

ა. გიგინეიშვილი, გ. კუკულაძე

ზოგადი ფიზიკის კურსი

(მაგნიტიზმი, ოპტიკა, ატომის ფიზიკა)

II ტომი

„ტექნიკური უნივერსიტეტი“

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

ა. გიგინეიშვილი, გ. კუკულაძე

ზოგადი ფიზიკის კურსი

(მაგნეტიზმი, ოპტიკა, ატომის ფიზიკა)

II ტომი



დამტკიცებულია სტუ-ს

სარედაქციო-საგამომცემლო საბჭოს

მიერ. 27.05.2009, ოქმი №5

თბილისი
2009

© საგამომცემლო სახლი „ტექნიკური უნივერსიტეტი“, 2009

ISBN 99940-48-92-9 (ორივე ტომი)

ISBN 978-9941-14-611-4 (მეორე ტომი)

<http://www.gtu.ge/publishinghouse/>



ყველა უფლება დაცულია. ამ წიგნის არც ერთი ნაწილი (იქნება ეს ტექსტი, ფოტო, ილუსტრაცია თუ სხვა) არანაირი ფორმით და საშუალებით (იქნება ეს ელექტრონული თუ მექანიკური), არ შეიძლება გამოყენებულ იქნას გამომცემლის წერილობითი ნებართვის გარეშე.

საავტორო უფლებების დარღვევა ისჯება კანონით.

წინასიტყვაობა

წინამდებარე სახელმძღვანელო განკუთვნილია ტექნიკური უნივერსიტეტის საინჟინრო სპეციალობის სტუდენტებისათვის. იგი წარმოადგენს ზოგადი ფიზიკის კურსის ორტომეულის მეორე ტომს და შეიცავს მაგნეტიზმის, ოპტიკისა და ატომის ფიზიკის სასწავლო პროგრამით გათვალისწინებულ საკითხებს.

სახელმძღვანელოს დონე და სტრუქტურა ისეთია, რომ სტუდენტს გაუადვილდეს მასზე დამოუკიდებლად მუშაობა. კურსში მოცემულია კლასიკური და თანამედროვე ფიზიკის მხოლოდ არსებითი საკითხები იმ მოცულობით, რომ სტუდენტს გამოუმუშავდეს დამოუკიდებლად აზროვნების საჭირო ჩვევა. რიგ შემთხვევებში სტუდენტებს ვთავაზობთ ზოგიერთი საკითხის დამოუკიდებლად გადაწყვეტას, რასაც, ჩვენი ვარაუდით, ბევრი მათგანი ინტერესით შეხვდება.

წიგნში ფართოდაა გამოყენებული პეტიტის ტექსტი და სქოლიო – სტუდენტებისათვის, რომლებიც მოისურვებენ ამა თუ იმ საკითხში უფრო ღრმად ჩაწვდომას და დამატებითი ინფორმაციის მიღებას.

ავტორები გულწრფელ მადლობას უძღვნიან წიგნის რეცენზენტებს, ფ.მ.მ. დოქტორებს, თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტის პროფესორს ა. ბიბილაშვილს და საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის ფიზიკის დეპარტამენტის სრულ პროფესორს კ. ცხაკაიას სასარგებლო რჩევებისათვის, აგრეთვე აკადემიურ დოქტორს, ქალბატონ ლ. ჩახვაშვილს ხელნაწერის გაფორმებაში გაწეული დახმარებისათვის.

საქმიანი შენიშვნები, რომლებიც ხელს შეუწყობს წიგნის შემდგომ გაუმჯობესებას, ავტორების მიერ მადლიერებით იქნება მიღებული.

ელექტრომაგნიტიზმი

§1. მაგნიტიზმის ბუნების შესახებ წარმოდგენის განვითარება

ცნობილია, რომ ბუნებაში არსებობს განსაკუთრებული რკინის მადანი (მაგნიტური რკინაქვა ანუ მაგნეტიტი, Fe_3O_4), რომელსაც აქვს რკინისა და ზოგიერთი სხვა ლითონის მიზიდვის უნარი. ამთვისების მატარებელ მადნის ნატერს ბუნებრივი მაგნიტი ეწოდება. ბუნებრივი მაგნიტის მაგნიტური თვისებები, მის მიერ რკინის ნატერების მიზიდვის უნარი უნარი, ცნობილი იყო ჯერ კიდევ ძველი ბერძნებისათვის*. მაშინვე იყო შემჩნეული დედამიწის მაგნიტური თვისებები, რის გამოც ღეროსებრი მაგნიტი, რომელსაც ვერტიკალური ღერძის ირგვლივ თავისუფალი ბრუნვის საშუალება ჰქონდა, თავისთავად გარკვეულად ორიენტირდებოდა – დგებოდა თითქმის გეოგრაფიული მერიდიანი გასწვრივ. ამ თვისებაზე აგებულ კომპასს ჩინელები ჯერ კიდევ დაახლოებით 3000 წლის წინ იყენებდნენ.

აღმოჩნდა, რომ ბუნებრივი მაგნიტის სხვადასხვა ნაწილის მიერ რკინის ნატერის მიზიდვის უნარი სხვადასხვაა: იგი მაქსიმალურია მაგნიტის ბოლოებში, ცენტრალური ნაწილისაკენ თანდათან მცირდება და შუა ადგილას ნულის ტოლი ხდება. მაგნიტის იმ ადგილებს, სადაც მიზიდვის ძალა უდიდესია, მაგნიტის პოლუსები ეწოდება, ხოლო შუა ადგილს – ნეიტრალური ზონა. მაგნიტის პოლუსებს აღნიშნავენ N და S ასოებით და მათ შესაბამისად უწოდებენ ჩრდილოეთ და სამხრეთ პოლუსებს. ასეთი სახელწოდება დაკავშირებულია ზემოხსენებულ ფაქტთან, რომ თავისუფლად მოძრავი მაგნიტური ისარი დედამიწაზე ორიენტირდება ისე, რომ მისი ერთი ბოლო (N) მიმართულია დედამიწის ჩრდილოეთ პოლუსისაკენ, ხოლო მეორე (S) – სამხრეთისაკენ. ცდებით დადგენილია, რომ ერთსახელიანი მაგნიტური პოლუსები ერთმანეთს განიზიდავს, სხვადასხვა სახელიანი კი – მიიზიდავს.

სივრცეში, რომელიც გარს აკრავს მაგნიტს, აღიძვრება მაგნიტური ველი. ეს ველი, ელექტრული ველის მსგავსად, მატერიალურია; მას გააჩნია ენერგია. ამ ველის მაორიენტირებელი მოქმედება მაგნიტურ ისარზე საშუალებას გვაძლევს მაგნიტურ ველს მივცეთ მიმართულება: მაგნიტური ველის მიმართულებად პირობით მიჩნეულია მაგნიტური ისრის ჩრდილოეთ პოლუსზე მოქმედი ძალის მიმართულება.

თუ მაგნიტურ ისარს გადავხრით მაგნიტური ველის მიმართულებიდან, მასზე იმოქმედებს მექანიკური მახრუნებელი მომენტი, რომლის სიდიდე პროპორციულია

* თვით სიტყვა „მაგნიტიზმი“ წარმოდგება „ბერძნული ქალაქის (მაგნესია) სახელწოდებიდან, რომლის მახლობლადაც ძველმა ბერძნებმა აღმოაჩინეს ბუნებრივი მაგნიტის ნატერები.

გადახრის კუთხის სინუსისა და რომელიც ცდილობს მოაბრუნოს ისარი ველის გასწვრივ. ამრიგად, მუდმივი მაგნიტების ურთიერთქმედება განსხვავდება ელექტრული მუხტების ურთიერთქმედებისაგან, მაგრამ მსგავსია ელექტრული დიპოლების ურთიერთქმედებისა, რომლებზეც ერთგავროვან ელექტრულ ველში მოქმედებს მარეზულტირებელი ძალის მომენტი, და არა ძალა. ელექტრული დიპოლის მსგავსად, მუდმივი მაგნიტი ერთგავროვან მაგნიტურ ველში ცდილობს შემობრუნდეს ველის გასწვრივ, მაგრამ არ გადაადგილდება მასში.

არსებითი განსხვავება მუდმივ მაგნიტსა და ელექტრულ დიპოლს შორის არის შემდეგი: ელექტრული დიპოლი შედგება სიდიდით ტოლი და საწინააღმდეგო ნიშნის მუხტებისაგან. ამ მუხტების განცალკევება და მათი სხვადასხვა სხეულებზე მოთავსება შესაძლებელია. მაგალითად, თუ დიპოლს გავჭრით შუაში, მისი ღერძის მართობულად, მის ერთ ნაწილზე აღმოჩნდება დადებითი მუხტი, მეორეზე – უარყოფითი. ეს მიუთითებს იმაზე, რომ ბუნებაში არსებობს ელექტრული მონოპოლი. მუდმივი მაგნიტის შუაზე გაჭრის შედეგად კი კვლავ მიიღება მცირე ზომის ორი მაგნიტი, რომელთაგან თითოეულს აქვს როგორც ჩრდილოეთი, ისე სამხრეთი პოლუსი. მუდმივი მაგნიტის არანაირი გაყოფა არ იძლევა საშუალებას განვაცალკევოთ მისი პოლუსები, რაც იმას ნიშნავს, რომ ბუნებაში „მაგნიტური მუხტები“ (მაგნიტური მონოპოლი) არ არსებობს.

მუდმივი მაგნიტის მსგავსებამ ელექტრულ დიპოლთან განაპირობა მაგნიტური მოვლენების შესწავლის ისტორიული გზა, რომელიც ეყრდნობა ჰიპოთეზას ელემენტარული მაგნიტების (მაგნიტური დიპოლების) შესახებ. ამ ჰიპოთეზის თანახმად ყოველი სხეული შედგება ელემენტარული მაგნიტებისაგან, რომლებიც სითბური მოძრაობის გამო ქაოსურადაა ორიენტირებული. ამის შედეგად მათი მაგნიტური მიკროველები ერთმანეთს აბათილებს და ჩვეულებრივ სხეული მაგნიტურ თვისებებს არ ამჟღავნებს. გარე მაგნიტური ველის გავლენით ელემენტარული მაგნიტები გარკვეულად ორიენტირდება ველის გასწვრივ, მათ მიერ შექმნილი მიკროველები იკრიბება და ჯამში გვაძლევს მაკროსკოპულ მაგნიტურ ველს. ამ შემთხვევაში ამბობენ, რომ სხეული დამაგნიტდა. როგორც ვხედავთ, ამ თეორიის მიხედვით სხეულთა დამაგნიტება სავსებით ანალოგიურია ხისტდიპოლიანი მოლეკულებისაგან შედგენილი დიელექტრიკის პოლარიზაციისა.

თავდაპირველად ფიქრობდნენ, რომ ელექტრულ და მაგნიტურ მოვლენებს შორის არავითარი კავშირი არ არსებობს. ასეთ შეხედულებას იზიარებდა ინგლისელი მეცნიერი ვილიამ ჯილბერტიც, რომელმაც მაგნეტიზმის შესახებ არსებული მონაცემების საფუძველზე 1600 წელს გამოთქვა აზრი, რომ მიუხედავად გარეგნული მსგავსებისა, ელექტრული და მაგნიტური მოვლენების ბუნება სხვადასხვაა.

მიუხედავად ამისა, უკვე XVIII საუკუნის შუა წლებისათვის განმტკიცდა აზრი იმის შესახებ, რომ ელექტრული და მაგნიტური მოვლენები ერთმანეთთან მჭიდროდაა დაკავშირებული, თუმცა ამ კავშირის ბუნება, დენის მძლავრი წყაროების უქონლობის გამო, გარკვეული არ იყო.

მაგნეტიზმის განვითარებაში ფუნდამენტური მნიშვნელობა ჰქონდა დანიელი ფიზიკოსის ერსტედის აღმოჩენას, რომელმაც 1820 წელს დაადგინა, რომ გამტარში გამავალი დენი, მუდმივი მაგნიტის მსგავსად, იწვევს მაგნიტური ისრის გადახრას, რითაც გადაიდგა პირველი არსებითი ნაბიჯი ელექტრული და მაგნიტური მოვლენების ურთიერთკავშირის ხასიათის გარკვევაში. შემდეგ გეი-ლუსაკი და არაგო დააკვირდნენ, რომ გამტარში გამავალი დენი იწვევს რკინის ნაჭრის დამაგნიტებას. ფრანგმა ფიზიკოსმა ამპერმა ექსპერიმენტულად აღმოაჩინა და შეისწავლა დენიანი გამტარების მაგნიტური ურთიერთქმედება.

მე-19 საუკუნეში სხვადასხვა მეცნიერის მიერ ჩატარებულმა შემდგომმა ცდებმა აჩვენა, რომ მაგნიტურ თვისებებს ამჟღავნებს არა მარტო ლითონის გამტარში გამავალი დენი, არამედ დენი აირსა და სითხეშიც და საერთოდ, ყველა მოძრავი ელექტრული მუხტი. უძრავი ელექტრული მუხტი ელექტრული ველის საშუალებით ზემოქმედებას ახდენს სხვა ელექტრულ მუხტზე, მაგრამ არა მაგნიტურ ისარზე. მაგნიტური ზემოქმედების უანარი გააჩნია მხოლოდ მოძრავ ელექტრულ მუხტს (და ცვალებად ელექტრულ ველს).

ამრიგად, ცდების შედეგად დადგინდა, რომ მოძრავი ელექტრული მუხტების (დენების) ირგვლივ სივრცეში აღიძვრება კიდევ ერთი სახის ველი (ელექტრულის გარდა) – მაგნიტური ველი, რომლის საშუალებითაც ეს მუხტები ურთიერთქმედებენ მუდმივ მაგნიტებთან და სხვა მოძრავ მუხტებთან.

