარე, ძალა და ა.შ.). ვექტორი გამოისახება მიმართული მონაკვეთით, რომლის სიგრძე რაღაც მასშტაბით ტოლია ვექტორით წარმოდგენილი სიდიდის, ხოლო, ისარი გვი-

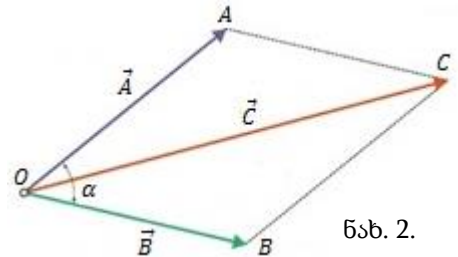
ჩვენებს მის მიმართულებას (ნახ. 1). ვექტორი აღინიშნება $\overrightarrow{OA}$, ან, $\vec{A}$ სიმბოლოთი და იკითხება $\overrightarrow{OA}$, ან, $\vec{A}$ ვექტორი. ხოლო, აბსოლუტური რიცხვითი მნიშვნელობა, რომელსაც ვექტორის მოდული ეწოდება აღინიშნება $|\vec{A}|$, ან, უბრალოდ A სიმბოლოთი.

ვექტორის მოდული - ეს არის OA მონაკვეთის სიგრძე. ვექტორს, რომლის მოდული ტოლია ნულის, ნულოვანი ვექტორი ეწოდება და აღინიშნება $\vec{0}$ სიმბოლოთი.



ნახ. 1.

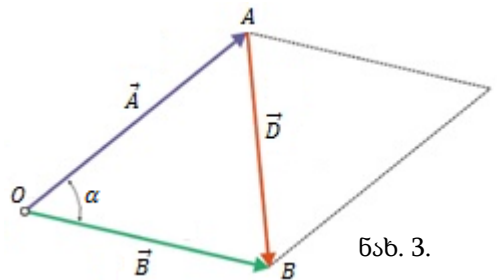
ვექტორების შეკრება და სხვაობა. ვექტორის სკალარზე გამრავლება. ნივთიერი წერტილის O მდებარეობიდან, A მდებარეობაში გადაადგილება გამოსახება, O და A წერტილების შემაერთებელი მონაკვეთით და O -დან A -საკენ მიმართულებით, ანუ, $\overrightarrow{OA}$ ($\vec{A}$) ვექტორით (ნახ. 2). თუ შემდეგ წერტილი გადაადგილება A -დან C -ში, მაშინ ამბობენ, რომ ამ ორი გადაადგილების ეს თანმიმდევრობა, ანუ, ორი გადაადგილების ჯამი, ექვივალენტურია ერთი, O -დან C -კენ გადაადგილების, რაც ვექტორული ტოლობის სახით შემდეგნაირად ჩაიწერება,



ნახ. 2.

$$\vec{A} + \vec{B} = \vec{C} \quad (6.1) \quad \overrightarrow{OA} + \overrightarrow{OB} = \overrightarrow{OC} \quad (1)$$

და გამოსახავს ვექტორების შეკრების წესს, რომელსაც ზოგჯერ პარალელოგრამის წესს უწოდებენ, რადგან, ვექტორების ჯამი ტოლია, შესაკრები ვექტორების გვერდების მქონე პარალელოგრამის დიაგონალის (ნახ. 2). ნახაზზე (ნახ. 3) გამოსახულია ნებისმიერი ორი $\vec{A}$ და $\vec{B}$ ვექტორების სხვაობა. ორი $\vec{A}$ და $\vec{B}$ ვექტორების სხვაობის ქვეშ იგულისხმება ისეთი



ნახ. 3.

$$\vec{D} = \vec{A} - \vec{B} \quad (2)$$

ვექტორი, რომ $\vec{B} + \vec{D} = \vec{A}$. პარალელოგრამში ეს არის სხვა $\vec{D}$ ვექტორი (ნახ. 3).

ორი $\vec{A}(A_x, A_y, A_z)$ და $\vec{B}(B_x, B_y, B_z)$ ვექტორის ჯამი (სხვაობა) კოორდინატული ფორმით გამოსახება შემდეგნაირად,

$$\vec{A} \pm \vec{B} = (A_x \pm B_x, A_y \pm B_y, A_z \pm B_z) \quad (3)$$

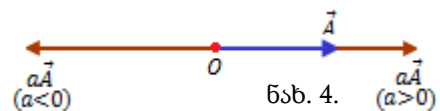
ამრიგად, ორი ვექტორის ჯამის კომპონენტები, შესაკრებთა შესაბამისი კომპონენტების ჯამის ტოლია: $C_x = A_x + B_x, C_y = A_y + B_y, C_z = A_z + B_z$.

$\vec{A}$ ვექტორის, a სკალარზე (რიცხვზე) ნამრავლი არის $\vec{B}$ ვექტორი, რომლის მოდული $|a|$ -ჯერ მეტია $\vec{A}$ ვექტორის მოდულზე ($B = |a|A$), ხოლო, მიმართულება კი ემთხვევა $\vec{A}$ ვექტორის მიმართულებას, როცა სკალარი დადებითია ($a > 0$) და მიმართულია $\vec{A}$ ვექტორის საპირისპიროდ, როცა სკალარი უარყოფითია ($a < 0$) (ნახ. 4).

$\vec{A}(A_x, A_y, A_z)$ ვექტორის, a სკალარზე (რიცხვზე) ნამრავლი კოორდინატული ფორმით შემდეგნაირად გამოსახება,

$$\{aA_x, aA_y, aA_z\}, \text{ სადაც, } a \text{ სკალარია} \quad (4)$$

რიცხვს, რომელიც მოცემული მასშტაბით, ვექტორის სიგრძის ტოლია, მისი მოდული ეწოდება.



ნახ. 4.

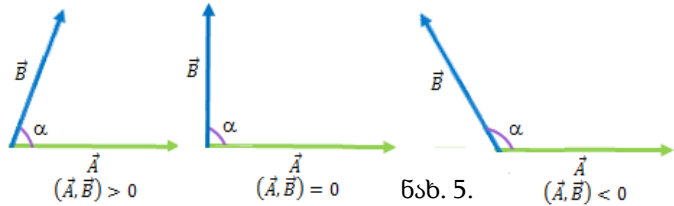
ვექტორის მოდული აღინიშნება $|\vec{A}|$, ან A სიმბოლოთი. როცა $|\vec{A}| = 1$, მაშინ $\vec{A}$ ვექტორს ერთეულოვანი (ვექტორი) ეწოდება.

ვექტორის დასაწყისსა და ბოლოს შორის მანძილს, ვექტორის სიგრძე ეწოდება, და აღინიშნება $|\vec{OA}|$, ან, $|\vec{A}|$ სიმბოლოთი. ნულოვანი ვექტორის სიგრძე ნულის ტოლია ($|\vec{0}| = 0$).

ორი $\vec{A}$ და $\vec{B}$ ვექტორის სკალარული

ნამრავლი (ნახ. 5) არის რიცხვი, რომელიც ტოლია ამ ვექტორების მოდულების, მათ შორის კუთხის კოსინუსზე ნამრავლის

$$(\vec{A}, \vec{B}) = |\vec{A}| \cdot |\vec{B}| \cos \alpha \quad (5)$$



სკალარული ნამრავლი $(\vec{A}, \vec{B})$, ან, $\vec{A} \cdot \vec{B}$ სიმბოლოებით აღინიშნება. ვექტორების სკალარული ნამრავლისათვის სამართლიანია შემდეგი წესები:

$$\vec{A} \cdot \vec{B} = \vec{B} \cdot \vec{A} \quad (6)$$

$$\vec{A}(\vec{B} + \vec{C}) = \vec{A} \cdot \vec{B} + \vec{A} \cdot \vec{C} \quad (7)$$

$$\vec{A} \cdot a\vec{B} = a\vec{A} \cdot \vec{B} = a(\vec{A} \cdot \vec{B}) \quad (8)$$

სადაც, a - ნებისმიერი რიცხვია. ორი $\vec{A}(x_1, y_1, z_1)$ და $\vec{B}(x_2, y_2, z_2)$ ვექტორის სკალარული ნამრავლი, კოორდინატული ფორმით შემდეგნაირად გამოისახება: $(\vec{A}, \vec{B}) = x_1x_2 + y_1y_2 + z_1z_2$.

ორი $\vec{A}$ და $\vec{B}$ ვექტორის ვექტორული ნამრავლი (ნახ. 6) არის

მესამე $\vec{C} = [\vec{A} \times \vec{B}]$ ვექტორი, როცა:

1. მისი მოდული ტოლია, $\vec{A}$ და $\vec{B}$ ვექტორების მოდულების, მათ შორის კუთხის სინუსზე ნამრავლის,

$$|\vec{C}| = |\vec{A}| \cdot |\vec{B}| \sin \alpha$$

2. $\vec{C}$ ვექტორი იმ სიბრტყის მართობია, რომელშიც მდებარეობენ $\vec{A}$ და $\vec{B}$ ვექტორები.

3. $\vec{C}$ ვექტორი ისეა მიმართული, რომ მისი ბოლოდან დაკვირვებისას, $\vec{A}$ ვექტორიდან, $\vec{B}$ ვექტორისაკენ მობრუნება ხდება, საათის ისრის მოძრაობის საპირისპირო მიმართულებით (ამ შემთხვევაში ამბობენ, რომ $\vec{A}$, $\vec{B}$ და $\vec{C}$ ვექტორები ქმნიან მარჯვენა სამეულს).

ვექტორული ნამრავლი აღინიშნება: $[\vec{A}, \vec{B}]$, ან, $\vec{A} \times \vec{B}$ სიმბოლოებით. ორი $\vec{A}(x_1, y_1, z_1)$ და $\vec{B}(x_2, y_2, z_2)$ ვექტორის, ვექტორული ნამრავლი კოორდინატული ფორმით ასე გამოისახება:

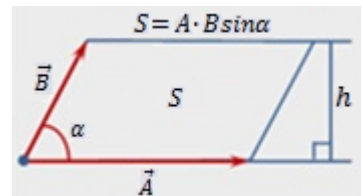
$$[\vec{A}, \vec{B}] = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ a_x & a_y & a_z \\ b_x & b_y & b_z \end{vmatrix} = \vec{i}(a_y b_z - a_z b_y) + \vec{j}(a_z b_x - a_x b_z) + \vec{k}(a_x b_y - a_y b_x) \quad (9)$$

ვექტორული ნამრავლის გეომეტრული თვისებები:

1. ვექტორული ნამრავლის მოდული, რიცხობრივად ტოლია, მამრავლებზე აგებული პარალელოგრამის ფართობის (ნახ. 7) და გამოითვლება ფორმულით,

$$1. S = |[\vec{A}, \vec{B}]| =$$

$$\sqrt{(A_y A_z - A_z A_y)^2 + (a_x b_z - a_z b_x)^2 + (a_x b_y - a_y b_x)^2} \quad (10)$$



ნახ. 7.

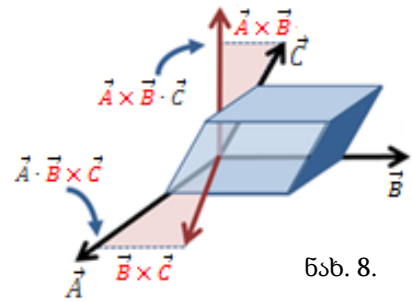
2. ვექტორული და სკალარული ნამრავლების გამოყენებით (რომელსაც შერეული ნამრავლი ეწოდება).

შეიძლება გამოვთვალოთ $\vec{A}$, $\vec{B}$ და $\vec{C}$ ვექტორებზე აგებული პარალელეპიპედის მოცულობა (ნახ. 8),

$$V = ([\vec{A}, \vec{B}] \vec{C}) = (\vec{A} [\vec{B}, \vec{C}]) \quad (11)$$

პუნქტირით გამოსახული ხაზები გვიჩვენებენ $\vec{C}$ ვექტორის $\vec{A} \times \vec{B}$ -ზე და $\vec{A}$ ვექტორის $\vec{B} \times \vec{C}$ -ზე პროექციებს. როცა ცნობილია $\vec{A}(A_x, A_y, A_z)$, $\vec{B}(B_x, B_y, B_z)$ და $\vec{C}(C_x, C_y, C_z)$ ვექტორების კოორდინატები, მაშინ შერეული ნამრავლი განისაზღვრება ფორმულით

$$\vec{A} \times \vec{B} \cdot \vec{C} = \begin{vmatrix} A_x & A_y & A_z \\ B_x & B_y & B_z \\ C_x & C_y & C_z \end{vmatrix} = (A_x B_y C_z + A_y B_z C_x + B_x C_y A_z) - (A_z B_y C_x + A_x B_z C_y + B_x A_y C_z) \quad (12)$$



ნახ. 8.

ვექტორული ნამრავლის ალგებრული თვისებები:

$$1. [\vec{A} \times \vec{B}] = -[\vec{B} \times \vec{A}] \quad (13)$$

$$2. [(a\vec{A}), \vec{B}] = [\vec{A}, (a\vec{B})] = a[\vec{A}, \vec{B}]. [\vec{A} \times \vec{B}] = [\vec{A} \times a\vec{B}] = a[\vec{A} \times \vec{B}] \quad (14)$$

$$3. [(\vec{A} + \vec{B}), \vec{C}] = [\vec{A}, \vec{C}] + [\vec{B}, \vec{C}]. \quad 4. [\vec{A} \times \vec{A}] = 0. \quad 5. [\vec{A}, [\vec{B}, \vec{C}]] = \vec{B}(\vec{A}, \vec{C}) - \vec{C}(\vec{A}, \vec{B}) \quad (15)$$

$$6. ([\vec{A}, \vec{B}], \vec{C}) = (\vec{A} [\vec{B}, \vec{C}]) \quad (16)$$

ვექტორების ერთეულოვანი ვექტორებით წარმოდგენა. ნებისმიერი $\vec{A}$ ვექტორი შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით

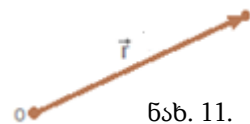
$$\vec{A} = \frac{\vec{A}}{|\vec{A}|} |\vec{A}| = \vec{n} |\vec{A}| = \vec{n} A \quad (17)$$

სადაც,

$$\vec{n} = \frac{\vec{A}}{|\vec{A}|} \quad (18)$$

ერთეულოვანი, უგანზომილებო ვექტორია, რომელიც გვიჩვენებს ვექტორის მიმართულებას.

რადიუს-ვექტორი. წერტილის მდებარეობა განისაზღვრება სამი რიცხვით (კოორდინატით) შესაბამის კოორდინატთა სისტემაში. ყოველი წერტილი შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც ვექტორის ბოლო, რომლის დასაწყისი ემთხვევა კოორდინატთა სისტემის სათავეს. ასეთ ვექტორს, რადიუს-ვექტორი ეწოდება (ნახ. 11).

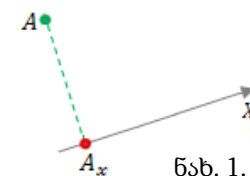


ნახ. 11.

ვექტორის კომპონენტები დეკარტეს კოორდინატთა სისტემაში. ვექტორულ ფიზიკურ სიდიდეებს შორის თანაფარდობების გამომსახველი ყველა ფიზიკური კანონები, ჩაწერილია ვექტორული ფორმით. მაგრამ, ზოგჯერ საჭიროა ვექტორული ფორმიდან ალგებრულ განტოლებებზე გადასვლა. მაგალითად, $\vec{F} = m\vec{a}$ ვექტორული ჩაწერა გულისხმობს $F_x = ma_x$, $F_y = ma_y$, განტოლებებზე გადასვლას, სადაც ინდექსიანი ასოებით აღნიშნულია შესაბამისი ვექტორების პროექციები.

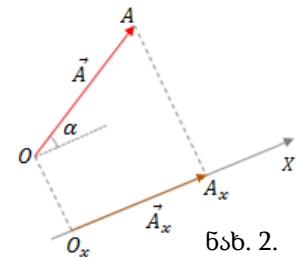
დაუშვათ, რომ მოცემული გვაქვს A წერტილი და რაიმე მიმართულება (დერძი), რომელიც ავლნიშნოთ X ასოთი (ნახ. 1). A წერტილიდან, X ღერძზე დაშვებული მართობის, ამ ღერძთან გადაკვეთის წერტილს, A წერტილის პროექცია ეწოდება X ღერძზე. წერტილის პროექცია აღინიშნება A_x სიმბოლოთი.

რაიმე X ღერძის კოლინეარულ ვექტორს, რომლის დასაწყისი და ბოლო ემთხვევა, ამ ღერძზე $\vec{A}$ ვექტორის დასაწყისის და ბოლოს პროექციებს, $\vec{A}$ ვექტორის კომპონენტი (მდგენელი)



ნახ. 1.

ეწოდება ამ ღერძზე (ნახ. 2). $\vec{A}$ ვექტორის კომპონენტი (მდგენელი) აღინიშნება $\vec{A}_x$ სიმბოლოთი. $|\vec{A}_x|$ რიცხვს, რომელიც $\vec{A}_x$ ვექტორის სიგრძის ტოლია, $\vec{A}$ ვექტორის კომპონენტის მოდული ეწოდება X ღერძზე და განისაზღვრება ფორმულით: $|\vec{A}_x| = |\vec{A}| \cos \alpha$, ან, $A_x = A \cos \alpha$, სადაც, α არის $\vec{A}$ ვექტორსა და X ღერძს შორის კუთხე.



ნახ. 2.

განვიხილოთ დეკარტეს მართკუთხა კოორდინატთა სისტემა სივრცეში, რომლის OX , OY და OZ ღერძების დადებითი მიმართულებების ერთეულოვანი ვექტორებია $\vec{i}$, $\vec{j}$ და $\vec{k}$ (ნახ. 3). ავიღოთ ნებისმიერი $\vec{A}$ ვექტორი, რომლის დასაწყისი მდებარეობს კოორდინატთა სათავეში (O), ხოლო, ბოლო A წერტილში. ამ წერტილზე გავავლოთ OX , OY და OZ ღერძების მართობი სიბრტყეები, რომლებიც კოორდინატთა ღერძებს გადაკვეთავენ A_x , A_y და A_z წერტილებში (ნახ. 3). როგორც ნახაზიდან ჩანს,

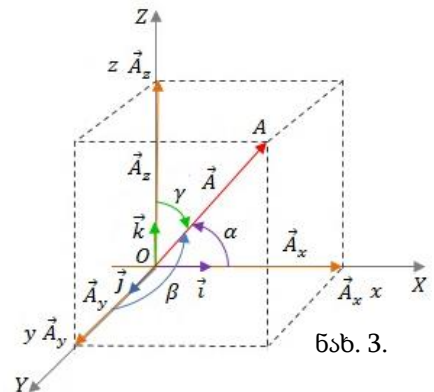
$$\vec{A} = \overrightarrow{OA_x} + \overrightarrow{OA_y} + \overrightarrow{OA_z} \quad (1)$$

სადაც, $\overrightarrow{OA_x}$, $\overrightarrow{OA_y}$ და $\overrightarrow{OA_z}$ ვექტორები, $\vec{i}$ და $\vec{j}$ და $\vec{k}$ ერთეულოვანი ვექტორების კოლინეარულებია შესაბამისად, ამიტომ, ყოველთვის მოიძებნებიან ისეთი A_x , A_y და A_z რიცხვები, რომ

$$\overrightarrow{OA_x} = A_x \vec{i}, \overrightarrow{OA_y} = A_y \vec{j}, \overrightarrow{OA_z} = A_z \vec{k}$$

ამიტომ ცხადია, რომ (1) ასე ჩაიწერება

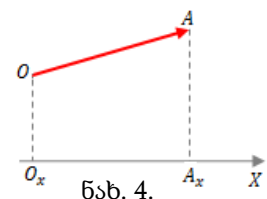
$$\vec{A} = A_x \vec{i} + A_y \vec{j} + A_z \vec{k} \quad (2)$$



ნახ. 3.

$\vec{A}$ ვექტორის რამოდენიმე ვექტორით შეცვლის ოპერაციას, $\vec{A}$ ვექტორის კომპონენტებად დაშლა ეწოდება. რაც ასე ჩაიწერება $\vec{A} = \{x, y, z\}$ და ნიშნავს, რომ $\vec{A}$ ვექტორი ცალსახად მოცემულია სამი თავისი კოორდინატით. აღნიშნული მეთოდით შეიძლება ყოველი ვექტორი დავშალოთ კომპონენტებად.

ვექტორის პროექციები დეკარტეს კოორდინატთა სისტემაში. დაუშვათ, რომ მოცემულია $\vec{A}$ ვექტორი და X ღერძი (ნახ. 4). თუ $\vec{A}$ ვექტორის დასაწყისიდან და ბოლოდან, X ღერძზე დაუშვებთ მართობებს, მაშინ ისინი X ღერძს გადაკვეთავენ O_x და A_x წერტილებში, რომელთაც $\vec{A}$ ვექტორის დასაწყისის და ბოლოს პროექციები ეწოდებათ ამ X ღერძზე. O_x და A_x წერტილებს შორის მოთავსებული მონაკვეთის სიდიდეს, $\vec{A}$ ვექტორის პროექცია ეწოდება X ღერძზე. სხვაგვარად, $\vec{A}$ ვექტორის პროექცია X ღერძზე არის რიცხვი, რომელიც ამ ღერძის გასწვრივ $\vec{A}$ ვექტორის კომპონენტის სიგრძის ტოლია. ვექტორის პროექცია სკალარია. ვექტორის პროექცია აღინიშნება იმავე ასოთი, როგორითაც თვით ვექტორი, დამატებული მარჯვენა ქვედა ინდექსით, რომელიც გვიჩვენებს იმ მიმართულებას, რომელზედაც განიხილება ვექტორის პროექცია. მაგალითად, $\vec{A}$ ვექტორის პროექცია X მიმართულებაზე აღინიშნება $pr_x \vec{A}$, ან უბრალოდ, მარტივად A_x სიმბოლოთი.



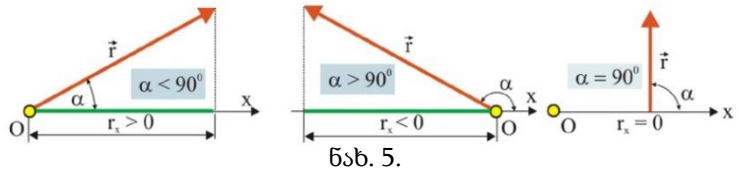
ნახ. 4.

$\vec{A}$ ვექტორის პროექცია X ღერძზე (მიმართულებაზე) ტოლია, ამ $\vec{A}$ ვექტორის მოდულის, ვექტორსა და ღერძს შორის α კუთხის კოსინუსზე ნამრავლის,

$$pr_x \vec{A} = |\vec{A}| \cos \alpha, \text{ ან, } A_x = A \cos \alpha$$

სადაც, $|\vec{A}|$ (A) - არის $\vec{A}$ ვექტორის მოდული (სიგრძე), ხოლო, α - არის $\vec{A}$ ვექტორსა და X ღერძს შორის კუთხე.