მაგნიტური ველი აღიძვრება ყოველი მოძრავი მუხტის ირგვლივ და თუ სხეული, რომელიც შეიცავს კოლოსალური რაოდენობის ელემენტარულ ელექტრულ მუხტებს, რომლებიც განუწყვეტლივ მოძრაობენ და მაშასადამე, თავის ირგვლივ ქმნიან ელემენტარულ მაგნიტურ ველებს, ჩვეულებრივ მაგნიტურ თვისებებს არ ამჟღავნებს, აიხსნება ამ მუხტების მოძრაობის ქაოსურობით. მოძრაობის ქაოსურობის გამო ელემენტარული მაგნიტური ველების მიმართულებები ქაოსურია და მათი მოქმედება საშუალოდ ერთმანეთს აბათილებს. ამ სხეულის ელექტრულ ველში შეტანისას მუხტები იწვევენ მოწესრიგებულ მოძრაობას (ელექტრული დენი). ახლა უკვე ელემენტარულ მაგნიტურ ველებს აქვს ერთნაირი ორიენტაცია და ერთმანეთს კი არ აბათილებენ, არამედ პირიქით, იკრიბებიან და სივრცეში გვაძლევენ გარკვეული სიდიდის მაკროსკოპულ მაგნიტურ ველს – ელექტრული დენის მაგნიტურ ველს.

დენის მაგნიტური ველის აღმოჩენის შემდეგ გარკვეულ გაორებას ჰქონდა ადგილი ამ საკითხში: მაგნიტურ ველს ქმნის, როგორც მუდმივი მაგნიტი (მაგნიტური დიპოლი), ისე ელექტრული დენი. მეცნიერები ცდილობდნენ მოსპობილიყო ეს გაორება და მაგნიტური მოვლენები აეხსნათ ერთი საერთო პოზიციიდან. ამის შედეგი იყო ამპერის ჰიპოთეზა მოლეკულური წრიული დენების (მიკროდენების) შესახებ (1821წ.). ამ ჰიპოთეზის თანახმად ყოველ მოლეკულაში ცირკულირებს ჩაკეტილი წრიული დენები, რომლებიც ქმნიან წრიული სიბრტყის მართობულ ელემენტარულ მაგნიტურ ველებს. სწორედ ეს ელემენტარული მაგნიტური ველები გარკვეულ პირობებში სხეულში ქმნის მაკროსკოპულ მაგნიტურ ველს და სხეული იძენს მუდმივი მაგნიტის თვისებებს. ამპერეს ჰიპოთეზა, მართალია, მაგნეტიზმს ხსნიდა ერთი საერთო პოზიციიდან – მას უკავშირებდა ელექტრული მუხტების მოძრაობას (დენს), მაგრამ თვით წრიული მოლეკულური დენების წარმოქმნა გაუგებარი იყო, ვიდრე ჩვენი საუკუნის დასაწყისში, რეზერფორდისა და ბორის შრომების შედეგად არ დადგინდა ატომის აგებულება. ამჟამად ცნობილია, რომ ატომი შედგება მასიური ბირთვისაგან, რომლის ირგვლივ (რეზერფორდ-ბორის ნახევრადკლასიკური თეორიის თანახმად) სტაციონარულ ორბიტებზე მოძრაობენ ელექტრონები. ელექტრონების ეს წრიული მოძრაობა წარმოადგენს სწორედ იმ მოლეკულურ დენს, რომელიც თავის მხრივ ეკვივალენტურია მაგნიტური დიპოლისა.

მოლეკულური დენების თეორიას დიდი წარმატებები ჰქონდა. მისი საშუალებით აიხსნა არა მარტო ის მოვლენები, რომლებსაც ხსნიდა მაგნიტური დიპოლების თეორია, არამედ ისეთებიც (მაგალითად, დიამაგნეტიზმი, ზეემანის ეფექტი), რომლებიც დიპოლების თეორიით სრულიად გაუგებარი იყო.

ამრიგად, საბოლოოდ დადგენილია, რომ ბუნებაში არ არსებობს განსაკუთრებული მაგნიტური სუბსტანცია – „მაგნიტური მასა“ ან „მაგნიტური მუხტი“. ყოველი მაგნიტური მოვლენა, მათ შორის სხეულთა მაგნიტური თვისებები, განპირობებულია ელექტრული მუხტების მოძრაობით.

§2. მაგნიტური ველის დამახასიათებელი სიდიდეები და მათი საზომი ერთეულები

წინა პარაგრაფში აღნიშნული იყო, რომ მაგნიტური ველის წარმოშობის პირველწყაროა მოძარგი ელექტრული მუხტები – ელექტრული დენი. დენს, რომელიც განპირობებულია გამტარში თავისუფალი მუხტების მიმართული მოძრაობით (გამტარობის დენი), ვუწოდოთ მაკროსკოპული დენი (მაკროდენი), ხოლო ატომში ან მოლეკულაში ელექტრონების წრიული მოძრაობით განპირობებულ დენს – მიკროსკოპული დენი (მიკროდენი).

მაგნიტური ველის ძირითადი მახასიათებელია მაგნიტური ინდუქციის $\vec{B}$ ვექტორი. იგი ახასიათებს მარეზულტირებელ მაგნიტურ ველს, რომელიც შექმნილია ყველა მაკრო და მიკროდენების მიერ; ცხადია, მოცემული მაკროდენის შემთხვევაში $\vec{B}$ -ს მნიშვნელობა დამოკიდებული იქნება გარემოს თვისებებზე.

მაკროსკოპული დენის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველის* დასახასიათებლად შემოღებულია დამხმარე ვექტორი – მაგნიტური ველის დაძაბულობის $\vec{H}$ ვექტორი, რომელიც უკვე აღარ არის დამოკიდებული გარემოს თვისებებზე**. ამრიგად, ელექტრული ველის მსგავსად, მაგნიტური ველის დასახასიათებლადაც იყენებენ ორ ვექტორს – $\vec{B}$ -სა და $\vec{H}$ -ს. ამასთან, ისტორიული მიზეზების გამო, ელექტრული ველის ძირითადი მახასიათებლის – დაძაბულობის ვექტორის ($\vec{E}$) ანალოგიურ სიდიდეს მაგნიტური ველისათვის წარმოადგენს მაგნიტური ინდუქციის ($\vec{B}$) და არა მაგნიტური ველის დაძაბულობის ($\vec{H}$) ვექტორი.

პოლარიზაციის ვექტორის მსგავსად ($\vec{P}$), რომელიც ახასიათებს დიელექტრიკის ელექტრულ თვისებებს, სხეულების მაგნიტური თვისებების დასახასიათებლად შემოღებულია დამაგნიტების ვექტორი ($\vec{P}$). ის განიმარტება როგორც ელემენტარული მაგნიტური მომენტების ვექტორული ჯამი სხეულის მოცულობის ერთეულში. განმარტებიდან გამომდინარეობს რომ $\vec{P}$ ახასიათებს სხეულში არსებული მიკროდენების მიერ შექმნილ მაგნიტურ ველს.

$\vec{B}$, $\vec{H}$ და $\vec{P}$ ვექტორის დამაკავშირებელი ფორმულების სახე, ისევე, როგორც ელექტრული და მაგნიტური მოვლენების ამსახველი ფორმულებისა, დამოკიდებულია იმაზე, თუ ერთეულთა რომელი სისტემაა გამოყენებული.

SI სისტემაში B -ს ერთეულია ტესლა (§3)

$$1\text{ტლ} = \frac{\text{ვ}\cdot\text{წმ}}{\text{მ}^2},$$

ხოლო H -ის – ამპერი მეტრზე $\left(\frac{\text{ა}}{\text{მ}}\right)$. ამ ერთეულს სპეციალური დასახელება არა აქვს (§6).

მაშასადამე ვაკუუმშიც კი, სადაც B და H ფიზიკურად არ განსხვავდებიან, SI სისტემაში, ერთეულთა განსხვავების გამო, არ შეიძლება ჩაიწეროს, რომ

* მაკროდენის მაგნიტურ ველს ზოგჯერ გარეშე ველსაც უწოდებენ.

** ეს იმას ნიშნავს, რომ მისი სიდიდე ვაკუუმში (H_0) და ნივთიერებაში (H) ერთმანეთის ტოლია, რასაც საზოგადოდ მაშინ აქვს ადგილი, როცა ერთგვაროვანი იზოტროპული გარემო მთლიანად ავსებს იმ სივრცეს, სადაც მაკროდენის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველი ნულისაგან განსხვავდება (§31).

$\vec{B} = \vec{H}$. საჭიროა პროპორციულობის კოეფიციენტი, რომელიც გააწონასწორებს $\vec{B}$ -სა და $\vec{H}$ -ის განზომილებებს. ამ პროპორციულობის კოეფიციენტს აღნიშნავენ μ_0 -ით და უწოდებენ ვაკუუმის მაგნიტურ შეღწევადობას ან მაგნიტურ მუდმივას. ამრიგად, SI სისტემაში, კავშირს B -სა და H -ს შორის ვაკუუმში აქვს სახე:

$$\vec{B}_{\text{ვაკ}} = \mu_0 \vec{H}. \quad (2.1)$$

μ_0 -ის მნიშვნელობის დადგენა ხდება დენიანი გამტარების ურთიერთქმედების კანონის საფუძველზე* (§11):

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot \frac{\text{ვ} \cdot \text{წმ}}{\text{ა} \cdot \text{მ}} = \frac{36}{\pi},$$

სადაც 1 კენრი=1გ.წმ/ა არის ინდუქციურობის ერთეული SI სისტემაში.

P დამაგნიტების ვექტორს SI სისტემაში აქვს H -ის განზომილება, ამიტომ ვექტორი B , რომელიც ახასიათებს ყველა მაკრო (H) და მიკრო (P) დენების მიერ შექმნილ მარეზულტირებელ ველს, განისაზღვრება ტოლობით:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{P}). \quad (2.2)$$

(2.2) ტოლობის არსი ცხადია: მაკრო და მიკროდენების მიერ შექმნილი ველი მათ მიერ ცალკე-ცალკე შექმნილი ველების ვექტორული ჯამის ტოლია.

გარდა საერთაშორისო სისტემის (SI) ერთეულებისა, ელექტრულ და მაგნიტურ სიდიდეებს ზომავენ აგრეთვე აბსოლუტური ელექტროსტატიკური ($CGSE$) და აბსოლუტური ელექტრომაგნიტური ($CGSM$) სისტემების ერთეულებითაც (Iგ, §2). ორივე სისტემის აგება ხდება CGS მექანიკური სისტემის ბაზაზე (ე.ი. ამ სისტემებშიც ყველა ფიზიკური სიდიდის ერთეული გამოისახება

გრამის, სანტიმეტრისა და წამის საშუალებით), მაგრამ $CGSE$ სისტემაში გამოსავალ ფორმულას

წარმოადგენს კულონის კანონი $F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}$, რომლიდანაც დგინდება მუხტის ერთეული

მოთხოვნით, რომ k პროპორციულობის კოეფიციენტი იყოს უგანზომილებო ერთის ტოლი სიდიდე ($k=1$). $CGSM$ სისტემის გამსაზღვრელ ფორმულას კი წარმოადგენს დენების ურთიერთქმედების

კანონი $F = k \frac{2I_1 I_2 l}{d}$, რომლიდანაც დგინდება დენის ძალის ერთეული იმავე მოთხოვნით, რომ პრო-

პორციულობის კოეფიციენტი $k=1$.

$CGSE$ სისტემის წარმოებული ერთეულები მოუხერხებელია მაგნიტური სიდიდეების გასაზომად, ამიტომ, როგორც წესი, მას იყენებენ მხოლოდ ელექტრული სიდიდეების გასაზომად, ამას გამოსახავს მის დასახელებაში ასო „E“. $CGSM$ სისტემა, პირიქით – გამოიყენება მხოლოდ მაგ-

* μ_0 -ის განზომილებას ადვილად დავადგენთ (2.1) ფორმულიდანაც.

$$[\mu_0] = \frac{[B]}{[H]} = \frac{\text{ვ} \cdot \text{წმ} / \text{მ}^2}{\text{ა} / \text{მ}} = \frac{\text{ვ} \cdot \text{წმ}}{\text{ა} \cdot \text{მ}}.$$

ნიტური სიდიდეების გასაზომად, რადგან მისი წარმოებული ერთეულები მოუხერხებელია ელექტრული სიდიდეების გასაზომად. აქედან – მის დასახელებაში ასო „ M “.

ფიზიკაში უფრო ხშირად იყენებენ ერთეულთა ე.წ. გაუსის სისტემას, რომელიც წარმოადგენს $CGSE$ და $CGSM$ სისტემების კომბინაციას. ამ სისტემაში ყველა ელექტრული სიდიდე (მუხტი, დენის ძალა, ელექტროსტატიკური ველის დაძაბულობა და პოტენციალი, გამტარის წინაღობა და სხვ.) იზომება $CGSE$ სისტემის, ხოლო ყველა მაგნიტური სიდიდე (მაგნიტური ველის ინდუქცია და დაძაბულობა, მაგნიტური მომენტი, თვითინდუქციის კოეფიციენტი და სხვ.) $CGSM$ სისტემის ერთეულებით. ცხადია, რომ გაუსის სისტემა „აბსოლუტურია“, მასში ყველა ფიზიკური სიდიდის ერთეული გამოისახება გრამის, სანტიმეტრისა და წამის საშუალებით.*

SI სისტემისაგან განსხვავებით, გაუსის სისტემაში, ვაკუუმში, $\vec{E}$ და $\vec{D}$, აგრეთვე $\vec{B}$ და $\vec{H}$ ვექტორები თანხვედრიან ერთმანეთს. ამასთან, ადვილი მისახვედრია, რომ ეს თანხვედრა არის არა რაიმე შეთანხმების შედეგი, არამედ გამოსახავს ამ სიდიდეების ჭეშმარიტ იგივეობას.