როცა ვექტორი მოცემულ ღერძთან (მიმართულებასთან) ქმნის მახვილ კუთხეს, მაშინ ამ კუთხის კოსინუსი დადებითია და ვექტორის პროექციაც აგრეთვე დადებითია. როცა ვექტორი (მიმართულებასთან) ქმნის ბლაგვ კუთხეს, მაშინ ამ კუთხის კოსინუსი უარყოფითია და ვექტორის პროექციაც აგრეთვე უარყოფითია. როცა ვექტორი მოცემული ღერძის (მიმართულების) მართობია, მაშინ მისი პროექცია ნულის ტოლია. ან ანუ ვექტორული ჩაწერიდან სკალარულზე გადასვლისას, ის აიღება „+“ ნიშნით, როცა ვექტორი შესაბამისი ღერძის თანამიმართულია, წინააღმდეგ შემთხვევაში კი „-“ ნიშნით (ნახ. 5).



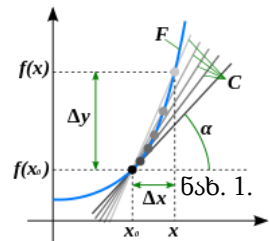
წარმოებული

ბუნებაში და ტექნიკაში ძალიან ხშირად ვხვდებით, ერთი სიდიდეების, სხვა სიდიდეებზე დამოკიდებულებებს, ანუ, ე.წ. ფუნქციონალურ დამოკიდებულებებს - $y = f(x)$. რაც ნიშნავს, რომ x -ს ყოველ მნიშვნელობას შეესაბამება y -ს განსაზღვრული მნიშვნელობა. ამასთან, x სიდიდეს ეწოდება დამოუკიდებელი ცვლადი, ხოლო, y სიდიდეს კი ამ ცვლადის ფუნქცია. ზოგჯერ, x სიდიდეს ფუნქციის არგუმენტს უწოდებენ. მოცემულ წერტილში, ფუნქციის ცვლილების სისწრაფის დასახასიათებლად, სარგებლობენ წარმოებულის ცნებით, რომელიც განისაზღვრება როგორც ფუნქციის ნაზრდის ($\Delta f(x_0) = f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)$), არგუმენტის ნაზრდთან ($\Delta x = x - x_0$) ფარდობის ზღვარი (როცა ასეთი ზღვარი არსებობს), როცა არგუმენტის ნაზრდი მიისწრაფვის ნულისაკენ,

$$f'(x_0) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta f(\Delta x_0)}{\Delta x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x}$$

$f(x)$ ფუნქციის წარმოებული x_0 წერტილში წარმოადგენს ამ ფუნქციის გრაფიკის ($x_0, f(x_0)$), წერტილში გამავალი მხების კუთხურ კოეფიციენტს (ნახ. 1),

$$\operatorname{tg} \alpha = f'(x_0)$$



წარმოებულის გამოთვლის პროცესს დიფერენცირება ეწოდება, ხოლო, საპირისპირო პროცესს (პირველყოფილის პოვნას) - ინტეგრირება. ქვემოთ მოცემულია ზოგიერთი ფუნქციის წარმოებულები:

1. $y = C$, $C' = 0$, C - მუდმივი რიცხვია. მუდმივი რიცხვის წარმოებული.
2. $y = x^a$, $(x^a)' = ax^{a-1}$, a - მუდმივი რიცხვია. ხარისხოვანი ფუნქციის წარმოებული.
3. $y = a^x$, $(a^x)' = a^x \ln a$, $a > 0$, მაჩვენებლიანი ფუნქციის წარმოებული.
4. $y = e^x$, $(e^x)' = e^x$, ექსპონენციალური ფუნქციის წარმოებული.
5. $y = \ln x$, $(\ln x)' = \frac{1}{x}$, ნატურალური ლოგარითმის წარმოებული.
6. $y = \log_a x$, $(\log_a x)' = \frac{1}{x \ln a}$, $(a > 0, a \neq 1)$, ლოგარითმის წარმოებული.
7. $y = \sin x$, $(\sin x)' = \cos x$, სინუსის წარმოებული.
8. $y = \cos x$, $(\cos x)' = -\sin x$, კოსინუსის წარმოებული.
9. $y = \operatorname{tg} x$, $(\operatorname{tg} x)' = \frac{1}{\cos^2 x}$, ტანგენსის წარმოებული.
10. $y = \operatorname{ctg} x$, $(\operatorname{ctg} x)' = -\frac{1}{\sin^2 x}$, კოტანგენსის წარმოებული.

დიფერენცირების წესები:

$(C \cdot u(x))' = C \cdot u'(x)$, C – მუდმივი რიცხვია, ფუნქციის მუდმივზე ნამრავლის წარმოებული.

$(u(x) + f(x))' = u'(x) + f'(x)$, ორი ფუნქციის ჯამის წარმოებული

$(u(x) \cdot f(x))' = u'(x) \cdot f(x) + f'(x) \cdot u(x)$, ორი ფუნქციის ნამრავლის წარმოებული

$\left(\frac{u(x)}{f(x)}\right)' = \frac{u'(x) \cdot f(x) - f'(x) \cdot u(x)}{f^2(x)}$, წილადის წარმოებული.

$(y(u(x)))' = \frac{dy}{du} \cdot \frac{du}{dx}$, რთული ფუნქციის წარმოებული.

ინტეგრალი

დიფერენცირების საპირისპირო ოპერაციას წარმოადგენს ინტეგრირება. ინტეგრალის შემოღება განაპირობა წარმოებულის მიხედვით ფუნქციის პოვნის საჭიროებამ. ინტეგრირება არის ინტეგრალის პოვნის პროცესი. ნებისმიერ ინტეგრალს გააჩნია შემდეგი სახე,

$$\int f(x) dx = F(x) + C$$

სადაც, $\int$ - არის ინტეგრალის ნიშანი, $f(x)$ - ინტეგრალქვეშა ფუნქცია; $f(x)dx$ - ინტეგრალქვეშა გამოსახულება; dx - დიფერენციალის ნიშანი; $F(x)$ - პირველყოფილი ფუნქცია; $F(x) + C$ - პირველყოფილი ფუნქციების სიმრავლე.

ამოვხსნათ ინტეგრალი ნიშნავს, ვიპოვოთ $F(x) + C$ განსაზღვრული ფუნქცია, ზოგიერთი წესების, მეთოდების და ცხრილების გამოყენებით.

რადგან დიფერენცირება და ინტეგრირება საპირისპირო ოპერაციებია, ამიტომ სწორად ნაპოვნი ნებისმიერი პირველყოფილისათვის სამართლიანია შემდეგი.

$$(F(x) + C)' = F'(x) + 0 = f(x)$$

სხვა სიტყვებით, თუ გავადიფერენციალებთ სწორ პასუხს, აუცილებლად მიიღება საწყისი ინტეგრალქვეშა ფუნქცია.

დიფერენციალი თითქმის იგივეა, რაც წარმოებული. დიფერენცირებისას, „ d “ ნიშანს მოვამორებთ, მარჯვნივ ფრჩხილების ზედა ინდექსად ვსვამთ შტრიხს ($'$) (წარმოებულის აღნიშვნა), ხოლო, გამოსახულების ბოლოს მივუწერთ dx მამრავლს. მაგალითად, $d(2x - 1) = (2x - 1)' dx = (2 - 0)dx = 2dx$.

ინტეგრირება წარმოადგენს დიფერენცირების საპირისპირო ოპერაციას. ამიტომ, დიფერენცირების ყოველ ფორმულას, შეესაბამება ინტეგრირების ფორმულა. ქვემოთ მოყვანილია ზოგიერთი ძირითადი ინტეგრალების ცხრილი:

1. $\int k dx = kx + C$, ($ak \in R, C - const$), მუდმივის ინტეგრალი.

2. $\int x^a dx = \frac{x^{a+1}}{a+1} + C$, (ნებისმიერი $m \neq -1$), ხარისხოვანი ფუნქციის ინტეგრალი.

3. $\int a^x dx = \frac{a^x}{\ln a} + C$, ($a \in R, a > 0, a \neq 1$), მაჩვენებლიანი ფუნქციის ინტეგრალი.

4. $\int e^x dx = e^x + C$, ექსპონენციალური ფუნქციის ინტეგრალი

5. $\int \frac{dx}{x} = \ln x + C$, ნატურალური ლოგარითმის ტოლი ინტეგრალი

$$6. \int \sin x \, dx = -\cos x + C, \text{ სინუსის ინტეგრალი}$$

$$7. \int \cos x \, dx = \sin x + C, \text{ კოსინუსის ინტეგრალი}$$

$$8. \int \frac{1}{\cos^2 x} \, dx = \operatorname{tg} x + C, \text{ ტანგენსის ტოლი ინტეგრალი}$$

$$9. \int \frac{1}{\sin^2 x} \, dx = -\operatorname{ctg} x + C, \text{ კოტანგენსის ტოლი ინტეგრალი}$$

$$10. \int \operatorname{tg} x \, dx = -\ln|\cos x| + C, \text{ ტანგენსის ინტეგრალი}$$

$$11. \int \operatorname{ctg} x \, dx = \ln|\sin x| + C, \text{ კოტანგენსის ინტეგრალი}$$

ინტეგრირებისას გამოიყენება ინტეგრალის შემდეგი თვისებები:

$$1. d\left(\int f(x) \, dx\right) = f(x) \, dx$$

$$2. \int dF(x) = F(x) + C$$

$$3. \int k \cdot f(x) \, dx = k \int f(x) \, dx, \text{ სადაც, } k = \operatorname{const}, \text{ ფუნქციის მუდმივზე ნამრავლის ინტეგრირება.}$$

$$4. \int [f(x) \pm u(x)] \, dx = \int f(x) \, dx \pm \int u(x) \, dx, \text{ ფუნქციათა ჯამის ინტეგრირება.}$$

ინტეგრირების მეთოდები

არსებობს ინტეგრირების სამი მეთოდი: უშუალო, ცვლადის შეცვლის და ნაწილობითი ინტეგრირების.

უშუალო ინტეგრირების შემთხვევაში, ინტეგრალქვეშა ფუნქცია, ალგებრული და ტრიგონომეტრიული ფორმულების გამოყენების და გარდაქმნებით, და აგრეთვე (3) და (4) თვისებების გამოყენებით, დაიყვანება ცხრილის ინტეგრალზე.

ინტეგრირების ცვლადის შეცვლის მეთოდის შემთხვევაში, $\int f(x) \, dx$ ინტეგრალის გამოსათვლელად გამოიყენება $x = \varphi(t)$ შეცვლა, სადაც, $\varphi(t)$ უნდა ავირჩიოთ ისეთნაირად, რომ მიღებული ახალი ინტეგრალის გამოთვლა შესაძლებელი იყოს უშუალო ინტეგრირებით. ამისათვის წინასწარ უნდა განვსაზღვროთ $dx = \varphi(t)' \, dt$, მაშინ გვექნება,

$$\int f(x) \, dx = \int f[\varphi(t)] \varphi(t)' \, dt$$

$F(t)$ პირველყოფილის პოვნის შემდეგ უნდა დავუბრუნდეთ თავდაპირველ „ x “ ცვლადს. ამ მეთოდის გამოყენებისას, უნდა ვისარგებლოთ დიფერენციალების ცხრილით:

$$1. du = \frac{1}{a} d(au + C), C = \operatorname{const}, u = u(x), a \in R.$$

$$2. u^m = \frac{1}{m+1} d(u^{m+1} + C), m \neq -1$$

$$3. \frac{du}{u} = d(\ln u + C)$$

$$4. a^u du = d\left(\frac{a^u + C}{\ln a}\right), a \neq 0, a \neq 1, a \in R$$

$$5. e^u du = d(e^u + C)$$

$$6. \sin u du = -d(\cos u + C)$$

$$7. \cos u \, du = d(\sin u + C)$$

$$8. \frac{du}{\cos^2 u} = d(\tan u + C)$$

$$9. \frac{du}{\sin^2 u} = -d(\cot u + C)$$

ნაწილობითი ინტეგრირების მეთოდის გამოყენების შემთხვევაში, $\int u \, dv$ ინტეგრალის გამოთვლისას სარგებლობენ ფორმულით,

$$\int u \, dv = uv - \int v \, du \quad (6)$$

სადაც, $u \, dv$ - არის ინტეგრალქვეშ გამოსახულება, რომლის ნაწილი აღინიშნება u -, ხოლო, ნაწილი კი dv სიმბოლოთი. ამასთან,

1. u სიმბოლოთი აირჩევა ფუნქცია, რომელიც დიფერენცირებით გამარტივდება.