გაუსის ერთეულთა სისტემაში B იზომება გაუსობით ($1\text{გს} = 10^{-4}\text{ტლ}$), H – ერსტედობით ($1\text{ერსტ.} = \frac{1}{4\pi} \cdot 10^3\text{ა/მ}$). ორივე ერთეულს ერთნაირი განზომილება აქვს ($\text{გ}^{1/2}\text{სმ}^{-1/2}\text{წმ}^{-1}$) და მხოლოდ დასახელებით განსხვავდებიან. გაუსსა და ერსტედს შორის არავითარი განსხვავება არ არის. ეს ერთი და იგივე სიდიდის ორი სხვადასხვა დასახელებაა. მიუხედავად ამისა, არასწორია გამოთქმა „ B ტოლია ამდენი ერსტედისა“, ან „ H უდრის ამდენ გაუსს“. ცხადია, რომ P -ს აქვს იგივე განზომილება, რაც B -სა და H -ს. გარდა ამისა, მიკროდენების მიერ შექმნილი ველი ამ სისტემაში ტოლია $4\pi P$ -სი და არა P -სი, ამიტომ (2.2) –ის ნაცვლად გვქვია

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{P}.$$

თავი I

მაგნიტური მოვლენები ვაკუუმში

§3. მაგნიტური ინდუქციის ვექტორი

ელექტრული და მაგნიტური ველების აღმოჩენა და შესწავლა ხდება სხეულებსა თუ ხელსაწყოებზე მათი მოქმედების მიხედვით.

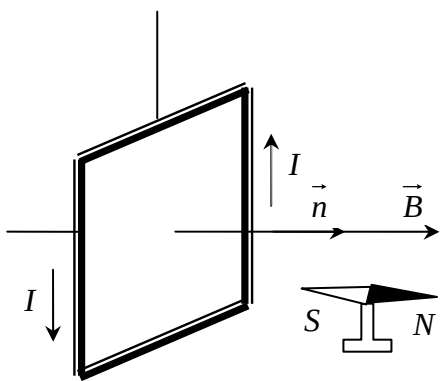
ელექტრული ველის ძირითადი ძალური მახასიათებელი – ელექტრული ველის დაძაბულობის $\vec{E}$ ვექტორი განისაზღვრება სასინჯ მუხტზე მოქმედი ძალის საშუალებით.

* სიტყვა „აბსოლუტური“ სისტემის დასახელებაში დაამკვიდრა გაუსმა, რომელმაც ფიზიკური სიდიდის „აბსოლუტური ზომა“ უწოდა ამ სიდიდის გამოსახვას სიგრძის, დროისა და მასის საშუალებით, ე.ი. იმ სიდიდეების საშუალებით, რომლებიც ასახავენ მატერიალური სამყაროს ძირითად ცნებებს.

მაგნიტური ველის ძირითადი ძალური მახასიათებლის – მაგნიტური ველის ინდუქციის $\vec{B}$ ვექტორის განსაზღვრა კი შესაძლებელია სამი ხერხით:

- ა) დენიან გამტარზე მოქმედი ძალის საშუალებით (ამპერის ძალა §10),
- ბ) მოძრავ მუხტზე მოქმედი ძალის საშუალებით (ლორენცის ძალა §13),
- გ) დენიან ბრტყელ კონტურზე („დენიან ჩარჩოზე“) მოქმედი ძალის მომენტის საშუალებით (მაორიენტირებელი მოქმედების საშუალებით §12).

მაგნიტური ველის ინდუქციის ვექტორის განსაზღვრავად გამოვიყენოთ დენიანი ჩარჩო. უნდა აღინიშნოს, რომ ჩარჩოს როგორც ზომები, ისე მასში გამავალი დენი უნდა იყოს ძალიან მცირე, რათა ჩარჩოს ყოველი ნაწილი ერთნაირ მოქმედებას განიცდიდეს და ჩარჩოს მაგნიტურმა ველმა არ გამოიწვიოს ძირითადი (შესასწავლი) მაგნიტური ველის შეცვლა.



სურ. 3.1.

ცდა გვიჩვენებს, რომ თუ მსუბუქ დრეკად ძაფზე ჩამოკიდებულ დენიან ჩარჩოს შევიტანთ ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში, ჩარჩო ორიენტირდება – იგი გარკვეული კუთხით შემობრუნდება*. მაგნიტური ველის მაორიენტირებელი მოქმედება გამოყენებულია მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის მიმართულების დასადგენად: მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის მიმართულებად მოცემულ წერტილში მიჩნეულია ორიენტირებული ჩარჩოს დადებითი ნორმალის მიმართულება.

ჩარჩოს დადებითი ნორმალის მიმართულება განისაზღვრება მარჯვენა ბურღის წესით: თუ ბურღის ტარის ბრუნვის მიმართულება ემთხვევა ჩარჩოში გამავალი დენის მიმართულებას, მაშინ ბურღის გადატანითი მოძრაობის მიმართულება განსაზღვრავს ჩარჩოს დადებითი ნორმალის მიმართულებას. თუ ჩარჩოსთან ახლოს მოვათავსებთ მაგნიტურ ისარს, რომელსაც შეუძლია ბრუნვა ვერტიკალური ღერძის გარშემო, იგი მიიღებს სურათზე ნაჩვენებ მდებარეობას. მაშასადამე, მაგნიტური ველის მიმართულება თანხვედება მაგნიტური ისრის ჩრდილოეთ პოლუსზე მოქმედი ძალის მიმართულებას (სურ. 3.1).

მაგნიტური ველში დენიანი ჩარჩოს შემობრუნება მიუთითებს, რომ ჩარჩოზე მოქმედებს ძალთა წყვილი. ამ ძალთა წყვილის მახრუნებელი მომენტი აღვნიშნოთ M -ით. ცდა გვიჩვენებს, რომ მახრუნებელი მომენტის სიდიდე დამოკიდებულია ჩარჩოს ორიენტაციაზე (ორიენტაცია განისაზღვრება ჩარჩოს ნორმალსა და მაგნი-

* ამრიგად, ერთგვაროვანი მაგნიტური ველის მოქმედება დენიან ჩარჩოზე ანალოგიურია ერთგვაროვანი ელექტრული ველის მოქმედებისა ელექტრულ დიპოლზე და არა ცალკეულ მუხტზე, რომელიც ველის მოქმედებით გადაადგილდება.

ტური ინდუქციის ვექტორს შორის მოთავსებული α კუთხის სინუსით), მასში გამავალ დენზე და მის ზომებზე (ფართობზე) და არ არის დამოკიდებული ჩარჩოს ფორმაზე. ველის მოცემულ წერტილში მოთავსებულ, სხვადასხვანაირად ორიენტირებულ, სხვადასხვა სიდიდის ჩარჩოებზე მოქმედებს სხვადასხვა სიდიდის მახრუნებელი მომენტი, მაგრამ ფარდობა $\frac{M}{IS \sin \alpha}$ დამოკიდებული არ არის არც დენიანი ჩარჩოს თვისებებზე და არც მის ორიენტაციაზე. მაშასადამე, ამ ფარდობით შეიძლება დახასიათდეს ველის მოცემული წერტილი. სწორედ ეს ფარდობაა მიჩნეული ველის ძალურ მახასიათებლად – მაგნიტური ველის ინდუქციად:

$$B = \frac{M}{IS \sin \alpha}. \quad (3.1)$$

ამრიგად, მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის მიმართულება განისაზღვრება ჩარჩოს დადებითი ნორმალის მიმართულებით, ხოლო სიდიდე (3.1) ფორმულით.

(3.1)-დან

$$M = IBS \sin \alpha. \quad (3.2)$$

ცდებით დადგენილია, რომ $\vec{M}$ ყოველთვის მართობულია $\vec{n}$ და $\vec{B}$ ვექტორებზე გამავალი სიბრტყისა და მიმართულია იმ ბურღის გადადგილების გასწვრივ, რომლის ტარსაც ვაბრუნებთ $\vec{n}$ -დან $\vec{B}$ -სკენ (სურ.3.2). ამიტომ (3.2) ვექტორულად ასე ჩაიწერება:

$$\vec{M} = IS[\vec{n}_0 \vec{B}] \quad (3.3) \quad \text{ან} \quad \vec{M} = [IS\vec{n}_0 \vec{B}], \quad (3.4)$$

სადაც $\vec{n}_0$ ნორმალის ერთეულოვანი ვექტორია.

ვექტორს

$$\vec{P}_m = IS\vec{n}_0 \quad (3.5)$$

რომლის მოდული ტოლია ჩარჩოში გამავალი დენისა და ჩარჩოს ფართობის ნამრავლისა და რომელიც მიმართულია ჩარჩოს დადებითი ნორმალის გასწვრივ, ეწოდება ჩარჩოს მაგნიტური მომენტი.* ამიტომ (3.4) მიიღებს სახეს:

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \vec{B}]. \quad (3.6)$$

თუ ჩარჩო მოთავსებულია მაგნიტური ინდუქციის

ვექტორის პარალელურად, მაშინ $\alpha = \frac{\pi}{2}$ და მასზე

მოქმედი მახრუნებელი მომენტი მაქსიმალურია,

* საზოგადოდ, ნებისმიერი ფორმის ბრტყელი დენიანი კონტურის მაგნიტური მომენტი გამოითვლება იმავე (3.5) ფორმულით. ხშირად, სიტყვა კონტურს ამოაგდებენ ხოლმე და მაგალითად, ამბობენ: „წრიული დენის მაგნიტური მომენტი“.

$$M_{\text{მაქს}} = IBS,$$

საიდანაც

$$B = \frac{M_{\text{მაქს}}}{IS} \quad (3.7)$$

(3.7) ფორმულიდან დავადგინოთ მაქნიტური ინდუქციის ერთეული. SI სისტემაში მაგნიტური ველის ინდუქციის ერთეულად მიღებულია ისეთი ველის მაგნიტური ინდუქცია, რომელიც 1მ^2 ფართობის მქონე ჩარჩოზე, რომელშიც გადის 1 ა დენი, მოქმედებს $M_{\text{მაქს}}=16\text{მ}$ მაბრუნებელი მომენტი. ამ ერთეულს ეწოდება ტესლა (ტლ):

$$1\text{ტლ} = 1 \frac{\text{ნ} \cdot \text{მ}}{\text{ა} \cdot \text{მ}^2} = 1 \frac{\text{ჯ}}{\text{ა} \cdot \text{მ}^2} = 1 \frac{\text{ვ} \cdot \text{ა} \cdot \text{მ}}{\text{მ}^2};$$

1 ტესლა საკმაოდ დიდი ინდუქციაა – მძლავრი ელექტრომაგნიტის მიერ შექმნილი ველის ინდუქცია დაახლოებით 10 ტესლას რიგისაა. დედამიწის მაგნიტური ველის ინდუქცია კი მაგნიტურ პოლუსზე არის $0,65 \cdot 10^{-4}$ ტესლა. მცირე მოცულობაში (რამოდენიმე კუბური სანტიმეტრი) შეიძლება აღიძვრას ხანმოკლე (წამის მეასედი ნაწილების ხანგრძლივობის) ველი, რომლის ინდუქცია აღწევს 10^3 ტესლამდე.

ცლა გვიჩვენებს, რომ მაგნიტური ველისათვის, ისევე როგორც ელექტრული-სათვის, მართებულია სუპერპოზიციის (ზედდების) პრინციპი: რამოდენიმე დენის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველი ($\vec{B}$) ცალკეული დენების მიერ შექმნილი მაგნიტური ველების ($\vec{B}_i$) ვექტორული ჯამის ტოლია:

$$\vec{B} = \sum \vec{B}_i.$$

§4. მაგნიტური ინდუქციის წირები. მაგნიტური ინდუქციის ნაკადი.

მაგნიტური ველის ბრიტანული ხასიათი.

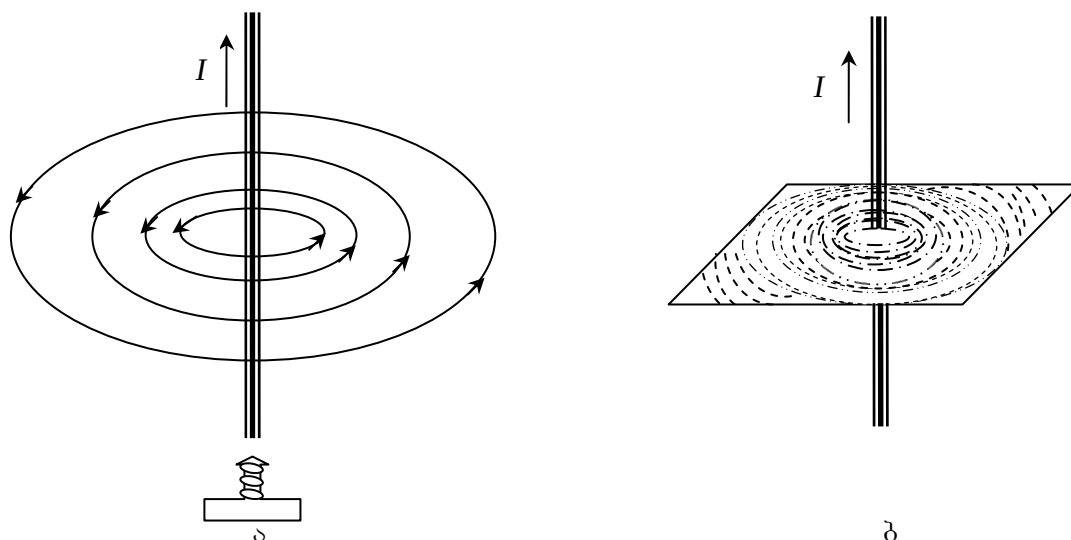
ელექტრული ველის მსგავსად, მაგნიტური ველი გრაფიკულად გამოისახება მაგნიტური ძალწირების საშუალებით. მაგნიტური ძალწირი, ანუ მაგნიტური ინდუქციის წირი ეწოდება ისეთ წირს, რომლის ყოველ წერტილში გავლებულ მხებს აქვს ამ წერტილში არსებული მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის მიმართულება. მაგნიტური ინდუქციის წირის მიმართულებად პირობითად მიჩნეულია მისი ისეთი მიმართულება, რომელიც ყოველ წერტილში თანხვედბა მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის მიმართულებას.

მაგნიტური ინდუქციის წირები შეიძლება ისე გავავლოთ, რომ მათი საშუალებით განისაზღვროს მაგნიტური ველის არა მარტო მიმართულება, არამედ სიდიდეც. კერძოდ, მაგნიტური ინდუქციის წირებს ავლებენ ისეთი სიხშირით, რომ

წირებისადმი მართობულ ფართობის ერთეულში გამავალი მაგნიტური ინდუქციის წირების რაოდენობა ტოლი იყოს მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის მნიშვნელობისა ამ წერტილში. ცხადია, რომ სადაც ველი ძლიერია, მაგნიტური ინდუქციის წირები გაივლება მეტი სიხშირით და პირიქით.

მაგნიტური ინდუქციის წირების ასაგებად უნდა ვისარგებლოთ სასინჯი დენიანი ჩარჩოთი ან მაგნიტური ისრით. მაგნიტური ისრის ჩრდილოეთი პოლუსის მიმართულება განსაზღვრავს ინდუქციის $\vec{B}$ ვექტორის მიმართულებას მოცემულ წერტილში. მაგნიტური ისრის გადაადგილებით ამ მიმართულებით უსასრულოდ მცირედ დაშორებულ მეზობელ წერტილში გავიგებთ მაგნიტური ველის მიმართულებას ამ წერტილში და ა.შ. წირი, რომელსაც აღწერს მაგნიტური ისარი ასეთი გადაადგილების დროს, იქნება სწორედ მაგნიტური ინდუქციის წირი.

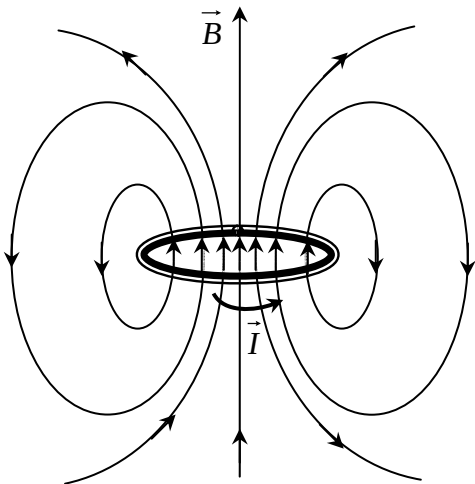
ამ მეთოდით აგებული წრფივი და წრიული დენების, სოლენოიდისა და ტოროიდის მაგნიტური ველების ძალწირების (ინდუქციის წირების) სურათი მოცემულია 4.1-4.2 სურათებზე.



სურ. 4.1.

4.1 სურათიდან ჩანს, რომ წრფივი დენის მაგნიტური ინდუქციის წირები წარმოადგენს კონცენტრულ წრეწირებს, რომელთა ცენტრები დენიან გამტარზე მდებარეობს, ხოლო სიბრტყეები ამ გამტარის მართობულია. კავშირი დენის მიმართულებასა და მაგნიტური ინდუქციის წირების მიმართულებას შორის მოცემულია ბურდის წესით, რომელიც დადგენილია მაქსველის მიერ: თუ ბურდის გადაადგილება ემთხვევა დენის მიმართულებას, მაშინ ბურდის ტარის ბრუნვის მიმართულება გვიჩვენებს მაგნიტური ინდუქციის წირების მიმართულებას. სურათიდან ჩანს აგრეთვე, რომ კონცენტრული წრეწირების სიხშირე ცენტრიდან დაშორებისას კლებულობს, რაც იმას მიუთითებს, რომ წრფივი დენის მაგნიტური ველი არაერთგვაროვანია.

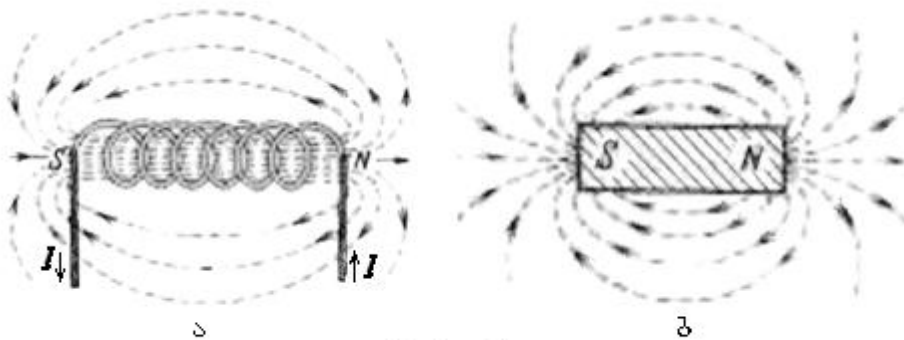
წრიული დენის მაგნიტური ინდუქციის წირები (სურ. 4.2) წესიერ წრეწირებს აღარ წარმოადგენენ, მაგრამ ისინიც ჩაკეტილი წირებია ან გაგრძელებისას აქვთ ჩაკეტვის ტენდენცია. ბურღის წესი, ცხადია, გამოიყენება წრიული დენისთვისაც, მაგრამ ამ შემთხვევაში უფრო მოსახერხებელია თუ შევუცვლით ადგილებს დენის მიმართულებასა და მაგნიტური ველის მიმართულებას. მართლაც, თუ ბურღის ტარს ვაბრუნებთ წრიული დენის მიმართულებით, მისი გადაადგილება გვიჩვენებს მაგნიტური ველის მიმართულებას წრიული დენის შიგნით.



სურ. 4.2

პრაქტიკაში ფართოდ გამოიყენება სოლენოიდის მაგნიტური ველი (სურ. 4.3). სოლენოიდი ეწოდება საერთო წრფივი ღერძის მქონე წრიულ ხვიათა ერთობლიობას. თუ სოლენოიდის სიგრძე ბევრად მეტია მის დიამეტრზე, სოლენოიდის შიგნით მაგნიტური ინდუქციის წირები ურთიერთპარალელურ და თანაბრად დაშორებულ წრფეებს წარმოადგენს. ეს იმას ნიშნავს რომ სოლენოიდის შიგნით მაგნიტური ინდუქციის ვექტორს ყოველ წერტილში ერთნაირი სიდიდე და მიმართულება აქვს. ისეთ მაგნიტურ ველს,

რომლის ყოველ წერტილში მაგნიტური ინდუქციის ვექტორები ტოლია, **ერთგვაროვანი** ეწოდება.



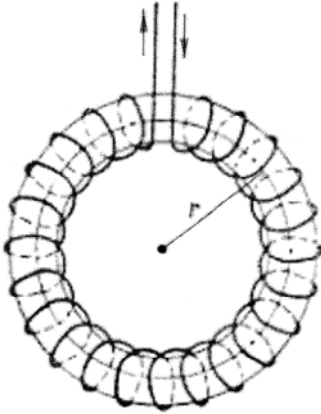
სურ. 4.3

სოლენოიდის გარეთ მაგნიტური ველი მსგავსია მუდმივი მაგნიტის მაგნიტური ველისა (სურ. 4.3 ა,ბ). სოლენოიდის ის ბოლო, საიდანაც გამოდიან მაგნიტური ძაღწირები, ანალოგიურია მუდმივი მაგნიტის N ჩრდილოეთ პოლუსისა, ხოლო მეორე ბოლო, რომელშიც შედიან ძაღწირები, ანალოგიურია მუდმივი მაგნიტის S სამხრეთ პოლუსისა.

ტოროიდი ეწოდება წრიულ ხვიათა ერთობლიობას, რომელთაც საერთო წრიული ღერძი აქვთ (სურ. 4.4). ტოროიდის მაგნიტური ველის თავისებურებაა ის, რომ

იგი მთლიანად თავმოყრილია ტოროიდის შიგნით (ინდუქციის წირები იკვრება თვით ტოროიდის შიგნით) – ტოროიდის გარეთ მაგნიტური ველი ნულის ტოლია.

მაგნიტური ინდუქციის წირების სურათი შეიძლება გავხადოთ „ხილული“, თუ ვისარგებლებთ რკინის წვრილი ნაქლიბით. რკინის პატარა ნამცეცები მაგნიტურ ველში მაგნიტდებიან, გადაიქცევიან პატარა მაგნიტურ ისრებად და განლაგდებიან ისე, რომ მათი ღერძების მიმართულება დაემთხვევა მაგნიტური ველის მიმართულებას მოცემულ წერტილში. მიღებულ სურათს ხშირად მაგნიტურ სპექტრს უწოდებენ, ხოლო ის წირები, რომელთა გასწვრივაც განლაგდება პატარა მაგნიტური ისრების ღერძები, განმარტების თანახმად წარმოადგენენ მაგნიტური ინდუქციის წირებს.



სურ. 4.4.

4.1-ბ სურათზე მოცემულია წრფივი დენის მაგნიტური ველის სურათი, რომელიც მიღებულია მუყაოზე დაყრილი რკინის ნაქლიბის საშუალებით.

განხილული მაგალითებიდან ნათლად ჩანს, რომ მაგნიტური ინდუქციის წირები (ელექტროსტატიკური ველის ძალწირებისაგან განსხვავებით) ყოველთვის ჩაკეტილია (შეკრულია), (ისინი ყოველთვის იკეტებიან ელექტრული დენის ირგვლივ), მათ არა აქვთ არც დასაწყისი და არც დასასრული. მაგნიტური ინდუქციის წირთა ჩაკეტილობა მაგნიტური ველის ფუნდამენტური თვისებაა. იგი იმითაა განპირობებული, რომ ელექტრული მუხტებისაგან განსხვავებით ბუნებაში მაგნიტური მუხტები არ არსებობს და, მაშასადამე, მაგნიტურ ველს არა აქვს წყარო. ასეთი ტიპის ველებს გრიგალური ველები ეწოდება*. ამრიგად, მაგნიტური ველი გრიგალური ველია.

რაიმე ფართობის გამჭოლი მაგნიტური ინდუქციის წირების რაოდენობას ეწოდება მაგნიტური ინდუქციის ნაკადი. ვინაიდან წირებისადმი მართობულ ერთეულ ფართობს განჭოლავს წირების B რაოდენობა, dS_0 ფართობის გამჭოლი წირების რაოდენობა, ანუ მაგნიტური ინდუქციის ნაკადი $d\Phi$ იქნება:

$$d\Phi = B dS_0. \quad (4.1)$$

ზოგად შემთხვევაში, როდესაც dS ფართობი წირებისადმი მართობული არ არის,

$$d\Phi = B dS \cos \alpha = B_n dS = (\vec{B} d\vec{S}). \quad (4.2)$$

სადაც $B_n = B \cos \alpha$ არის $\vec{B}$ -ს გვემილი ზედაპირის ნორმალის მიმართულებაზე. ვექტორულ სიდიდეს $d\vec{S} = dS \vec{n}$, სადაც $\vec{n}$ არის dS ფართობის ნორმალის ერთეულ ფართობი ვექტორი, ეწოდება „ dS ფართობის ვექტორი“. (4.2)-დან ჩანს, რომ იმის

* გრიგალურ ველს სოლენოიდურ ველსაც უწოდებენ.

მიხედვით, თუ როგორია α კუთხე (მახვილი თუ ბლაგვი), ნაკადი შეიძლება იყოს დადებითი ან უარყოფითი.

(4.2) გამოსახავს ელემენტარულ მაგნიტურ ნაკადს – ნაკადს ელემენტარულ dS ფართობში. სასრული S ფართობის გამჭოლი სრული ნაკადის მისაღებად, უნდა მოვახდინოთ (4.2)-ის ინტეგრება:

$$\Phi = \int_S d\Phi = \int_S B_n dS = \int_S (\vec{B} d\vec{S}), \quad (4.3)$$

ერთგვაროვანი ველის შემთხვევაში $B_n = \text{const}$ და

$$\Phi = B_n S. \quad (4.3)$$

დავადგინოთ მაგნიტური ნაკადის ერთეული SI სისტემაში:

$$\Phi = B_n S = 1 \text{ ტლ} \cdot 1 \text{ მ}^2 = 1 \frac{\text{ვ} \cdot \text{მ}}{\text{მ}^2} \cdot 1 \text{ მ}^2 = 1 \text{ ვ} \cdot \text{მ} = 1 \text{ ვებერი (ვბ)}.$$

ვებერი ისეთი მაგნიტური ნაკადია, რომელიც განჭოლავს მართობულად დაყენებულ 1 მ^2 ფართობს 1 ტესლა მაგნიტური ველის ინდუქციის დროს.

გაუსის სისტემაში მაგნიტური ნაკადის ერთეულია მაქსველი (მქს)

$$1 \text{ მქს} = 1 \text{ გს} \cdot 1 \text{ სმ}^2; \text{ ცხადია, რომ } 1 \text{ ვბ} = 10^8 \text{ მქს}.$$

თუ S ზედაპირი შეკრულია, მისი გამჭოლი მაგნიტური ინდუქციის ნაკადი ნულის ტოლია. მართლაც, ზედაპირიდან გამოსული ნაკადი ყოველთვის დადებითია (კუთხე α ზედაპირის გარე ნორმალსა და ძალწირებს შორის მახვილია და $\cos \alpha > 0$), ზედაპირში შესული ნაკადი კი – უარყოფითი (კუთხე α ბლაგვია). მაგნიტური ინდუქციის წირების ჩაკეტილობის გამო ეს ნაკადები სიდიდით ერთმანეთის ტოლია, ამიტომ მათი ჯამი ანუ სრული ნაკადი ნულის ტოლი იქნება:

$$\int_S B_n dS = \oint_S (\vec{B} d\vec{S}) = 0. \quad (4.4)$$

(4.4) ტოლობა წარმოდგენს გაუს-ოსტროგრადსკის თეორემას მაგნიტური ინდუქციის ნაკადისათვის და გამოსახავს იმ ფაქტს, რომ ბუნებაში არ არსებობს მაგნიტური მუხტები, რომლებზეც დაიწყებოდნენ ან დამთავრდებოდნენ მაგნიტური ინდუქციის წირები. ეს თეორემა შეიძლება ჩაიწეროს დიფერენციალური ფორმითაც. ვექტორის დივერგენციის განმარტების თანახმად (I ტომი, §115), გამოსახულება

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{\oint_S B_n dS}{\tau},$$

(სადაც τ არის S ზედაპირით შემოსაზღვრული მოცულობა) წარმოადგენს $\vec{B}$ ვექტორის დივერგენციას ($\text{div} \vec{B}$), ამიტომ (4.4)-ის საფუძველზე გვექნება:

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (4.5)$$

(4.4) და (4.5) ფორმულები წარმოადგენს მაგნიტური ინდუქციის წირების ჩაკეტილობისა და, მაშასადამე მაგნიტური ველის გრიგალურობის მათემატიკურ ჩაწერას (გამოსახვას).