2. dv სიმბოლოთი კი ის ნაწილი, რომლის ინტეგრალი ცნობილია, ან, შეიძლება ადვილად ინტეგრირება.

3. dv ნიშნის შემადგენლობაში აუცილებლად უნდა შედიდეს dx .

ნაწილობითი ინტეგრირების მეთოდი შეიძლება გამოყენებული იქნეს ერთ მაგალითში რამოდენიმეჯერ.

განსაზღვრული ინტეგრალი არის

$$\int_a^b f(x) \, dx$$

სახის ინტეგრალი და გამოითვლება ნიუტონ-ლეიბნიცის ფორმულით,

$$\int_a^b f(x) \, dx = F(x) \Big|_a^b = F(b) - F(a)$$

განსაზღვრული ინტეგრალის გამოყენებით შეიძლება გამოვთვალოთ ბრტყელი ფიგურების ფართობები, რკალის სიგრძე, ბრუნვითი სხეულების მოცულობები და აგრეთვე ამოვხსნათ სხვა ამოცანები.

აბერაცია 280	საგნობრივი საძიებელი	რადი 406
აბსოლუტურად	თერმოდინამიკის პირველი	რადიაქტიურ მწკვრივი 395
გამჭვირვალე სხეული 311	კანონი 111	რადიაქტიური 395
აბსოლუტურად დრეკადი	თერმოდინამიკური პარა-	რადიაქტიურობა 395
დაჯახება 47	მეტრები 88	რასელ-საუნდერსის წესი 380
აბსოლუტურად თეთრი	თერმოდინამიკური პროცესი	„რბილი“ რენტგენის სხივები
ზედაპირი 311	88	386
აბსოლუტურად მყარი	თერმოდინამიკური სისტემა	რეალური აირის შინაგანი
სხეული 53	88	ენერგია 127
აბსოლუტურად შავი	თერმოდინამიკური	რეაქტიული მოძრაობა 38
ზედაპირი 311	წონასწორობა 88	რეაქტიული ძალა 38
აბსოლუტურად შავი	თერმოელექტრონული	რეაქციის არხი 394
სხეულის მოდელი 311	ემისია 209	რეაქციის ენერგია 393
აბსოლუტური არადრეკადი	თერმომეტრი 91	რეაქციული წინაღობა 362
დაჯახება 48	თერმომეტრული სიდიდე 91	რეზერფორდი 396
აბსოლუტური აჩქარება 72	თერმომეტრული სხეული 91	რეზერფორდი ე. 367
აბსოლუტური გარდატეხის	თვალის 278	რეზერფორდის ფორმულა
მაჩვენებელი 246	თვალის აკომოდაცია 279	368
აბსოლუტური მოძრაობა 72	თვითინდუქცია 235	რეზერფორდის ცდა 367
აბსოლუტური სიჩქარე 16, 72	თორიუმის ოჯახი 395	რეზისტორი 185
აგზნების ენერგია 372	თხევად ლაზერები 327	რეზონანსი 344
აგზნებული მდგომარეობა	თხელი ლინზა 271	რეზონანსული სიხშირე 344
372	თხელი ლინზის ფორმულა	რეინოლდსი 64
ადიაბატური პროცესი 116	272	რეინოლდსის რიცხვი 64
ადრონები 402	იდეალური აირი 89	რელატივისტურ ეფექტები
ავოგადროს მუდმივა 90	იდეალური აირი მოდელი 89	77
ავტოელექტრული ემისია	იდეალური პლაზმა 410	რელატივისტურ თეორია 77
211	იდეალური სისტემა 264	რელატივისტური დინამიკა
ავტორხევები 345	იზობარა 96, 390	42
ავტოტრანსფორმატორი 238	იზობარული პროცესი 96	რელატივისტური ენერგია 43
აზრობრივი ექსპერიმენტი	იზოთერმა 95	რელატივისტური იმპულსი
414	იზოთერმული პროცესი 95	42
ათვლის არაინერციული	იზოლირებული სისტემა 27	რელატივისტური
სისტემა 36, 72	იზოლირებული სისტემა 88	კინეტიკური ენერგია 43
ათვლის სისტემა 13	იზოტონი 390	რელატივისტური მექანიკა
აინშტაინის ფორმულა 106	იზოტოპი 390	42
აირების უნივერსალური	იზოტროპული 136, 250	რელაქსაცია 88
მუდმივა 96	იზოქორა 96	რელაქსაციის დრო 88, 341
აირის დამატებით წნევა 125	იზოქორული პროცესი 96	რელაქსაციის პროცესი 88
აირის თერმომეტრი 92	იმპულსი 34	რელეი დ.უ. 309, 314
აიროვან ლაზერები 327	იმპულსის განუზღვრელობა	რელეი-ჯინსის კანონი 314
	414	

აკუსტიკა 352	იმპულსის მომენტის	რელიე-ჯინსის ფორმულა 314
ალბათური სიჩქარე 98	შენახვის კანონი 392	რენტგენი 406
ალოტროპია 138	იმპულსის შენახვის კანონი 34, 392	რენტგენი ვ. 385
ალფა ნაწილაკები 367	იმპულსური ნათურა 326	რენტგენის ბიოლოგიური ექვივალენტი 405
ალფა-დაშლა 397	ინდუქციის ვექტორის დივერგენცია 156	რენტგენის სხივები 385
ამოზნევილჩაზნევილი 271	ინდუქციური დენი 232	რენტგენის სხივების გაბნევა 388
ამორფული 135	ინდუქციური წინაღობა 361	რენტგენის სხივების დიფრაქცია 387
ამპერი 178	ინდუქციურობა 235	რენტგენის სხივების რენტგენის სხივების შთანთქმა 388
ამპერი ა. 226	ინერტული და გრავიტაციული მასები 34	რენტგენის ფიზიკური ექვივალენტი (რფე) 406
ამპერის ძალა 226	ინერცია 36	რენტგენოსპექტროსკოპია 388
ამპერმეტრი 186	ინერციის კანონი 36	რეომიური 92
ამწევი ძალა 66	ინერციის მომენტი 51	რეომიურის გრადუსი 92
ანალიზატორი 299	ინერციის ძალა 73	რეპერული წერტილი 91
ანდერსონი კ. 401	ინვარიანტული 78	რიდბერგი ი. 374
ანიზოტროპული 136	ინვერსიის ტემპერატურა 129	რიდბერგის მუდმივა 374
ანიონები 198	ინტერფერენცია 284	რიჩარდსონ-დემმანის ფორმულა 210
ანიჰილაცია 401	ინტერფერენციული ზოლის სიგანე 288	რკალური განმუხტვა 202
ანომალურ დისპერსია 305	ინტერფერენციული მაქსიმუმები 286	როტაციული ვისკოზიმეტრი 71
ანტიდეიტრონი 402	ინტერფერენციული მაქსიმუმების პირობა 286	რქოვანა 278
ანტინაწილაკი 401	ინტერფერენციული მინიმუმების პირობა 287	რხევა 328
ანტინივითიერება 402	ინტეფერენციულ მინიმუმები 287	რხევითი კონტური 337
ანტიპროტონი 401	ინფრაბგერა 352	რხევის ამპლიტუდა 328
ანტისტოქსური გამოსხივება 324	ინფრაწითელი 245	რხევის პერიოდი 328
ანტიტრიტიუმი 402	იონების ძვრადობა 199	რხევის საწყისი ფაზა 328
ანტიჰელიუმი 402	იონიზატორი 200	რხევის სიხშირე 328
აორთქლება 1399	იონიზაცია 200	რხევის ფაზა 328
აპერტურა 283	იონიზაციის ენერგია 201	რხევის წრიული სიხშირე 328
აპერტურული დიაფრაგმა 283	იონიზაციის ენერგია 372	სადაბლებელი
აპერტურული კუთხე 284	იონოლუმინესცენცია 323	ტრანსფორმატორი 238
არადასველებადი 132	იონური გამტარობა 198	საერთაშორისო პრაქტიკული 93
არაერთგვაროვანი დენის წყარო 181	იონური კავშირი 137	სავარი ფ. 223
არათავისთავდი განმუხტვა 201	იონური კრისტალები 137	საკუთარი მნიშვნელობები
არაიდეალური პლაზმა 410	ისლანდიური შპატი 301	
არამდგრადი წონასწორობა 56	იუნგი თ. 244, 285	
არაპოლარული		
მოლეკულები 174		
არაჩვეულებრივი სხივი 301		

არაწონასწორული	იუნგის მოდული 29	417
მდგომარეობა 88	იუნგის ცდა 285	საკუთარი ფუნქციები 417
არაწონასწორული პლაზმა	იმულებით რხევები 328, 342	საკუთარივე ელექტრული
410	კათიონები 198	გამტარებლობა 205
არეკვლილ ტალღა 422	კათოდოლუმინესცენცია 323	საკუთარივე გამტარებლობა
არეკვლის ზღვრული კუთხე	კამერლინგ-ონესი ხ. 197	204
257	კანდელი 253	სამაღლებელ
არეკვლის კოეფიციენტი 311,	კაპილარული ვისკოზიმეტრი	ტრანსფორმატორი 238
422	70	„სამი მეორედის“ კანონი 210
არეკვლის კუთხე 256	კაპილარული მოვლენა 134	სამედიცინო ვისკოზიმეტრი
საშუალო არითმეტიკული	კარნო ს. 119	70
სიჩქარე 99	კარნოს ციკლი 119	სამიზნე ნაწილაკი 392
არქიმედეს კანონი 60	კელვინი 93	სამმაგი წერტილი 143
არქიმედეს ძალა 60	კეპლერის საჭვრეტი მილი	სამფაზიანი ტრანსფორმატო-
ასტიგმატიზმი 282	276	რი 238
ატმოსფერული წნევა 58	კერი ჯ. 321	სამყაროს სითბური სიკვ-
ატომის მაგნიტური მომენტი	კერის ეფექტი 321	დილი 122
216	კვადრატული	საპროექციო აპარატი 274
ატომის სრული იმპულსის	ელექტროოპტიკური ეფექტი	სარკის მთავარი ფოკუსი 269
მომენტი 380	321	სარკის სიმრუდის რადიუსი
ატომის სრული იმპულსის	საშუალო კვადრატული	269
მომენტის კვანტური რიცხვი	სიჩქარე 99	სარკული არეკვლა 258
380	კვაზისტატიკური 89	„სარკული“ ბირთვები 391
ატომის სრული იმპულსის	კვანტის ენერგია 370	სასაზღვრო ფენა 67
მომენტის პროექცია 380	კვანტური ოპტიკა 247	სასარგებლო სიმძლავრე 184
ატომის სრული იმპულსის	კვანტური ორბიტები 370	სასრული სიღრმის
მომენტის პროექციის	კვანტური ოსცილატორი 420	პოტენციურ ორმო 426
კვანტური რიცხვი 380	კვანტური ჰარმონიული	საშუალო აჩქარება 17
ატომის სრული მაგნიტური	ოსცილატორი 420	საშუალო სიჩქარე 17
მომენტი 381	კვანძი 191	საჭვრეტი მილი 276
ატომის სრული	კვარკები 402	საჭვრეტი მილის კუთხური
ორბიტალური მომენტი 380	კვანტური თეორია 415	გადიდება 276
ატომის სრული	კიდურა კუთხე 132	სეგნეტოელექტრიკები 176
ორბიტალური მომენტის	კილოგრამი 34	სიბლანტე 64
კვანტური რიცხვი 380	კინეტიკური ენერგია 41	სითბოგამტარობა 103
ატომის სრული	კირხჰოფი გ.რ. 191	სითბოგამტარობის
ორბიტალური მომენტის პრ-	კირხჰოფი გ.რ. 312	კოეფიციენტი 103
ოექცია 380	კირხჰოფის კანონი 312	სითბოტევადობა 111
ატომის სრული სპინური	კირხჰოფის წესები 191	სითბურ მანქანა 118
მომენტი 380	კიური 396	სითბური გამოსხივება 310
ატომის სრული სპინური	კიური მ. 395	სითხის დენის მილი 57
მომენტის კვანტური რიცხვი	კიური პ. 176, 395	სითხის დენის წირები 57