შედარებისათვის გავიხსენოთ, რომ ელექტროსტატიკური ველის შემთხვევაში

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho.$$

საბოლოოდ შევნიშნოთ, რომ, როგორც ცდები გვიჩვენებს, (4.5) ტოლობით გამოსახული ფუნდამენტური შედეგი მართებულია არა მარტო მუდმივი, არამედ ნებისმიერი მაგნიტური ველისათვის. იგი არის მაქსველის განტოლებათა სისტემის შემადგენელი ნაწილი.

§5. ბიო-სავარ-ლავლასის კანონი

ცდები გვიჩვენებს, რომ მუდმივი მაკროსკოპული დენის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველის ინდუქცია (ვაკუუმში) დამოკიდებულია დენის სიდიდეზე (I), მოცემული წერტილიდან ველის შემქმნელ დენამდე მანძილზე (r) და დენიანი გამტარის ფორმაზე.

მაგნიტური ველის ინდუქციის დამოკიდებულება დენის ძალაზე საერთოა ყველა ფორმის დენისათვის – ინდუქცია პროპორციულია დენის ძალისა:

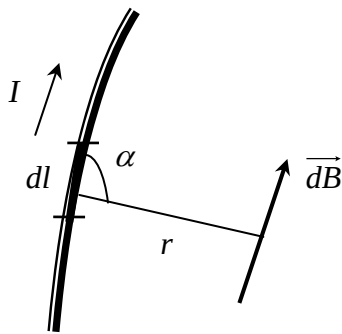
$$B \sim I.$$

რაც შეეხება მანძილზე დამოკიდებულებას, ფრანგმა მეცნიერებმა **ბიომ** და **სავარმა** მრავალრიცხოვანი ცდების საფუძველზე 1820 წელს დაადგინეს, რომ გრძელი წრფივი დენის შემთხვევაში მაგნიტური ველის ინდუქცია უკუპროპორციულია დენიან გამტარამდე r მანძილისა:

$$B \sim \frac{1}{r}.$$

მაგნიტური ველის ინდუქციის დენიანი გამტარის ფორმაზე დამოკიდებულების დადგენა პრაქტიკულად შეუძლებელია ფორმათა მრავალფეროვნების გამო. შეიძლებოდა მოვქცეულიყავით შემდეგნაირად: ნებისმიერი ფორმის გამტარი დაგვეყო წრფივ მცირე dl ელემენტებად, გაგვეგო მოცემულ წერტილში თითოეული ელემენტის მიერ შექმნილი ველის ინდუქცია და მიღებული შედეგები შეგვეკრიბა. მაგრამ აქ ვაწყდებით პრინციპულ წინააღმდეგობას: შეუძლებელია გაიზომოს მოცემულ წერტილში დენიანი ელემენტის მიერ შექმნილი ველის ინდუქცია ისე, რომ დანარჩენი ელემენტების მოქმედება გამოირიცხოს – მაგნიტური ველი, რო-

მელსაც ჩვენ ვაკვირდებით მოცემულ წერტილში, არის ყველა ელემენტის ერთობლივი მოქმედების შედეგი. მიუხედავად ამისა, ფრანგმა მეცნიერმა **ლაპლასმა** ცდისეული მონაცემების განზოგადების საფუძველზე დაადგინა ელემენტარული კანონი, რომლის გამოყენება ნებისმიერი ფორმის გამტარისათვის გვაძლევს ექსპერიმენტთან თანხვედნილ შედეგებს. იმის გამო, რომ ლაპლასმა გამოიყენა ბიოსა და სავარის ცდების შედეგები, ამ კანონს ეწოდა ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონი და მდგომარეობს შემდეგში:



სურ. 5.1

ელემენტარული dB ინდუქცია მაგნიტური ველისა, რომელსაც ქმნის I დენის dl ელემენტი* მისგან r მანძილზე, (სურ. 5.1) გამოითვლება ფორმულით:

$$dB = k \frac{Idl \sin \alpha}{r^2}, \quad (5.1)$$

სადაც α არის კუთხე dl ელემენტსა და r რადიუს-ვექტორს შორის, ხოლო k პროპორციულობის კოეფიციენტია. (5.1) განსაზღვრავს dB -ს სიდიდეს. რაც შეეხება მიმართულებას, $\vec{dB}$ ყოველთვის მართობია $Id\vec{l}$ და $\vec{r}$ ვექტორებზე გავლებული სიბრტყისა და

მიმართულია იმ ბურღის გადაადგილების გასწვრივ, რომლის ტარსაც ვაბრუნებთ $Id\vec{l}$ -დან $\vec{r}$ -სკენ (სურ. 5.1). ამიტომ 5.1 ვექტორულად ასე ჩაიწერება:

$$\vec{dB} = k \frac{[Id\vec{l} \cdot \vec{r}]}{r^3}. \quad (5.2)$$

სუპერპოზიციის პრინციპის თანახმად, მთელი დენიანი გამტარის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველის ინდუქცია მოცემულ წერტილში ტოლი იქნება ცალკეული ვექტორების გეომეტრიული ჯამისა:

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n \vec{dB}_i.$$

კერძო შემთხვევაში, როცა ყველა dB ერთნაირადაა მიმართული, ჯამი შეიცვლება ინტეგრალით:

$$B = \int_l dB = kI \int_l \frac{\sin \alpha dl}{r^2}. \quad (5.3)$$

პროპორციულობის k კოეფიციენტის რიცხვითი მნიშვნელობა დამოკიდებულია ფორმულაში შემავალ სიდიდეთა ერთეულების შერჩევაზე. გაუსის სისტემაში

* I დენის ძალის ნამრავლს dl ელემენტზე (Idl) დენის ელემენტი ეწოდება. იგი ვექტორია, აქვს დენის მიმართულება.

$k = \frac{1}{c}$, სადაც c ელექტროდინამიკური მუდმივაა და ტოლია სინათლის გავრცელების სიჩქარისა ვაკუუმში.

SI სისტემაში $k = \frac{\mu_0}{4\pi}$, სადაც $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ ჰნ/მ არის მაგნიტური მუდმივა.

ამრიგად, SI სისტემაში ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონი იღებს შემდეგ სახეს:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2} \quad (5.4)$$

და

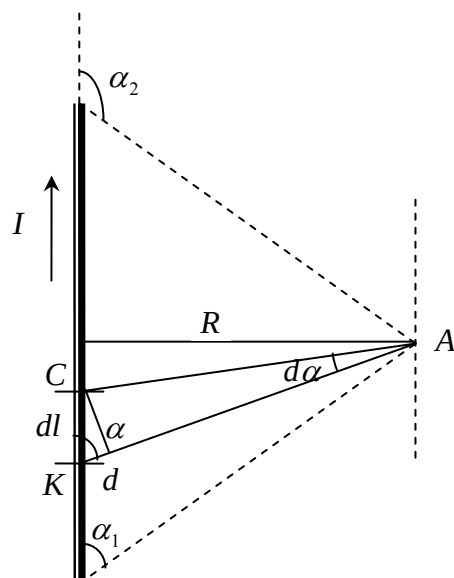
$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_l \frac{\sin \alpha \, dl}{r^2}. \quad (5.5)$$

§6. ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონის გამოყენება

განვიხილოთ ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონის გამოყენების რამდენიმე მაგალითი და გამოვითვალოთ სხვადასხვა ფორმის დენიანი გამტარის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველის ინდუქცია. მოქმედების გზა ყველა შემთხვევაში ერთი და იგივეა: გამტარს დაეყოფთ მცირე dl ელემენტებად, გამოვითვლით თითოეული ელემენტის მიერ შექმნილი dB მაგნიტური ველის ინდუქციას და მიღებულ შედეგებს შევკრებთ.

1. სასრული სიგრძის წრფივი დენის მაგნიტური ველის ინდუქცია.

ვთქვათ, სასრული სიგრძის წრფივ გამტარში გადის I დენი. გამოვითვალოთ ამ დენის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველის ინდუქცია მისგან R მანძილზე (სურ.6.1). ამისათვის დაეყოთ გამტარი მცირე dl ელემენტებად, გამოვითვალოთ თითოეული ელემენტის მიერ მიერ შექმნილი ველის ინდუქცია A წერტილში და მიღებული შედეგები შევკრიბოთ. ამ შემთხვევაში



ყველა $\vec{dB}$ ვექტორი მიმართულია ერთნაირად – ნახაზის სიბრტყის მართობულად ჩვენგან. ამიტომ ისინი ალგებრულად შეიკრიბება.

(5.5)-ის თანახმად

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_l \frac{\sin \alpha \, dl}{r^2} \quad (6.1)$$

დავიყვანოთ ინტეგრალქვეშა გამოსახულება ერთ ცვლადზე. dl მონაკვეთის ბოლო, C წერტილიდან დაუშვათ Cd მართობი r რადიუს-ვექტორზე. სურათიდან ჩანს,

სურ. 6.1.

$$Cd = rd\alpha = dl \sin \alpha^*,$$

საიდანაც

$$\frac{dl}{r^2} = \frac{d\alpha}{r \sin \alpha}.$$

მაგრამ $r \sin \alpha = R$, ამიტომ $\frac{dl}{r^2} = \frac{d\alpha}{R}$. თუ $\frac{dl}{r^2}$ -ის მიღებულ მნიშვნელობას შევიტანთ (6.1)-ში და სიგრძით ინტეგრებას შევცვლით კუთხით ინტეგრებით, გვექნება:

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\sin \alpha d\alpha}{R} = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin \alpha d\alpha = -\frac{\mu_0 I}{4\pi R} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2). \quad (6.2)$$

(6.2) ფორმულა საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ მაგნიტური ველის ინდუქცია კვადრატის ფორმის დენიანი კონტურის ცენტრში. კვადრატში გამავალი დენი აღვნიშნოთ I -თი, ხოლო კვადრატის გვერდის სიგრძე a -თი (სურ.6.2), მაშინ ერთ-ერთი გვერდის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველის ინდუქცია O წერტილში (6.2)-ის თანახმად იქნება $\left(R = \frac{a}{2}\right)$:

$$B = \frac{2\mu_0 I}{4\pi a} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2),$$

მაგრამ $\alpha_1 = 45^\circ$, $\alpha_2 = (90^\circ + \alpha_1)$, ამიტომ $\cos \alpha_2 = -\sin \alpha_1$ და გვექნება:

$$B_1 = \frac{\mu_0 I}{2\pi a} (\cos \alpha_1 + \sin \alpha_1) = \frac{\mu_0 I}{2\pi a} \left(\frac{\sqrt{2}}{2} + \frac{\sqrt{2}}{2} \right) = \frac{\sqrt{2}\mu_0 I}{2\pi a}. \quad (6.3)$$

ვინაიდან კვადრატის ცალკეული გვერდების მიერ მის ცენტრში შექმნილი ველის ინდუქციები ერთმხრივია მიმართული, ამიტომ სრული ინდუქცია

$$B = 4B_1 = \frac{2\sqrt{2}\mu_0 I}{\pi a}.$$

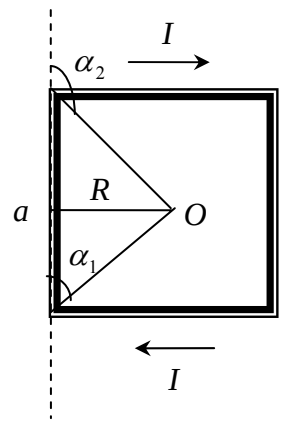
ანალოგიური მსჯელობით მივიღებთ, რომ თუ დენიან კონტურს წესიერი ექსკავთხედის ფორმა აქვს, ინდუქცია მის ცენტრში

$$B = \frac{3\mu_0 I}{2\pi a}, \quad (6.4)$$

სადაც a ექსკავთხედის ერთ-ერთი გვერდია.

2. უსასრულო სიგრძის წრფივი დენის მაგნიტური ველის ინდუქცია.

უსასრულო წრფივი დენის მაგნიტური ველის ინდუქციას მარტივად გამოვიტვალოთ, თუ გამოვიყენებთ (6.2) ფორმულას. უსასრულო წრფივი დენისათვის $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = 180^\circ$, ამიტომ $\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2 = [1 - (-1)] = 2$ და



სურ. 6.2.

* dl -ის სიძირის გამო შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ $CA \approx r$.

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}. \quad (6.5)$$

პრაქტიკულად, ამ ფორმულით შეიძლება სარგებლობა სასრული, მაგრამ საკმაოდ გრძელი წრფივი დენის მაგნიტური ველის ინდუქციის გამოსათვლელად, თუ გამტარის l სიგრძე გაცილებით მეტია R მანძილზე.

3. წრიული დენის მაგნიტური ველის ინდუქცია.

ვთქვათ, R -რადიუსიან წრიულ გამტარში გადის I დენი. ვიპოვოთ მაგნიტური ველის ინდუქცია:

ა) წრიული დენის ცენტრში.

ამ შემთხვევაში ყველა $\vec{dB}$ მიმართულია ერთ მხარეს – წრიული დენის სიბრტყის მართობულად ქვევიდან ზევით (სურ. 6.3) ამიტომ

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_l \frac{\sin \alpha}{r^2} dl;$$

მაგრამ ყველა dl ელემენტი-სათვის $r = R$, ხოლო $\sin \alpha = 1$, ამიტომ

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} \int_l dl = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} \cdot 2\pi R = \frac{\mu_0 I}{2R} \quad (6.5)$$

ე.ი. ამ შემთხვევაშიც ინდუქცია პირდაპირპროპორციულია გამტარში გაძვარი დენისა და უკუპროპორციულია ამ გამტარიდან მანძილისა.