380	კიური-ვეისის კანონი 220	სითხის დინება 57
ატომის სრული სპინური	კიურის ტემპერატურა 220	სითხის ნაკადი 57
მომენტის პროექცია 380	კლაპეირონ-კლაუზიუსის	სითხის წნევა 58
ატომური კრისტალები 137	განტოლება 144	სიკაშკაშე 254
ატომური მასა 89	კლასიკური ელექტრონული	სიმაღლისმზომი 102
აქტინიუმის ოჯახი 395	თეორია 195	სიმენსი 185
აქტიური გარემო 326	კოერციტული ძალა 177	სიმკვრივის გრადიენტი 104
აქტიურობა 396	კოლექტორი 207	სიმძიმის ცენტრი 28
აქცეპტორული მინარევები	კოლრაუმი რ.გ. 244	სიმძიმის ძალა 33
205	კომატური აბერაცია (კომა)	სიმძლავრე 41
აჩქარება 17	281	სიმძლავრის კოეფიციენტი
აჩქარების ამპლიტუდა 329	კომბინაციური გაბნევა 308	362
აჩქარების ერთეული 18	კონდენსატორები 168	სინათლე 245
აჩქარებული მოძრაობა 21	კონდენსატორების	სინათლის არეკვლის კანონი
ახლომხედველობა 279	მიმდევრობითი შეერთება 170	256
ბაზა 207	კონდენსატორების	სინათლის გაბნევა 308
ბალმერი 374	პარალელური შეერთება 170	სინათლის გარდატეხის
ბალმერის სერია 374	კონდენსატორის ტევადობა	კანონი 256
ბალმერის ფორმულა 374	169	სინათლის დისპერსია 302
ბარიერის სიმაღლე 209	კონდენსატორის შემონაფენი	სინათლის დიფრაქცია 290
ბარიონი 393	169	სინათლის ვექტორი 297
ბარიონული მუხტი 393	კონდენსაცია 139	სინათლის ნაკადების
ბარიონული მუხტის შენახ-	კონდენსორი 274	ურთიერთდამო-
ვის კანონი 392	კოორდინატთა სისტემა 13	უკიდულობის კანონი 255
ბარომეტრული ფორმულა	კოორდინატის	სინათლის ნაკადი 253
102	განუზღვრელობა 414	სინათლის სითბურ წყარო
ბარტოლინი რ. 301	კოორდინაციული რიცხვი	325
ბგერითი ტალღები 352	136	სინათლის სიჩქარე ვაკუუმში
ბგერითი წნევა 354	კორიოლისის აჩქარება 75	244
ბგერის ინტენსივობა 354	კორიოლისის ძალა 75	სინათლის უკუცემა 325
ბგერის ინტენსივობის დონე	კორპუსკულური 244	სინათლის შთანთქმა 306
354	კოსინუსური 251	სინათლის ძალა 253
ბგერის სიმაღლე 355	კოსმოსური სხივები 407	სინათლის ძალის
ბგერის ხმამაღლობა 354	კოჰერენტული ტალღები 285	სპექტრული სიმკვრივე 250
ბეკერელი 396	კრიოგენურ ტექნიკა 130	სინათლის წერტილოვან
ბელა ა. 354	კრისტალიზაცია 139	წყარო 247
ბელი 354	კრისტალოგრაფული 136	სინათლის წნევა 319
ბერნულის განტოლება 62	კრისტალოლუმინესცენცია	სინათლის წრფივად
ბეტა დაშლა 397	323	გავრცელების კანონი 255
ბიო ჟ. 223	კრისტალურ ლაზერები 327	სინქრონული საათები 80
ბიო-სავარ-ლაპლასის	კრისტალურ მესერის	სისტემის იმპულსი 34
ფორმულა 223	სიმეტრია 136	სიჩქარე 17

ბირთვი 368	კრისტალური 135	სიჩქარეთა შეკრების კანონი 78
ბირთვის ბმის ენერგია 391	კრისტალური მესერი 136	სიჩქარეთა შეკრების რელატივისტური კანონი 86
ბირთვული მოდელი 368	კრისტალური მესერის კვანძი 136	სიჩქარის ამპლიტუდა 329
ბირთვული რეაქცია 392	კრისტალური სტრუქტურა 136	სიჩქარის გრადიენტი 104
ბმის ენერგია 372	კრიტიკული წნევა 126	სიჩქარის ერთეული 17
ბმული მუხტები 175	კრიტიკული იზოთერმა 126	სიჩქარის ინვარიანტულობა 79
ბოგუსლავსკი ს. 210	კრიტიკული მდგომარეობა 126	სკალარული განტოლება 13
ბოზონები 400	კრიტიკული ტემპერატურა 126	სკლერი 278
ბოილი რ. 95	კრიტიკული წერტილი 126	სმენითი ბგერები 352
ბოილ-მარიოტის კანონი 95	კრუჟსი უ. 409	სმოლუხოვსკი მ. 309
ბოლცმანი ლ. 122, 312	კუთრ ენერგია 63	სოლენოიდი 214
ბოლცმანის განაწილება 103	კუთრი ელექტროგამტარობა 186	სპექტრული სიმკვრივე 249
ბოლცმანის მუდმივა 97	კუთრი ელექტრული წინაღობა 184	სპექტრული სინათლის ეფექტურობა 254
ბორის თეორია 370	კუთრი კინეტიკურ ენერგია 62	სპინი 377
ბორის მაგნეტონი 375	კუთრი პოტენციურ ენერგია 62	„სპინი-ზევით“ 378
ბორის მეორე პოსტულატები 370	კუთრი სითბოტევადობა 111	„სპინი-ქვევით“ 378
ბორის ორბიტის რადიუსი 371	კუთხური აჩქარება 24	სპინური გირომაგნიტური ფარდობა 378
ბორნი მ. 417	კუთხური სიჩქარე 24	სპინური კვანტური რიცხვი 378
ბრავე ო. 136	კულონი 146	სრიალის ხახუნი 30
ბრავეს მესერი 136	კულონი მ. 147	სრულ წნევა 63
ბრიუსტერი დ. 300	კულონის კანონი 147	სრული არდასველება 133
ბრიუსტერი დ. 320	ლაზერი 326	სრული არეკვლა 257
ბრიუსტერის კანონი 300	ლაზერულ გენერაცია 327	სრული აჩქარების მოდული 21
ბრიუსტერის კუთხე 300	ლაიმანი ტ. 374	სრული დასველება 133
ბროლი 278	ლაიმანის სერია 374	სრული დენის კანონი 223
ბროუნი რ. 105	ლამბერტი ი. 248	სრული ენერგეტიკული ნათობა 252
ბროუნის მოძრაობა 105	ლამბერტული 251	სრული მექანიკური ენერგია 47
ბრტყელამოზნეჟილი 271	ლამნარულ დინება 64	სრული წინაღობა 362
ბრტყელი კონდენსატორი 169	ლანდეს მამრავლი 382	სტატიკური წნევა 63
ბრტყელი სარკე 269	ლაპლასი პ. 223	სტაციონარული დინება 58
ბრტყელაზნეჟილი 271	ლაპლასის ფორმულა 134	სტაციონარული მდგომარეობა 370
ბრუნვის პერიოდი 24	ლენარდი ფ. 367	სტერადიანი 247
ბრუნვის სიხშირე 16	ლენგმიური ი. 210, 409	
ბუგერი პ. 248	ლენცი ე. 232	
ბუგერის კანონი 306		
ბუნებრივი რადიაქტიურობა 395		
ბუნებრივი სინათლე 297		
ბურღის წესი 213		

ბურღის წესი 228	ლენცის წესი 232	სტეფან-ბოლცმანის კანონი 312, 313
გაზნევის კოეფიციენტი 388	ლეპტონი 393	სტეფან-ბოლცმანის მუდმივა 313
გაზნევის მასური კოეფიციენტი 388	ლეპტონური მუხტი 393	სტეფან-ბოლცმანის ფორმულა 313
გადაადგილება 14	ლეპტონური მუხტის შენახვის კანონი 392	სტიუარტი ბ. 194
გადატანითი მოძრაობა 72	ლითონური კრისტალები 137	სტიუარტისა და ტოლმენის ცდა 195
გადატანითი მოძრაობის აჩქარება 72	ლინზა 271	სტოქსი ჯ.გ. 324
გადატანითი მოძრაობის სიჩქარე 72	ლინზის მთავარი ოპტიკური ღერძი 271	სტოქსის მეთოდი 67
გადატანითი სიჩქარე 16	ლინზის მთავარი ფოკუსი 271	სუბლიმაცია 139
გადახურებული სითხე 127	ლინზის ოპტიკური ღერძი 271	სუპერპოზიციის პრინცი 149
გადიდების ქრომატიზმი 281	ლინზის ოპტიკური ცენტრი 271	სფერული აბერაცია 280
გადიდებული	ლინზის ფოკალური სიბრტყე 271	სფერული გარდამტეხი ზედაპირის ფორმულა 268
გამოსახულება 271	ლინზის ფოკუსური მანძილი 271	სფერული ზედაპირი 267
გავლილი გზა 14	ლინზის ხაზოვანი გადიდება 273	სფერული ზედაპირის ოპტიკურ ღერძი 268
გალილეის გარდაქმნის ფორმულები 78	ლორენცი ბ. 195	სფერული კონდენსატორის ტევადობა 169
გალილეის საჭვრეტი მილი 276	ლორენცის გარდაქმნები 81	სფერული სარკის ფოკუსური მანძილი 269
გამა-გამოსხივება 398	ლორენცის ძალა 227	სფერული სარკის ფორმულა 268
გამათბობელი 118	ლომბიტდის მუდმივა 97	სხეულის წონასწორობა 55
გამზნევი 266	ლუმენი 253	სხეულოვანი კუთხე 247
გამზნევი ლინზები 271	ლუმინესცენცია 323	სხივების ურთიერთშექცევადობის პრინციპი 256
გამოსავალი არხი 394	ლუმინესცენციის პირველი კანონი 324	ტალღა 350
გამოსვლის მუშაობა 208	ლუმინესცენციის უნარიაწარმოა 310	ტალღის განტოლება 351
გამოსხივების სპექტრული შემადგენლობა 325	ლუმინესცენციის უნარიაწარმოა 310	ტალღის სიგრძე 350
გამოსხივების უნარიაწარმოა 310	ლუმინისცენციის ენერგეტიკული გამოსავალი 325	ტალღური მექანიკის განტოლება 415
გამოსხივების ფოტომეტრული ექვივალენტი 255	ლუმინისცენციის კვანტური გამოსავალი 325	ტალღური ზედაპირი 350
გამტარები 178	ლუპა 275	ტალღური ოპტიკა 247
გამტარებლობის დენი 179	ლუპის კუთხური გადიდება 275	ტალღური რიცხვი 351
გამტარებლობის ელექტრონული თეორია 195	ლუქსი 254	ტალღური ფრონტი 350
გამჭვირვალე სითხე 278	მაგიური ბირთვი 390	ტალღური ფუნქცია 415
გამჭვირვალეობის კოეფიციენტი 422	მაგნიტები 212	ტალღური ფუნქციის მოდულის კვადრატი 415
განათებულობა 254	მაგნიტოოპტიკური მოვლენა 322	
განივი ტალღა 350	მაგნიტური „მუხტები“ 214	