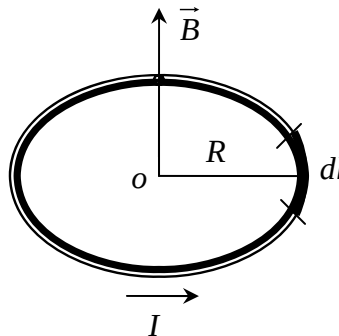
ბ) წრიული დენის ღერძზე.

ცენტრიდან h მანძილით დაშორებულ A წერტილში (სურ. 6.4), სხვადასხვა dl ელემენტების მიერ შექმნილი $\vec{dB}$ ვექტორები სხვადასხვანაირადაა მიმართული (ისინი ქმნიან მარაოს ცენტრით A წერტილში), ამიტომ სრული ინდუქცია A წერტილში

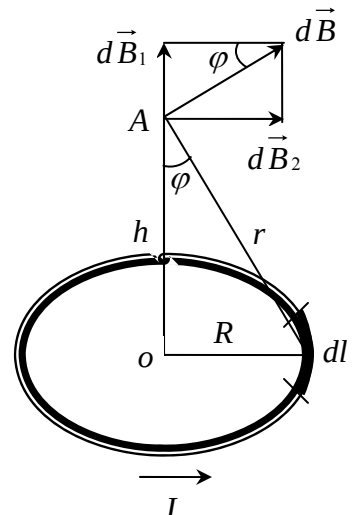
$$\vec{B} = \sum \vec{dB}.$$

$\vec{dB}$ ვექტორი პარალელგრამის წესით დავშალოთ ორ მდგენელად, რომელთაგან ერთი ($\vec{dB}_1$) იქნება OA ღერძის პარალელური, ხოლო მეორე ($\vec{dB}_2$) – მისი მართობული (სურ. 6.4). მაშინ

$$\vec{dB} = \vec{dB}_1 + \vec{dB}_2$$



სურ. 6.3



სურ. 6.4

და

$$\vec{B} = \sum \vec{dB_1} + \sum \vec{dB_2}$$

მაგრამ ადვილი მისახვედრია, რომ $\sum \vec{dB_2} = 0$, ვინაიდან დიამეტრალურად საწინააღდეგო ელემენტებისათვის $\vec{dB_2}$ ვექტორები სიდიდით ტოლი და მიმართულებით საწინააღმდეგოა. რაც შეეხება $\vec{dB_1}$ მდგენელებს, ისინი ერთნაირადაა მიმართული, ამიტომ ჯამი შეიძლება შეიცვალოს ინტეგრალით და გვექნება:

$$B = \int_l dB_1 \quad (6.7)$$

სურათიდან ჩანს, რომ $dB_1 = dB \cdot \sin \varphi = dB \frac{R}{r} = dB \frac{R}{(R^2 + h^2)^{1/2}}$.

ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონის თანახმად

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl}{r^2},$$

ამიტომ

$$dB_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{IdlR}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{IdlR}{(R^2 + h^2)^{3/2}}.$$

dB_1 -ის მნიშვნელობა შევიტანოთ (6.7)-ში:

$$B = \int_l \frac{\mu_0 IR}{4\pi(R^2 + h^2)^{3/2}} dl = \frac{\mu_0 IR}{4\pi(R^2 + h^2)^{3/2}} \int_l dl$$

აწ

$$B = \frac{\mu_0 R^2 I}{2(R^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (6.8)$$

$\vec{B}$ მიმართულია წრიული ღენის ღერძის გასწვრივ. წრიული ღენის ცენტრისათვის $h=0$ და, როგორც უნდა ყოფილიყო, (6.8) გადადის (6.5)-ში.

4. სოლენოიდის მაგნიტური ველის ინდუქცია

როგორც აღვნიშნეთ, სოლენოიდი არის წრფივი ღერძის მქონე წრიული ღენების ერთობლიობა, ამიტომ ინდუქცია მის ღერძზე ტოილ იქნება ცალკეული წრიული ღენების ინდუქციათა ჯამისა. შესაბამისი გამოთვლები (იხ. პეტიტით აწყობილი) გვაძლევს, რომ გრძელი სოლენოიდის ღერძზე ინდუქცია

$$B = \mu_0 nI, \quad (6.9)$$

სადაც n არის ხვიათა რიცხვი სოლენოიდის სიგრძის ერთეულზე, ხოლო I – სოლენოიდში გამავალი ღენის ძალა.

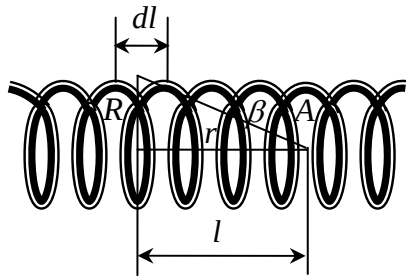
გამოვეყნოთ სოლენოიდის მცირე dl ელემენტი (სურ. 6.5). იგი შეიცავს ndl ხვიას. ვინაიდან სოლენოიდის თითოეულ ხვიაში გადის I დენი, ეს ელემენტი შეიძლება განვიხილოთ როგორც წრიული გამტარი, რომელშიც გადის $Indl$ დენი. (6.8)-ის თანახმად, ამ „წრიული დენის“ მიერ შექმნილი მაგნიტური ველის ინდუქცია l მანძილით დაშორებულ A წერტილში.

$$dB = \frac{\mu_0 R^2 Indl}{2(R^2 + l^2)^{3/2}}. \quad (6.10)$$

ვინაიდან ყველა ელემენტის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველის ინდუქცია A წერტილში ერთნაირადაა მიმართული (დერძის გასწვრივ), ჯამური ინდუქცია მიიღება (6.10)-ის ინტეგრებით:

$$B = \int_l dB = \frac{\mu_0 R^2 In}{2} \int_l \frac{dl}{(R^2 + l^2)^{3/2}}. \quad (6.11)$$

გამოვსახოთ dl და $R^2 + l^2$ ცვლადები ერთი დამოუკიდებელი ცვლადით. A წერტილიდან მოცემულ ელემენტამდე გავავლოთ r რადიუს-ვექტორი. კუთხე r -სა და სოლენოიდის დერძს შორის აღვნიშნოთ β -თი. სურათიდან ჩანს, რომ



სურ. 6.5

$$l = R \operatorname{ctg} \beta,$$

$$dl = -\frac{R d\beta}{\sin^2 \beta}.$$

$$R^2 + l^2 = R^2(1 + \operatorname{ctg}^2 \beta) = \frac{R^2}{\sin^2 \beta}.$$

თუ dl -ისა და $R^2 + l^2$ -ის მიღებულ მნიშვნელობებს შევიტანთ (6.10) ფორმულაში (ამ ფორმულაში dl დადებითი სიდიდეა) და სიგრძით ინტეგრებას შევცვლით კუთხით ინტეგრებით, მივიღებთ:

$$B = \frac{\mu_0 R^2 nl}{2} \int_{\beta_1}^{\beta_2} \frac{\frac{R}{\sin^2 \beta}}{\left(\frac{R^2}{\sin^2 \beta}\right)^{3/2}} d\beta = \frac{\mu_0 nl}{2} \int_{\beta_1}^{\beta_2} \sin \beta d\beta = \frac{1}{2} \mu_0 nl (\cos \beta_1 - \cos \beta_2), \quad (6.12)$$

სადაც β_1 და β_2 სოლენოიდის კიდურა ელემენტების შესაბამისი კუთხეებია, ათვლილი დერძის ერთი და იმავე მიმართულებით.

ეს შედეგი დამოკიდებულია სოლენოიდის სიგრძეზე და A წერტილის მდებარეობაზე: კერძოდ, თუ სოლენოიდი უსასრულოდ გრძელია, მაშინ $\beta_1 = 0$. $\beta_2 = \pi$. და

$$B = \mu_0 nI,$$

რაც თანხვდება (6.9)-ს. პრაქტიკულად, სოლენოიდი შეიძლება ჩაითვალოს „უსასრულოდ გრძელად“ და ვისარგებლოთ (6.9) ფორმულით, თუ სოლენოიდის სიგრძე ბევრად მეტია ხვიის R რადიუსზე.

სასრული L სიგრძის სოლენოიდის შემთხვევაში ინდუქცია იქნება ნაკლები, ვიდრე უსასრულო გრძელისა. ამასთან, შეიძლება ჩვენება, რომ ამ შემთხვევაში ინდუქცია მაქსიმალურია სოლენოიდის შუა წერტილისათვის და ტოლია

$$B = \mu_0 n I / \sqrt{4R^2 + L^2}.$$

თუ A წერტილი იმყოფება გრძელი სოლენოიდის ერთ-ერთ ბოლოში, მაშინ, როგორც სურათიდან ჩანს, ან $\beta_1 = \frac{\pi}{2}$ და $\beta_2 = \pi$, ან $\beta_1 = 0$ და $\beta_2 = \frac{\pi}{2}$. ამიტომ, მეტად გრძელი სოლენოიდის შემთხვევაშიც კი ინდუქცია სოლენოიდის ბოლოსთან არ აღემატება $\frac{1}{2}\mu_0 I$ -ს.

ვინაიდან $B_0 = \mu_0 H$, ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონი და მისგან გამომდინარე შედეგები (ისევე, როგორც B_0 -ის შემცველი სხვა ფორმულები) შეიძლება გამოისახოს მაგნიტური ველის დაძაბულობის ვექტორის საშუალებით.

გვექნება:

ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონი:

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2} \quad (5.1')$$

უსასრულო წრფივი დენის მაგნიტური ველი:

$$H = \frac{I}{2\pi R} \quad (6.5')$$

წრიული დენის მაგნიტური ველი ცენტრში:

$$H = \frac{I}{2R} \quad (6.6')$$

და ა.შ.

ეს ფორმულები გვიჩვენებს, რომ მაგნიტური ველის დაძაბულობის განზომილება უდრის დენის ძალის განზომილებას გაყოფილს სიგრძის განზომილებაზე. მაშასადამე SI სისტემაში H -ის ერთეული იქნება ამპერი მეტრზე (ა/მ). ეს ერთეული შეიძლება განიმარტოს (6.5') ფორმულის საფუძველზე. თუ ამ ფორმულაში დავეუშვებთ, რომ $I = 1$ ა და $R = \frac{1}{2\pi}$ მ, მივიღებთ $H = 1$ ა/მ. ე.ი. ამპერი მეტრზე არის ისეთი მაგნიტური ველის დაძაბულობა, რომელსაც ქმნის უსასრულო წრფივი გამტარი, რომელშიც გადის 1 ა დენი მისგან $\frac{1}{2\pi}$ მ მანძილზე.

§7. მოძრავი მუხტის მაგნიტური ველი

ვიცით, რომ ყოველი დენიანი გამტარის ირგვლივ აღიძვრება მაგნიტური ველი, რომლის სიდიდე გამოითვლება ბიო-სავარ-ლაპლასის ფორმულით

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2}. \quad (7.1)$$

მაგრამ ელექტრული დენი არის ელექტრული მუხტების მიმართული მოძრაობა, ამიტომ, ბუნებრივია ვიფიქროთ, რომ ცაკლეული მოძრავე მუხტიც უნდა ქმნიდეს მაგნიტურ ველს. ეს მოსაზრება დასტურდება ცდით.*

მოძრავე მუხტის მაგნიტური ველის ინდუქციას ადვილად გამოვითვლით, თუ (7.1) ფორმულაში I დენის ძალას გამოვსახავთ q მუხტის სიდიდის, v მოძრაობის სიჩქარისა და n_0 დენის გადამტანი მუხტების კონცენტრაციის საშუალებით.

გამტარის განიკვეთის ფართობი აღვნიშნოთ S -ით და გავითვალისწინოთ, რომ დენის სიმკვრივე $i = n_0 q v$ (I ტომი, §137), მაშინ დენის ძალა

$$I = iS = n_0 q v S. \quad (7.2)$$

დენის ძალის ეს მნიშვნელობა შევიტანოთ (7.1)-ში:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{n_0 q v S dl \sin \alpha}{r^2}. \quad (7.3)$$

ასეთი ინდუქციის ველს ქმნის dl ელემენტი, ანუ Sdl მოცულობაში მოთავსებული ყველა მუხტი, რომელთა რაოდენობა

$$dN = n_0 S dl.$$

ყველა dN მუხტი მოწესრიგებულად მოძრაობს ერთი მიმართულებით და ერთნაირი v სიჩქარით, ამიტომ ერთი მოძრავე მუხტის მაგნიტური ველის ინდუქცია იქნება dn -ჯერ ნაკლები:

$$B = \frac{dB}{dN} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q v \sin \alpha}{r^2}. \quad (7.4)$$

ასეთი ინდუქცია მაგნიტური ველისა, რომელსაც ქმნის v სიჩქარით მოძრავე q მუხტი მისგან r მანძილით დაშორებულ წერტილში. ადვილი მისახვედრია, რომ α არის კუთხე $\vec{v}$ -სა და $\vec{r}$ -ს შორის.

თუ გავითვალისწინებთ $\vec{B}$, $\vec{v}$ და $\vec{r}$ ვექტორების მიმართულებას (კერძოდ იმას, რომ $\vec{B}$ ყოველთვის მართობია $\vec{v}$ და $\vec{r}$ ვექტორებზე გავლებული სიბრტყისა და მიმართულია ბურღის წესის შესაბამისად), მაშინ (7.4) ტოლობა ვექტორულად შემდეგნაირად ჩაიწერება:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q}{r^3} [\vec{v} \vec{r}].^{**} \quad (7.5)$$

* მოძრავე მუხტის ირგვლივ მაგნიტური ველის არსებობა, აგრეთვე მისი სიდიდე, ექსპერიმენტულად დაადგინა 1910 წელს ა. ოფემ.

** $\vec{B}$ -ს მიმართულების სწორად გასარკვევად უნდა გვახსოვდეს, რომ დენის მიმართულებად მიჩნეულია დადებითი მუხტების მოძრაობის მიმართულება, ამიტომ, თუ $q > 0$, B -ს მიმართულება თანხვედრა $[\vec{v} \vec{r}]$ -ის მიმართულებას, ხოლო თუ $q < 0$, B -ს აქვს $[\vec{v} \vec{r}]$ -ის საწინააღმდეგო, ე.ი. $[\vec{r} \vec{v}]$ -ს მიმართულება.

§8. მაგნიტური ველის ინდუქციის ვექტორის ცირკულაცია

განმარტების თანახმად, თუ მოცემული გვაქვს რომელიმე $\vec{A}$ ვექტორის ველი, ამ ვექტორის ცირკულაცია ნებისმიერ ჩაკეტილ წირზე, ეწოდება გამოსახულებას $\oint_l A_l dl$, სადაც $A_l = A \cos \alpha$ არის $\vec{A}$ ვექტორის გეგმილი $\vec{dl}$ -ის მიმართულებაზე.

I ტომის §112-ში ნაჩვენები იყო, რომ ელექტროსტატიკური ველი წარმოადგენს პოტენციურ ველს, რაც მათემატიკურად იმით გამოისახება, რომ ველის დაძაბულობის ცირკულაცია ნებისმიერი ჩაკეტილი წირის გასწვრივ არის ნულის ტოლი:

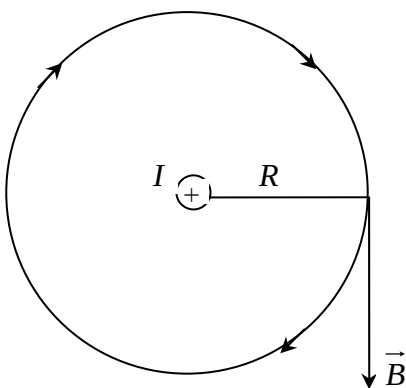
$$\oint_l (\vec{E} \vec{dl}) = \oint_l E_l dl = 0.$$

მაგნიტური ინდუქციის წირების ჩაკეტილობის საფუძველზე ჩვენ აღვნიშნეთ (§4), რომ მაგნიტური ველი წარმოადგენს გრიგალურ (არაპოტენციურ) ველს, ამიტომ, მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის ცირკულაცია ნებისმიერ ჩაკეტილ წირზე, საზოგადოდ, ნულის ტოლი არ უნდა იყოს.

მართლაც, გამოვითვალოთ მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის ცირკულაცია $\oint_l B_l dl$. სიმარტივისათვის განვიხილოთ უსასრულო წრფივი დენი, რომელიც მიმართულია ნახაზის სიბრტყის მართობულად ჩვენგან და გამოვითვალოთ $\vec{B}$ -ს ცირკულაცია ერთ-ერთი (R -რადიუსიანი) ინდუქციის წირის გასწვრივ (სურ. 8.1). წირის შემოვლის მიმართულება სურათზე ისრითაა ნაჩვენები.

ვინაიდან ყოველ წერტილში $\vec{B}$ ინდუქციის წირის მხებია, $\alpha = 0$, $\cos \alpha = 1$, და

$$B_l = B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}.$$



სურ. 8.1

ამიტომ

$$\oint_l (\vec{B} \vec{dl}) = \oint_l B_l dl = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \int_l dl = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \cdot 2\pi R = \mu_0 I.$$

ამრიგად, მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის ცირკულაცია ჩაკეტილი წირის გასწვრივ

$$\oint_l (\vec{B} \vec{dl}) = \oint_l B_l dl = \mu_0 I. \quad (8.1)$$

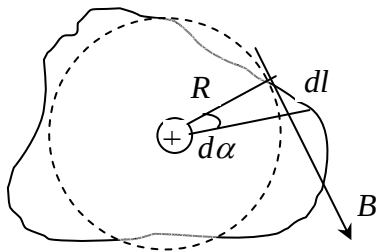
ფორმულა გვიჩვენებს, რომ ცირკულაციის მნიშვნელობა არ არის დამოკიდებული წირის რადიუსზე და განისაზღვრება მაგნიტური მუდმივას ნამრავლით დენის ძალაზე.

(8.1) გამოსახულების ნიშანი დამოკიდებულია კონტურის შემოვლის მიმართულებაზე. თუ ეს მიმართულება დენის მიმართულებასთან დაკავშირებულია ბურღის წესით, მაშინ $\alpha = 0$ და (8.1) გამოსახულება დადებითია. წინააღმდეგ შემთხვევაში $\alpha = 180^\circ$ და უარყოფითია. ნიშანი შეიძლება გავითვალისწინოთ, თუ დავუშვებთ, რომ I დენი აღგებრული სიდიდეა. ამასთან, თუ დენის მიმართულება კონტურის შემოვლის მიმართულებასთან დაკავშირებულია ბურღის წესით, იგი ჩაითვლება დადებითად, საწინააღმდეგო მიმართულების დენი კი უარყოფითად.

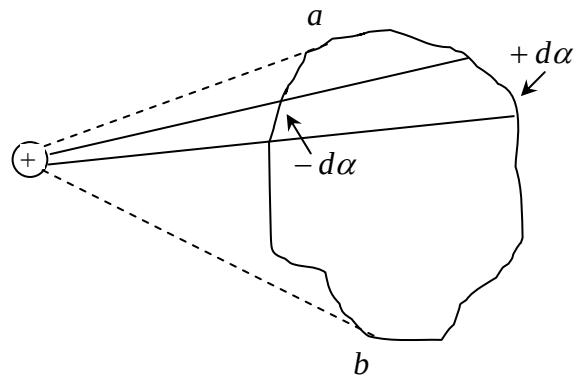
შეიძლება ჩვენება (იხ. პეტიტის ტექსტი), რომ (8.1) მართებულია ნებისმიერი ფორმისა და ნებისმიერად ორიენტირებული ჩაკეტილი კონტურისათვის, რომელიც მოიცავს დენს. თუ კონტური დენს არ მოიცავს, მაშინ ცირკულაცია ასეთი ჩაკეტილი წირის გასწვრივ ნულის ტოლია. ფორმულა მართებულია აგრეთვე არა მარტო წრფივი, არამედ ნებისმიერი ფორმის დენისათვის.

დაეუშვათ, ნებისმიერი ფორმის კონტური ძევს წრფივი დენისადმი მართობულ სიბრტყეში (სურ. 8.2). კონტურის ყოველ წერტილში მაგნიტური ინდუქციის ვექტორი მიმართულია ამ წერტილზე გავლებული წრეწირის მხებად. ცირკულაციის გამოსახულებაში $B_l dl$ შევცვალოთ $B dl_B$ -თი, სადაც $dl_B = dl \cos \alpha$ * არის კონტურის dl ელემენტის გვემილი $\vec{B}$ -ს მიმართულებაზე. სურათიდან ჩანს, რომ $dl_B = R d\alpha$, სადაც R არის მანძილი დენიანი გამტარიდან კონტურის dl ელემენტამდე, ხოლო $d\alpha$ ის კუთხეა, რომლითაც შემობრუნდება რადიალური წრფე R კონტურის გასწვრივ dl მანძილით გადაადგილებისას. ამრიგად,

$$B_l dl = B dl_B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \cdot R d\alpha.$$



სურ. 8.2



სურ. 8.3

ამ ტოლობის გათვალისწინებით მაგნიტური ინდუქციის ცირკულაციისათვის გვექნება:

$$\oint_l B_l dl = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha = \mu_0 I \quad (8.2)$$

რაც თანხვდება (8.1)-ს.

* სიმცირის გამო dl_B მონაკვეთი შეიძლება შეიცვალოს წრეწირის რკალით.

თუ კონტური არ ძეგს დენისადმი მართობულ სიბრტყეზე, მაშინ ყოველი dl შეიძლება დაიშალოს ორ, dl_1 და dl_2 მდგენელებად, რომელთაგან dl_1 მოთავსებული იქნება დენის მართობ სიბრტყეში, ხოლო dl_2 – მის პერპენდიკულარულად: $\vec{dl} = \vec{dl}_1 + \vec{dl}_2$. მაშინ

$$\oint_l (\vec{B} \vec{dl}) = \oint_l (\vec{B} \vec{dl}_1) + \oint_l (\vec{B} \vec{dl}_2).$$

მაგრამ მეორე შესაკრები ნულის ტოლია, რადგან ყოველი $\alpha = \frac{\pi}{2}$ და $\cos \alpha = 0$, ხოლო პირველი შესაკრები, დამტკიცების თანახმად, მოგვცემს $\mu_0 I$ -ს. ამიტომ, ამ შემთხვევაშიც

$$\oint_l (\vec{B} \vec{dl}) = \mu_0 I.$$

ახლა განვიხილოთ შემთხვევა, როცა კონტური არ მოიცავს დენს (სურ.8.3). ამ შემთხვევაში კონტურის შემოვლისას რადიალური წრფე შემობრუნდება ჯერ ერთი მიმართულებით (ab უბანი), შემდეგ საწინააღმდეგოთი (ba უბანი). ამის გამო

$$\int_0^{2\pi} d\alpha = 0 \text{ და (8.2)-ის თანახმად } \oint_l B_l dl = 0.$$

თუ კონტური მოიცავს რამოდენიმე, $I_1, I_2, I_3, \dots, I_n$ დენს, მაშინ, სუპერპოზიციის თანახმად $\vec{B} = \sum_{k=1}^n \vec{B}_k$, სადაც B_k არის I_k დენის მიერ შექმნილი ველის ინდუქცია. მაშინ

$$\oint_l (\vec{B} \vec{dl}) = \oint_l \left(\sum_{k=1}^n \vec{B}_k \right) \vec{dl} = \sum_{k=1}^n \oint_l (\vec{B}_k \vec{dl}).$$

ამ ინტეგრალთაგან თითოეული გვაძლევს $\mu_0 I_k$ -ს, ამიტომ

$$\oint_l (\vec{B} \vec{dl}) = \mu_0 \sum_{k=1}^n I_k. \quad (8.3)$$

(8.3) გამოსახავს სრული დენის კანონს მაგნიტური ველისათვის ვაკუუმში: მაგნიტური ველის ინდუქციის ცირკულაცია ჩაკეტილი კონტურის გასწვრივ ტოლია მაგნიტური მუდმივას ნამრავლისა იმ დენების ალგებრულ ჯამზე, რომელსაც ეს კონტური მოიცავს.

ერთნაირი დენების შემთხვევაში

$$\sum_{k=1}^n I_k = nI \quad \text{და} \quad \oint_l (\vec{B} \vec{dl}) = \mu_0 nI. \quad (8.4)$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\frac{B}{\mu_0} = H$, (8.3) ტოლობა მიიღებს სახეს

$$\oint_l (\vec{H} \vec{dl}) = \sum_{k=1}^n I_k. \quad (8.5)$$

§9. ცირკულაციის ფორმულის გამოყენება სოლენოიდისა და ტოროიდის მაგნიტური ველის გამოსათვლელად

§ 6-ში ვნახეთ, რომ ბიო-სავარ-ლავლასის კანონი საშუალებას გვაძლევს გამოვითვალოთ სხვადასხვა ფორმის დენიანი გამტარის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველის ინდუქცია. მაგრამ რიგ შემთხვევებში (როცა ადგილი აქვს გარკვეულ სიმეტრიას) იგივე ამოცანის გადაწყვეტა მარტივდება, თუ ვისარგებლებთ არა ბიო-სავარ-ლავლასის, არამედ სრული დენის კანონით (8.3).

სრული დენის კანონი ისეთივე მნიშვნელოვან როლს ასრულებს მუდმივი დენის მაგნიტური ველის გამოთვლაში, როგორსაც გაუს-ოსტროგრადსკის თეორემა ელექტროსტატიკური ველის გამოთვლაში.

განვიხილოთ ამ კანონის გამოყენების რამოდენიმე მაგალითი.

1. სოლენოიდის მაგნიტური ველის ინდუქცია

9.1 სურათზე მოცემულია სოლენოიდის კვეთი და მაგნიტური ინდუქციის წირების განლაგება. სოლენოიდის სიგრძე აღვნიშნოთ l -ით, მასში გამავალი დენი I -ით, ხოლო ხვიათა რიცხვი N -ით. ჩაკეტილ კონტურად ავირჩიოთ ინდუქციის ერთ-ერთი (NABSN) წირი და გამოვითვალოთ ცირკულაცია მის გასწვრივ. ვინაიდან არჩეული კონტური მოიცავს I დენიან N გამტარს, ამიტომ (8.4)-ის თანახმად

$$\oint_{NABSN} B_l dl = \mu_0 NI \quad (9.1)$$

მაგრამ

$$\oint_{NABSN} B_l dl = \int_{SN} B_l dl + \int_{NABS} B_l dl .$$

ინდუქცია სოლენოიდის შიგნით გაცილებით მეტია, ვიდრე მის გარეთ,* ამიტომ წინა ტოლობაში მეორე წევრი შეიძლება უგულებელვყოთ.

გარდა ამისა, ვინაიდან ჩაკეტილ კონტურად აღებულია ინდუქციის წირი, $B_l = B$ და გვექნება:

$$\oint_{NABSN} B_l dl = B \int_{SN} dl = Bl . \quad (9.2)$$

(9.1) და (9.2) ტოლობათა შედარება გვაძლევს:

$$Bl = \mu_0 NI ,$$

ან

$$B = \mu_0 nI . \quad (9.3)$$

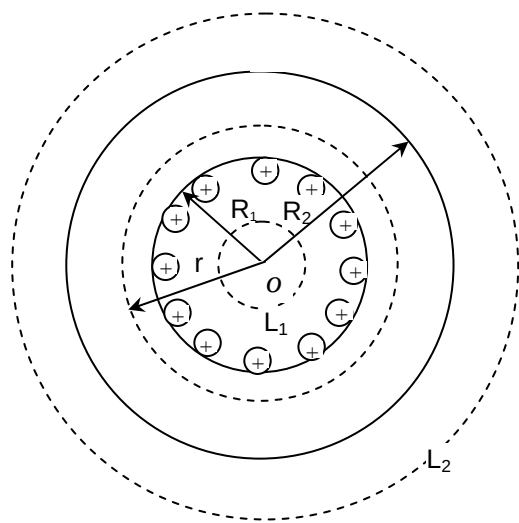
სადაც $n = \frac{N}{l}$ არის ხვიათა რიცხვი სოლენოიდის სიგრძის ერთეულზე.