განრთული წრედი 183	მაგნიტური ამთვისებლობა 217	ტალღური ფუნქციის ნორმირების პირობა 418
განურჩეველი წონასწორობა 56	მაგნიტური დამაბულობის ვექტორი 214	ტანგენციური აჩქარება 19
განშტოებული წრედი 191	მაგნიტური დიპოლური მომენტი 375	ტაონური ლეპტონური მუხტი 393
გარბენის საშუალო სიგრძე 107	მაგნიტური ველი 212	ტევადური წინაღობა 360
გარბენის სიგრძე 106	მაგნიტური ველის ენერგია 239	ტელესკოპი 277
გარდატეხის კუთხე 256	მაგნიტური ინდუქციის ვექტორი 213	ტემბრი 355
გარე ხახუნი 30	მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის ელემენტარული ნაკადი 221	ტემპერატრული კოეფიციენტი 9, 96
გარე ძალები 27	მაგნიტური ინდუქციის წი-რები 213	ტემპერატურა 91
გარე წინაღობა 183	მაგნიტური კვანტური რიცხვი 378	ტემპერატურის აბსოლუტური ნული 93
გარემოს დიელექტრიკული შეღწევადობა 148	მაგნიტური მომენტი 216	ტემპერატურის გრადიენტი 103
გარეშე პერიოდული ძალა 342	მაგნიტური ნაჯერობა 219	ტემპერატურის გრადუსი 92
გარსშემოდიდება 67	მაგნიტური პოლუსები 212	ტესლა 213
გასული ტალღა 422	მაგნიტური შეღწევადობა 217	ტინდალი ჯ. 308
გაუსის თეორემა 155	მაგნიტური ჰისტერეზისი 219	ტინდალის გაბნევა 308
გაუსის თეორემა	მაზერი 326	ტოლმენი რ. 194
დიფერენციალური ფორმით 157	მათემატიკური საქანი 334	ტოლქმედი ძალა 27
გაუსის თეორემა	მაიერის განტოლება 112	ტომსონი გ. 415
ინტეგრალური ფორმით 222	მალიუსი ე. 298	ტომსონი ჯ.ჯ. 367
გეიგერ-ნეტოლის კანონი 397	მალიუსის კანონი 299	ტომსონის მოდელი 367
გეი-ლუსაკი ჟ. 96	მანდელშტამი ლ.ი. 309	ტონქსი ლ. 409
გეი-ლუსაკის კანონი 96	მანძილის ფარდობითობა 85	ტორიჩელის ფორმულა 63
გელ-მანი მ. 402	მარგი ქმედების კოეფიციენტი 119, 184	ტოროიდი 225
გეომეტრიული ოპტიკა 247	მარიოტი ე. 95	ტოროიდული კამერა 411
გესი ვ. 407	მარტივი კუბური მესერი 136	ტრაექტორია 14
გვირაბული ეფექტი 427	მარცხენა ხელის წესი 226	ტრაექტორიის განტოლება 14
გვირგვინისებური განმუ-ხტვა 202	მარჯვენა ხრახნის წესი 223	ტრანსფორმატორი 237
გლიუონი 403	მასა 34	ტრანსფორმაციის კოეფიციენტი 238
გორვის ხახუნი 30	მასათა ცენტრი 28	ტრიბოლუმინესცენცია 323
გრადიენტი 45	მასის ატომურ ერთეული 390	ტრიტიუმი 390
გრეხითი სასწორი 147	მასის დეფექტი 391	ტრიტონი 390
გრიგალური ველი 213	მასური კოეფიციენტი 388	ტურბულენტური დინება 64
გრძივი ტალღა 350	მასური რიცხვი 389	ტურმალინის ფირფიტა 298
გუგა 278		„ტყუპების პარადოქსი“ 84
გულარი 237		უიტსტონის რეოქორდული ბოგირი 193
დაბალი წნევის ნათურა 326		უკანა ფოკალური სიბრტყე
დაბალტემპერატრული		

პლაზმა 410	მატერია 13	264
„დადებითი ხერელი“ 204	მაქსველი ჯ. 97, 233, 363	უკანა ფოკუსი 264
დალტონის კანონი 97	მაქსველის განტოლებები 241	უკუმაბზვა 206
დამაგნიტებულობა 216, 230	მაქსველის განტოლებები	ულტრაბგერა 352
დამუხრუჭებითი რენტგენის	დიფერენციალური ფორმით	ულტრაიისფერი 245
გამოსხივება 386	243	„ულტრაიისფერი
დარტყმითი იონიზაცია 201	მაქსიმალური გამოსხივების	კატასტროფა“ 314
დასველება 132	უნარიანობა 314	ურანის ოჯახი 395
დასველებადი 132	მაღალი წნევის ნათურა 326	ურთიერთინდუქცია 229
დაყვანილი სითბოს	მაღალტემპერატურული	უსასრულო სიღრმის
რაოდენობა 121	პლაზმა 410	პოტენციურ ორმო 424
დაშლის მუდმივა 396	მაცივარი 118	უსასრულოდ მაღალი
დაცემის კუთხე 256	მახასიათებელი რენტგენის	„პოტენციურ ორმო“ 425
დაცემულ ტალღა 422	გამოსხივება 386	უძრავობის ენერგია 43
დაძაბულობის ვექტორის	მდგომარეობის განტოლება	უძრავობის ხახუნი 30
ნაკადი 154	97	უწყვეტი სპექტრი 417
დაძაბულობის ვექტორის	მდგომარეობის დიაგრამა 143	უწყვეტობის განტოლება 61
როტორი 161	მდგრადი წონასწორობა 56	ფაზა 141
დაძაბულობის ვექტორის	მდებარეობის ქრომატიზმი	ფაზათა სხვაობა 286
ცირკულაცია 161	281	ფაზურ სიჩქარე 305
დაძაბულობის წირები 149	მენისკი 134	ფაზური გადასვლა 142
დახურული არხი 394	მეორე კოსმოსური სიჩქარე 51	ფაზური გადასვლის სითბო
დაჯახება 47	მეორეული ელექტრონული	144
დაჯახებათა რიცხვი 107	ემისია 211	ფარადეი მ. 146, 199, 231, 322
დე ბროილი ლ. 412	მეორეული ელექტრული	ფარადეის მეორე კანონი 200
დე ბროილის ჰიპოთეზა 412	ემისია 211	ფარადეის მუდმივა 200
დევისონი კ. 412	მეორეული კოსმოსურ	ფარადეის პირველი კანონი
დეიტერიუმი 390	სხივები 407	199
დეიტრონი 390	მესამე კოსმოსური სიჩქარე 51	ფარადი 168
დენიან კონტური 212	მესერის მუდმივა (პერიოდი)	ფარდობითი აჩქარება 72
დენის მექანიკური წყარო 180	295	ფარდობითი გარდატეხის
დენის სითბური წყარო 180	მეტასტაბილური მდგომარეობა 144	მაჩვენებელი 256
დენის სიმკვრივე 178	მეტრი 13	ფარდობითი დეფორმაცია 29
დენის სინათლის წყარო 180	მექანიკის ოქროს წესი 59	ფარდობითი მოძრაობა 72
დენის ქიმიური წყარო 180	მექანიკურ ძაბვა 29	ფარდობითი სიჩქარე 16
დენის ძალა 178	მექანიკური მოძრაობა 13	ფარდობითი სიჩქარე 72
დენის ძალის მოქმედი	მექანიკური მუშაობა 40	ფარდობითი სპექტრული
მნიშვნელობა 362	მექანიკური სისტემა 27	სინათლის ეფექტურობა 254
დენის წყარო 179	მექანიკური სისტემის მასა 28	ფარდობითობა 15
დეფორმაცია 28	მთავარი კვანტური რიცხვი	ფარდობითობის
დეციბელი 354	378	სპეციალური თეორია 77
დიამაგნეტიკები 217		ფარენჰეიტი 92

დიაფრაგმა 282	მთავარი ოპტიკური ღერძი 269	ფარენჰეიტის გრადუსი 92
დიაფრაგმირება 282		ფერადი გარსი 278
დიელექტრიკები 173, 178	მთავარი სიბრტყე 265	ფერმა პ. 258
დიელექტრიკის	მთავარი წერტილი 265	ფერმას პრინციპი 259
პოლარიზაცია 174	მიზიდულობის ველის	ფერმიონები 400
დიელექტრიკული	დამაბულობა 49	ფერომაგნეტიკები 218
ამთვისებლობა 175	მიზიდულობის ველის	ფიზიკა 13
დიელექტრიკული	პოტენციალი 50	ფიზიკური ოპტიკა 247
შედწევადობა 175	მიკროდენები 216	ფიზიკური საქანი 333
დივერგენცია 156	ერთგანზომილებიანი	ფიზო ი.ლ. 244
დინამიკურ სიბლანტე 64, 104	მოძრაობა 421	ფლოურესცენცია 323
დინამიკური წნევა 63	მიკროსკოპი 275	ფოკუსური მანძილი 269
დიოპტრი 266	მიკროსკოპის კუთხური	ფონი 354
დიოპლის ელექტრულ	გადიდება 276	ფოსფოროსცენცია 323
მომენტი 151	მიღებადი რხევები 328, 340	ფოტოაპარატი 274
დიოპლის მხარი 151	მიღებადი რხევების	ფოტობირთვული რეაქცია 394
დირაკი პ. 401	პერიოდი 341	
დისიპატური ძალები 47	მიღების დეკრემენტი 342	ფოტოდრეკადობა 320
დისკრეტული	მიღების დრო 340	ფოტოელექტრონები 315
მნიშვნელობები 372	მიღების კოეფიციენტი 339	ფოტოელექტრონული
დისკრეტული სპექტრი 417	მიღების ლოგარიტმული	ემისია 211
დისოციაციის ხარისხი 198	დეკრემენტი 342	ფოტოელექტრონული მამრავლი 211
დისტორსია 281	მინარეგული ნახე-	
დიულუნგისა და პტის	ვარგამტარობა 205	ფოტოეფექტი 315
კანონი 113	მინისებრი სხეული 278	ფოტოეფექტის „წითელ
დიფრაქციული მაქსიმუმები 295	მიონური ლეპტონური	საზღვარი“ 317
	მუხტი 393	ფოტოეფექტის აინშტაინის
დიფრაქციული მაქსიმუმების რიგი 388	მირაჟი 261	განტოლება 317
დიფრაქციული მესერი 295	მოვლენების ერთდროულობა 79, 781	ფოტოეფექტის კანონები 316
დიფრაქციული მესერის	მოვლენებს შორის	ფოტოლუმინესცენცია 323
პარამეტრი 388	ინტერვალი 86	ფოტომეტრია 247
დიფრაქციული მინიმუმები 295	მოვლენის ხანგრძლივობა 82	ფოტონის ენერგია 318
	მოზლი პ. 387	ფოტონის იმპულსი 319
დიფრაქციული სპექტრი 303	მოზლის კანონი 387	ფოტონის მასა 318
დიფუზია 103	მოკლე ჩართვის დენი 183	ფრანკი გ. 372
დიფუზიის კოეფიციენტი 104	მოლეკულა 88	ფრანკისა და ჰერცის ცდა 372
დიფუზიური არეკვლა 258	მოლეკულური გაბნევა 308	ფრაუნჰოფერი 294
დნობა 139	მოლეკულური კრისტალები 138	ფრაუნჰოფერის დიფრაქცია 294
დნობის კუთრი სითბო 141	მოლეკულური მასა 89	ფრენელი 244
	მოლეკულური ფიზიკა 88	ფრენელი ო. ჟ. 291
		ფრენელის ზონები 291

დოზიმეტრი 406	მოლეკულური ქმედების	ფუკოს საქანი 76
დოზიმეტრია 405	მანძილი 130	ქემილუმინესცენცია 323
დომენები 176	მოლეკულური ქმედების	ქიმიურ ექვივალენტი 200
დომენი 219	სფერო 130	ქრომატული აბერაცია 280
დონეების დასახლებათა	მოლეკულური წნევა 131	შარლი ჟ. 96
ინვერსია 327	მოლი 90	შარლის კანონი 96
დონეებს შორის ფარდობითი	მოლურ მასა 90	შებრუნებული
მანძილი 426	მოლური მოცულობა 90	გამოსახულება 265
დონორული მინარევი 205	მოლური სითბოტევადობა	შებრუნებული
დოპლერის ეფექტი 358	111	გამოსახულება 271
დრეკადი არხი 394	მონოკრისტალები 136	შემაკავებელი ძაბვა 316
დრეკადობის კოეფიციენტი	მოცულობაცენტრირებული	შემკრები ლინზები 271
30	კუბური მესერი 136	შემცირებული
დრეკადობის ძალა 29	მოძრაობა 13	გამოსახულება 271
დროის შენელება 84	მოძრაობის ფარდობითობა 15	შენელებული მოძრაობა 21
დრუდე პ. 195	მრუდწირული მოძრაობა 17	შესაბამისობის პრინციპი 426
დუდილი 127 140	მსოფლიო მიზიდულობის	შესავალი არხი 394
დუდილის წერტილი 127	ძალა 32	შეუქცევადი პროცესები 89
დღის „გახანგრძლივება“ 261	მსოფლიო მიზიდულობის	შეუღლებული წერტილები
დღის სინათლის ნათურა 326	მუდმივა 32	264
ეგზოთერმული რეაქცია 393	მუდმივი დენი 178	შეფუთვის კოეფიციენტი 391
ეკრანირების მუდმივა 387	მუდმივი დენის მუშაობა 190	შექცევადი პროცესი 88
ელემენტარული ნაწილაკები	მუდმივი დენის სიმძლავრე	შედწევადობის კოეფიციენტი
399	190	311
ელემენტარული უჯრედი	მულტიპლეტურობა 379	შთანთქმის კოეფიციენტი
136	მუშა სხეული 118	306, 311, 388
ელემენტარული უჯრედის	მუხტის ზედაპირული	შთანთქმის მასური
პარამეტრები 136	სიმკვრივე 153	კოეფიციენტი 388
ელექტრეტები 177	მუხტის მოცულობითი	შთანთქმის სპექტრი 307
ელექტრო მამოძრავებელი	სიმკვრივე 153	შთანთქმის უნარიანობა 311
ძალა 181	მუხტის პოტენციური	შიგა ხახუნი 30
ელექტრობირთვული	ენერგია 162	შიგა ძალები 27
რეაქცია 394	მუხტის ხაზოვანი სიმკვრივე	შიგა წინალობა 181
ელექტროგამტარობა 185	153	შინაგანი ენერგია 109
ელექტროლიტები 198	მღვივარე განმუხტვა 202	შინაგანი კონვერსია 399
ელექტროლიტური	მყისი აჩქარება 17	შინაგანი ხახუნი 104
დისოციაცია 198	მყისი სიჩქარე 17	შორსმხედველობა 279
ელექტროლუმინესცენცია	„მშრალი ყინული“ 145	შრედინგერი ე. 415
323	n-ტიპის ნახევარგამტარი 205	შრედინგერის განტოლება
ელექტრომაგნიტურ ველი	ნათობა 254	415
363	ნაკადი 263	შრედინგერის დროითი
ელექტრომაგნიტური	ნამდვილი გამოსახულება	განტოლება 416

ინდუქცია 232	264, 271	შრედინგერის სტაციონარული მდგომარეობის განტოლება 417
ელექტრომაგნიტური ტალღები 363	ნამის წერტილი 127	შტეინერის თეორემა 42
ელექტრომაგნიტური ტალღების სიჩქარე ვაკუუმში 244	ნაპერწყლური განმუხტვა 202	შტერნი ო. 101, 376
ელექტრონების დიფრაქციული სურათი 412	ნაწილაკის შეღწევის სიღრმე 427	შტერნის ცდა 101
ელექტრონი 146	ნაწილაკის გაბნევა 421	შტერნისა და ჰერლახის ცდა 376
ელექტრონის სპინი 377	ნაწილაკის ყოფნის ალბათობა 417	ჩაზნევილ სფერულ სარკე 269
ელექტრონის სრული იმპულსის მომენტი 379	ნახევარგამტარები 178	ჩაზნევილამოზნევილი 271
ელექტრონის სრული იმპულსის მომენტის კვანტური რიცხვი 379	ნახევარგამტარის ელექტროგამტარებლობა 204	ჩაკეტილი სისტემა 27
ელექტრონის სრული იმპულსის მომენტის კვანტური რიცხვი 379	ნახევარგამტარული დიოდი 207	ჩაკეტილი წრედი 183
ელექტრონის სრული იმპულსის მომენტის პროექცია 379	ნახევარგამტარული ლაზერები 327	ჩვეულებრივი პლაზმა 410
ელექტრონის სრული იმპულსის მომენტის კვანტური რიცხვი 379	ნახევარგამტარული ტრანზისტორი 207	ჩვეულებრივი სხივი 301
ელექტრონის სრული მაგნიტური მომენტი 379	ნახევრდაშლის პერიოდი 396	ცელსი 92
ელექტრონის ხვედრითი მუხტი 195	ნახშირბადური ციკლი 408	ცელსიუსის გრადუსი 92
ელექტრონოგრაფია 388	ნაჯერი ორთქლი 126, 139	ცენტრალური დაჯახება 47
ელექტრონულ გამტარებლობა 205	ნაჯერობის დენი 210	ცენტრირებული ოპტიკურ სისტემა 263
ელექტრონული გარსი 383	ნაჯერობის დენის სიმკვრივე 210	ცვიიგი ჯ. 402
ელექტრონული დაშლა 398	ნეიტრონი 389	ცვლადი დენი 359
ელექტრონული კონფიგურაცია 383	ნეიტრონოგრაფია 388	ცვლადი დენის სიმძლავრის მყისი მნიშვნელობა 362
ელექტრონული ლეპტონური მუხტი 393	ნეპტუნის ოჯახი 395	ცილინდრული კონდენსატორის ტევადობა 169
ელექტრონული ნაკადის დიფრაქცია 414	ნერნსტი 123	ძაბვა 183
„ელექტრონული სიმკვრივის განაწილება“ 417	ნერნსტის თეორემა 123	ძაბვის მოქმედი მნიშვნელობა 362
ელექტრონული ტალღები 413	ნივთიერება 13	ძალა 27
ელექტრონული ტიპის	ნივთიერების რაოდენობა 90	ძალის იმპულსი 36
	ნივთიერი წერტილი 13	ძალის მომენტი 54
	ნიკოლის პრიზმა 301	ძალის მხარი 54
	ნიუტონი 35	ძგერები 347, 355
	ნიუტონი ი. 244, 302	ძირითადი დონე 372
	ნიუტონის ბნელი რგოლები 290	წამი 13
	ნიუტონის მეორე კანონი 35	წარმოსახვითი გამოსახულება 264, 269, 271
	ნიუტონის მესამე კანონი 37	წახნაგცენტრირებული კუბური მესერი 136
	ნიუტონის ნათელი რგოლები 290	
	ნიუტონის პირველი კანონი 36	

მინარევული გამტარებლობა 205	ნიუტონის რგოლები 289	წერტილოვანი მუხტი 147
„ელექტრონული ღრუბელი“ 208, 417	„ნიმანთა წესი“ 192	სტიგმატური გამოსახულება 263
ელექტრონული შრე 383	ნორმალურ დისპერსია 304	წინა ფოკალური სიბრტყე 264
ელექტრონული ჩაჭერა 398	ნორმალურ პირობები 90	წინა ფოკუსი 265
ელექტროოპტიკური ეფექტი 321	ნორმალური ატმოსფერო 58	წინაღობათა მიმდევრობითი შეერთება 187
ელექტროსტატიკა 146	ნორმალური აჩქარება 19	წინაღობათა პარალელური შეერთება 188
ელექტროსტატიკური ველი 148	ნუკლონი 389	წინაღობის კოეფიციენტი 65
ელექტროტევადობა 168	ნუკლონის ბმის კუთრი ენერგია 391	წინაღობის ტემპერატურული კოეფიციენტი 185
ელექტროქიმიური ექვივალენტი 199	ნულოვანი რხევების ენერგია 421	წინაღობის ძალა 65
ელექტრულ დენი ლითონებში 194	ობიექტივი 274	წონასწორული პლაზმა 410
ელექტრული დენი აირებში 200	ომი 184	წრედის სრული წინაღობა 183
ელექტრული დენი ნახევარგამტარებში 203	ომის კანონი 183	წრიული პოლარიზაცია 298
ელექტრული დენი სითხეებში 198	ომის კანონი	წრიული პროცესი 118
ელექტრული დენის წირები 178	დიფერენციალური ფორმით 186, 196, 199,	წრფივი ელექტროოპტიკური ეფექტი 321
ელექტრული დენის წირები 178	ოპტიკა 244	წრფივი თანაბარი მოძრაობა 21
ელექტრული დიპოლი 151	ოპტიკურ გამოსახულება 263	წრფივი მოძრაობა 16
ელექტრული ველი 148	ოპტიკურ დიაპაზონი 246	წრფივი პოლარიზაცია 298
ელექტრული ველის დამაბულობა 148	ოპტიკურ სვლათა სხვაობა 286	წრფივი ჰარმონიული ოსცილატორი 420
ელექტრული ველის ენერგია 173	ოპტიკურად მღვრიე გარემო 308	წყალბადური ციკლი 408
ელექტრული ველის ენერგიის მოცულობითი სიმკვრივე 173	ოპტიკური ანიზოტროპია 320	წყაროს სიმძლავრე 184
ელექტრული ველის მუშაობა 160	ოპტიკური არე 245	ქეშმარიტად ნეიტრალური ნაწილაკი 401
ელექტრული ველის ენერგიის მოცულობითი სიმკვრივე 173	ოპტიკური გზის სიგრძე 259, 286	ხაზოვანი 265
ელექტრული ველის მუშაობა 160	ოპტიკური გზის სიგრძე 286	ხაზოვანი შესუსტების კოეფიციენტი 388
ელექტრული ველის პოტენციალი 162	ოპტიკური კვანტური წყაროები 326	ხახუნის კოეფიციენტი 31
ელექტრული ინდუქციის ვექტორი 150	ოპტიკური სისტემა 263	ხახუნის ძალა 30
ელექტრული მომენტი 173	ოპტიკური ცენტრი 269	ხელოვნური რადიაქტიურობა 395
	ოპტიკური ძალა 266	ხვრელი გამტარებლობა 204
	ორბიტალურ გირომაგნიტურ მუდმივა 375	ხვრელურ მინარევულ გამტარებლობა 205
	ორბიტალური იმპულსის მომენტი 375	ხვრელური ტიპის
	ორბიტალური კვანტური რიცხვი 378	
	ორბიტალური მაგნიტური	

ელექტრული მუდმივა 147
 ელექტრული მუხტი 146
 ელექტრული მუხტის
 შენახვის კანონი 392
 ელექტრული სქემა 181
 ელექტრული წინაღობა 184
 ელექტრული წრედი 181
 ელიფსური პოლარიზაცია
 298
 ემისიის კოეფიციენტი 211
 ემიტერი 207
 ენდოთერმულ რეაქცია 393
 ენდრიუსი თ. 127
 ენერგეტიკულ დონე 372
 ენერგეტიკული
 განათებულობა 250
 ენერგეტიკული
 განათებულობის
 სპექტრული სიმკვრივე 251
 ენერგეტიკული ნათობა 252
 ენერგეტიკული ნათობის
 სპექტრული სიმკვრივე 252
 ენერგეტიკული ნაკადი 248
 ენერგეტიკული სიკაშკაშე
 251
 ენერგეტიკული სიკაშკაშის
 სპექტრული სიმკვრივე 251
 ენერგეტიკული სინათლის
 ძალა 249
 ენერგიის დონეების დიაგრ-
 ამები 372
 ენერგიის შენახვის კანონი
 392
 ენტროპია 121
 ერთგვაროვანი დენის წყარო
 181
 ერთგვაროვანი ველი 149
 ერთდერმა კრისტალი 301
 ერსტედი ხ.კ. 212
 ეფექტური დიამეტრი 107
 ექვიპოტენციალურ
 ზედაპირი 50

მომენტი 375
 ორთოპოზიტრონიუმი 402
 ორთქლადქცევის კუთრი
 სიბო 139
 ორთქლი 126
 ორმაგად მაგიური ბირთვი
 391
 ორმაგსხივთება 301
 ორმხრივამოზნეკილი 271
 ორმხრივჩაზნეკილი 271
 ორდერმა კრისტაი 301
p-ტიპის გამტარებლობა 206
p-ტიპის ნახევარგამტარი 206
 პარამაგნეტიკები 218
 პარაპოზიტრონიუმი 402
 პარაქსიალური ნაკადი 269
 პარციალურ წნევა 97
 პასკალი 58
 პასკალის კანონი 58
 პაული ვ. 382
 პაულის პრინციპი 382
 პაშენი ფ. 375
 პაშენის სერია 375
 პერენი ჟ. 106
 პიეზოელექტრიკები 177
 პირდაპირი გამოსახულება
 265, 271
 პირდაპირი რეაქცია 394
 პირველადი კოსმოსურ
 სხივები 407
 პირველი გვარის მუდმივი
 ძრავა 111
 პირველი კოსმოსური
 სიჩქარე 51
 პიროელექტრიკები 177
 პლაზმა 409
 პლაზმის იონიზაციის
 ხარისხი 409
 პლაზმის სიმკვრივე 409
 პლანკი მ. 315
 პლანკის მუდმივა 318
 პლანკის ფორმულა 315

მინარევული გამტარებლობა
 206
 ხილვადობის მრუდი 254
 ხილულ დიაპაზონი 245
 „ხისტი“ რენტგენის სხივები
 386
 ხმამაღლობის დონე 354
 ჯგუფური სიჩქარე 305
 „*jj*“ ბმის მეთოდი 380
 ჯერმერი ლ. 412
 ჯინსი ჯ.კ. 314
 ჯოული 40
 ჯოულ-ლენცის კანონი 190,
 191
 ჯოულ-ლენცის კანონი
 დიფერენციალური ფორმით
 197
 ჯოულ-ტომსონის
 დადებითი ეფექტი 129
 ჯოულ-ტომსონის ეფექტი
 128
 ჯოულ-ტომსონის
 უარყოფითი ეფექტი 129
 ჰამილტონიანის ოპერატორი
 45
 ჰარმონიული ოსცილატორი
 332
 ჰარმონიული ოსცილატორი
 419
 ჰარმონიული რხევა 328
 ჰეიზენბერგის
 განუზღვრელობის
 თანაფარდობა 414
 ჰენრი 235
 ჰერლახი ვ. 376
 ჰერცი 246
 ჰერცი ჯ. 372
 ჰერცი კ. 315
 ჰერცის დიპოლი 365
 ჰექსაგონალური მესერი 136
 ჰიდრაულიკური მუხრუჭები
 59

ექვიპოტენციური ზედაპირი 164
ექსპოზიციური დოზა 406
ვაკუუმური დიოდი 210
ვან-დერ-ვაალსის განტოლება 125
ვარგისობა 340
ვატი 41
ვებერი 221
ველი 13
ველის დამაბულობის ვექტორის ცირკულაცია 240
ვერდეს მუდმივა 322
ვერცხლისწყლის სვეტის მილიმეტრი 58
ვექტორული განტოლება 13
ვექტორული დიაგრამა 361
ვილჰელმ ვინი 313
ვინის გამოსხივების პირველი კანონი 313
ვინის კანონი 313
ვინის მუდმივა 314
ვინის წანაცვლების წესი 313, 314
ვისკოზომეტრი 70
ვისკოზომეტრია 70
ვოლტამპერული მახასიათებელი 184
ვოლტი 183
ვოლტმეტრი 186
ვულფი-ბრეგის ფორმულა 388
ზამბარიანი საქანი 336
ზამბარის სიხისტე 30
ზეგამტარობა 197
ზედაპირული დაჭიმულობა 131
ზედაპირული დაჭიმულობის ძალა 131
ზედაპირული ენერგია 131
ზეებეკი თ.ი. 320
ზემაღალი წნევის ნათურა პოზიტრონი 401
პოზიტრონიუმი 402
პოზიტრონული დამლა 398
პოინტინგის ვექტორი 364
პოკელსი ფ. 321
პოკელსის ეფექტი 321
პოლარიზატორი 299
პოლარიზაცია 174
პოლარიზაციის სიბრტყე 298
პოლარიზაციის ხარისხი 298
პოლარიზებული 177
პოლარიზებული სინათლე 297
პოლარიზებულობა 174, 177
პოლარული მოლეკულები 174
პოლარული ციალი 215
პოლიგრისტალები 136
პოლიმორფიზმი 138, 144
პოლიმორფული გარდაქმნა 144
პოლიტროპის მაჩვენებელი 117
პოლიტროპული პროცესი 117
პოლტროპის განტოლება 117
პოლუსი 269
პოსტულატი 79
პოტენციალთა სხვაობა 163
პოტენციალი 163
პოტენციალის გრადიენტი 163
პოტენციალის ზედაპირული ნახტომი 209
პოტენციურ ბარიერი 46, 209
პოტენციური ენერგია 44
პოტენციური ორმო 423
პოტენციური ძალები 41
პრევო პ. 312
პრევოს წესი 312
პრიზმის გარდამტეხი კუთხე 261
პრიზმული სპექტრი 303
ჰიდრაულიკური წნეხი 59
ჰიდროაერომექანიკა 57
ჰიდროსტატიკური პარადოქსი 59
ჰიდროსტატიკური წნევა 58, 63
ჰიდროსტატიკური წნევა 63
ჰიპერბგერა 352
ჰისტერეზისის მარყუჯი 177, 219
ჰისტერეზისის მარყუჯი 219
ჰიუგენსი ქ. 244, 290
ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპი 290
ჰოლის ეფექტი 230
ჰოლის მუდმივა 230
ჰომეოპოლარული (კოვალენტური) კავშირი 137
ჰომოცენტრული ნაკადი 263
ჰუკი რ. 244
ჰუკის კანონი 29
ჰუნდის წესი 381, 383

326	პროექტორი 274
ზიარჭურჭლი 59	პროტონი 146
ზღვრული დასაშვები დოზა 405	პუაზელის მეთოდი 68
ზღვრული ენერგია 393	პუასონის განტოლება 116
თავისთავადი განმუხტვა 201	პუასონის კოეფიციენტი 117
თავისუფალი ელექტრონები 15	ჟოლიო-კიური ი. 395
თავისუფალი ვარდნა 22	ჟოლიო-კიური ფ. 395
თავისუფალი ვარდნის აჩქარება 23, 33	
თავისუფალი ნაწილაკი 419	
თავისუფალი რხევები 328	
თავისუფლების ხარისხთა რიცხვი 14, 108	
თეთრი სინათლის ნათურა 326	
თერმოდინამიკა 88	
თერმოდინამიკის მეორე კანონი 120, 122	
თერმოდინამიკის მესამე კანონი 123	

ლიტერატურა:

1. მ. მირიანაშვილი, ზოგადი ფიზიკის კურსი, ნაწილი I, მექანიკა. 1973.
2. მ. მირიანაშვილი, ზოგადი ფიზიკის კურსი, ნაწილი II, მოლეკულური ფიზიკა, 1966.
3. მ. გობეჯიშვილი, ზოგადი ფიზიკის კურსი, ნაწილი I, 1975
4. დ. ღონღაძე, ზოგადი ფიზიკის კურსი, I ნაწილი, 1976.
5. ვეფხვაძე გალინა, ზოგადი ფიზიკის კურსი, ტ. 2. ელექტრობა და მაგნეტიზმი. 1995.
6. ვეფხვაძე გ. ფიზიკის ზოგადი კურსი. 1995.
7. გ. ვეფხვაძე, ზოგადი ფიზიკის კურსი, I, 1979.
8. ვეფხვაძე გალინა. ოპტიკა. 1998.
9. მეზონია ჯ. ატომური ფიზიკა. თბ., თსუ 2002.
10. ზ. მაჭავარიანი, ატომური ფიზიკა. 2018.
11. მეზონია ჯ. ბირთვული ფიზიკა. თბ., თსუ 2003.
12. ზ. გამიშიძე, ატომური ფიზიკა, 2004.
13. ზ. გამიშიძე, ბირთვისა და ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკა, ბათუმი, 2009.
14. Матвеев А.Н. Курс общей физики, Т. 1, Механика и теория относительности, 2003.
15. Матвеев А.Н. Курс общей физики, Т. 2, Молекулярная физика, 1981.
16. Матвеев А.Н. Курс общей физики, Т. 3, Электричество и магнетизм, 1983.
17. Матвеев А.Н. Курс общей физики. Т. 4, Оптика, 1985.
18. Матвеев А.Н. Курс общей физики. Т. 5, Атомная физика, 1989.
19. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том I. Механика, 2005.
20. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том II. Термодинамика и молекулярная физика, 2005.
21. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том III. Электричество. 2004.
22. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том IV. Оптика. 2005.
23. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том V. Атомная и ядерная физика. 2002.
24. Walter Benenson, John W. Harris, Horst Stocker, Holger Lutz. Handbook of Physics; Springer, 2020.
25. The Feynman Lectures on Physics, by R.P. Feynman, M. Sands, R. Leighton, 2013.