* ეს დაშვება მით უფრო ზუსტია, რაც უფრო გრძელია სოლენოიდი. შეიძლება ჩვენება, რომ უსასრულოდ გრძელი სოლენოიდის შემთხვევაში ინდუქცია მის გარეთ ნულის ტოლია.

2. ტოროიდის მაგნიტური ველის ინდუქცია

9.2 სურათზე გამოსახულია ტოროიდის კვეთი. R_1 და R_2 კვეთის შიგა და გარე რადიუსებია. ტოროიდის მაგნიტური ველის ინდუქციის წირები წარმოადგენს წრეწირებს, რომელთა ცენტრი O წერტილშია. ცხადია, რომ ერთი და იგივე ინდუქციის წირის გასწვრივ B -ს რიცხვითი მნიშვნელობა ერთი და იგივე იქნება. ჩაკეტილ კონტურად ავირჩიოთ r რადიუსიანი ინდუქციის წირი და გამოვითვალოთ მაგნიტური ველის ინდუქციის ცირკულაცია ამ კონტურის გასწვრივ. ვინაიდან ამ შემთხვევაში $B_l = B$, ამიტომ

$$\oint_l B_l dl = B \int_l dl = B \cdot 2\pi r. \quad (9.4)$$



სურ. 9.2

მეორე მხრივ, თუ ტოროიდი შეიცავს N ხვიას, ხოლო მასში გადის I დენი, არჩეული კონტური მოიცავს I -დენიან N გამტარს და (8.4)-ის თანახმად

$$\oint_l B_l dl = \mu_0 NI. \quad (9.5)$$

(9.4) და (9.5) ფორმულების შედარება გვაძლევს

$$B = \mu_0 \frac{NI}{2\pi r}, \quad (9.6)$$

საიდანაც ჩანს, რომ ტოროიდში მაგნიტური ველის ინდუქცია O ცენტრიდან

დაშორებისას კლებულობს:

$$B_{\text{შეს}} = \mu_0 \frac{NI}{2\pi R_1}; \quad B_{\text{გარე}} = \mu_0 \frac{NI}{2\pi R_2} = \mu_0 \frac{NI}{2\pi(R_1 + d)},$$

სადაც d ხვიის დიამეტრია.

$$\text{ტოროიდის დერძულ წირზე} \left(r = R_{\text{საშ}} = \frac{R_1 + R_2}{2} \right)$$

$$B_{\text{საშ}} = \mu_0 \frac{NI}{2\pi R_{\text{საშ}}} = \mu_0 nI \quad (9.7)$$

სადაც n არის ტოროიდის შუაწირის (დერძული წირის) სიგრძის ერთეულზე მოსული ხვიათა რაოდენობა.

დავუშვათ $r < R_1$, მაშინ, ვინაიდან ასეთი რადიუსიანი კონტური (L_1 კონტური) არ მოიცავს დენს, $\oint_l B_l dl = 0$ და $B = 0$.

თუ $r > R_2$, მაშინ ასეთი რადიუსიანი კონტური (L_2 კონტური) მოიცავს I -დენიან $2N$ გამტარს. მაგრამ ვინაიდან N გამტარში დენს აქვს ერთი

მიმართულება, ხოლო დანარჩენ N -ში საწინააღმდეგო მიმართულება, ყველა გამტარში გამავალი დენების ალგებრული ჯამი იქნება ნულის ტოლი, ამიტომ

$$\oint_l B_l dl = 0 \quad \text{და} \quad B = 0.$$

ამრიგად, მაგნიტური ველი ტოროიდის გარეთ ნულის ტოლია, იგი მთლიანად ლოკალიზებულია ტოროიდში.

ცხადია, რომ რაც უფრო გავზრდით ტოროიდის საშუალო r რადიუსს (d -სა და n -ის მოცემული მნიშვნელობების დროს), მით უფრო მცირე იქნება განსხვავება $B_{\text{მკვ}}$ -სა და $B_{\text{მთ}}$ -ს შორის, ე.ი. მით უფრო ერთგვაროვანი იქნება ველი ტოროიდის შიგნით.* ზღვარში, როცა $r \rightarrow \infty$, ტოროიდის ნაცვლად მივიღებთ უსასრულოდ გრძელ სოლენოიდს. ასეთი სოლენოიდის შიგნით ველი ერთგვაროვანია, ვინაიდან B -ს ყველა წერტილში ერთნაირი სიდიდე და მიმართულება აქვს.

§10. მაგნიტური ველის მოქმედება დენიან გამტარზე.

ამპერის ფორმულა

მაგნიტური ველის მოქმედება დენიან გამტარზე აღმოაჩინა დანიელმა ფიზიკოსმა ერსტედმა, მალე მას შემდეგ (1920 წ.), რაც მის მიერ დადგენილ იქნა დენიანი გამტარის მოქმედება მაგნიტურ ისარზე. ეს მოქმედება ექსპერიმენტულად შეისწავლა ფრანგმა მეცნიერმა ამპერმა, რომელმაც დაადგინა, რომ F ძალა, რომლითაც ერთგვაროვანი მაგნიტური ველი მოქმედებს წრფივ დენიან გამტარზე, დამოკიდებულია მაგნიტური ველის ინდუქციაზე, გამტარის სიგრძეზე, მასში გამავალ დენზე და გამტარის ორიენტაციაზე მაგნიტურ ველში. კერძოდ, მოქმედი ძალა მაქსიმალურია, როცა გამტარი მოთავსებულია მაგნიტური ველის მართობულად და ნულის ტოლია, როცა მოთავსებულია მის პარალელურად. ეს დამოკიდებულება მოცემულია ამპერის ფორმულით (კანონით):

$$F = k I B l \sin \alpha, \quad (10.1)$$

სადაც α არის კუთხე $\vec{B}$ -სა და დენის მიმართულებას შორის. ფორმულიდან ჩანს, რომ როცა $\alpha = \frac{\pi}{2}$ (დენიანი გამტარი მოთავსებულია $\vec{B}$ -ს მართობულად),

$$F = F_{\text{მკვ}} = kIBl, \quad \text{ხოლო როცა } \alpha = 0, \quad F = 0.$$

* ველის ერთგვაროვნებაზე ლაპარაკი პირობითია, ვინაიდან ამ დროს ყველა წერტილში ერთნაირი იქნება B -ს რიცხვითი მნიშვნელობა, მიმართულება კი, ცხადია, წერტილიდან წერტილამდე შეიცვლება.

პროპორციულობის კოეფიციენტის რიცხვითი მნიშვნელობა დამოკიდებულია ფორმულაში შემავალი სიდიდეების ერთეულების შერჩევაზე. **SI სისტემაში** $k=1$ და

$$F = IBl \sin \alpha . \quad (10.2)$$

თუ ველი არაერთგვაროვანია, ხოლო გამტარი ნებისმიერი ფორმისაა, გამტარი უნდა დაიყოს მცირე dl ელემენტებად. სიმცირის გამო dl ელემენტი შეიძლება ჩაითვალოს წრფივად, ხოლო ველი მის მახლობლობაში (არეში, სადაც მოთავსებულია dl) – ერთგვაროვნად. ამრიგად, ამპერის კანონი ზოგად შემთხვევაში ასე ჩაიწერება:

$$dF = IdlB \sin \alpha , \quad (10.3)$$

სადაც α არის კუთხე $\vec{Idl}$ დენის ელემენტსა და $\vec{B}$ -ს შორის.

§3-ში აღვნიშნეთ, რომ მაგნიტური ველის ინდუქცია არის მაგნიტური ველის ძალური მახასიათებელი. მართლაც (10.3) ფორმულიდან, თუ $\alpha = \frac{\pi}{2}$

$$B = \frac{1}{I} \frac{dF}{dl} .$$

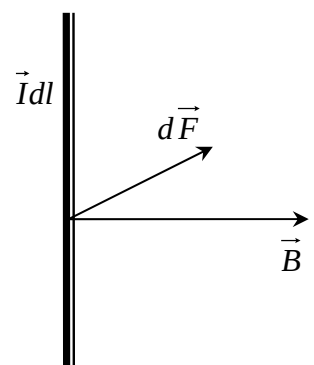
ე.ი. მაგნიტური ველის ინდუქცია რიცხობრივად იმ ძალის ტოლია, რომლითაც მაგნიტური ველი მოქმედებს მის მართობულად მოთავსებულ ერთეულოვანი სიგრძის გამტარზე, რომელშიც გადის ერთეულოვანი დენი.

(10.3) ფორმულა განსაზღვრავს ამპერის ძალის სიდიდეს. რაც შეეხება მიმართულებას, მისი განსაზღვრის რამდენიმე წესი არსებობს.

მარცხენა ხელის წესის თანახმად, თუ მარცხენა ხელს გავშლით ისე, რომ მაგნიტური ინდუქციის წირები შედიოდეს ხელის გულში, ხოლო ოთხი თითი ემთხვეოდეს დენის მიმართულებას, მართი კუთხით გაშლილი ცერი გვიჩვენებს დენზე მოქმედი ძალის მიმართულებას. ამ წესით სარგებლობა განსაკუთრებით მოსახერხებელია, როცა გამტარი მოთავსებულია მაგნიტური ველის მართობულად. სხვა შემთხვევაში წესი მოითხოვს დამატებით განმარტებას (უნდა ავიღოთ მაგნიტური ველის ის მდგენელი, რომელიც გამტარისადმი მართობულია).

უფრო უნივერსალურია **ბურღის წესი**. ამ წესის თანახმად, თუ ბურღის სახელურს ვაბრუნებთ $\vec{Idl}$ ვექტორიდან $\vec{B}$ ვექტორისკენ, ბურღის გადატანითი მოძრაობის მიმართულება გვიჩვენებს $\vec{dF}$ -ის მიმართულებას (სურ. 10.1).

ამ წესის გათვალისწინებით (10.3) ვექტორულად შემდეგნაირად ჩაიწერება:



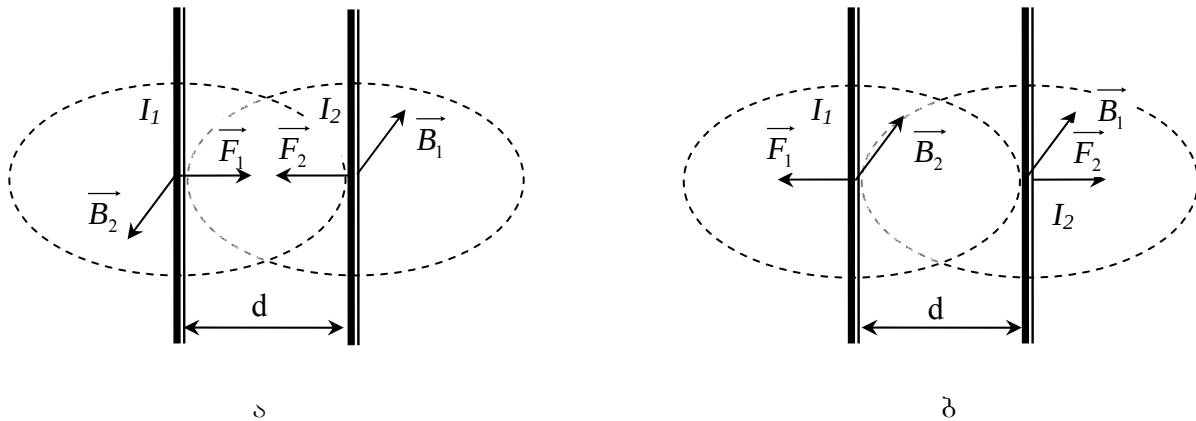
სურ. 10.1

$$d\vec{F} = [I d\vec{l} \cdot \vec{B}]. \quad (10.4)$$

მაგნიტური ველის მოქმედებას დენიან გამტარზე აქვს მრავალმხრივი ტექნიკური გამოყენება. იგი საფუძვლად უდევს მრავალი ხელსაწყოების მოქმედებას, რომელთაგანაც ყველაზე მნიშვნელოვანი და ფართოდ გავრცელებულია ელექტროძრავა. ეს მოქმედება საფუძვლად უდევს აგრეთვე ელექტროსაზომი ხელსაწყოების მოწყობილობას.

§11. დენების ურთიერთქმედება

ცდა გვიჩვენებს, რომ დენიანი გამტარები გარკვეულად ურთიერთქმედებენ, რაც განპირობებულია თითოეული დენის მაგნიტური ველის მოქმედებით მეორეზე. ამპერის ფორმულა საშუალებას გვაძლევს მარტივად გამოვთვალოთ ამ ურთიერთქმედების ძალის სიდიდე.



სურ. 11. 1.

სიმარტივისათვის განვიხილოთ ორი საკმაოდ გრძელი ურთიერთპარალელური გამტარი, რომლებშიც გადის I_1 და I_2 დენი. თუ ამ დენებს ერთნაირი მიმართულება აქვთ, მათ ეწოდება პარალელური, (სურ. 11.1.ა) წინააღმდეგ შემთხვევაში კი ანტიპარალელური (სურ. 11.1.ბ). თითოეული გამტარის სიგრძე აღვნიშნოთ l -ით, ხოლო მათ შორის მანძილი d -თი.

განვიხილოთ ჯერ პარალელური დენები.

ბურღის წესის გამოყენებით დავადგენთ, რომ I_1 დენის მაგნიტური ველის ინდუქციის $\vec{B}_1$ ვექტორი I_2 დენის არეში მიმართულია სურათის სიბრტყის მართობულად ჩვენგან და (6.5)-ის თანახმად სიდიდით ტოლია:

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi d}.$$

ამპერის ფორმულის თანახმად, B_1 ინდუქციის მაგნიტური ველი l სიგრძის I_2 დენიან გამტარზე იმოქმედებს ძალით $\left(\alpha = \frac{\pi}{2}\right)$

$$F_2 = I_2 B_1 l = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} l. \quad (11.1)$$

მარცხენა ხელის წესის თანახმად, ამ ძალას აქვს სურათზე ნაჩვენები მიმართულება, ე.ი. მიმართულია I_2 დენიდან I_1 -სკენ.

ანალოგიური მსჯელობით მივიღებთ, რომ I_2 დენის მაგნიტური ველი

$$B_2 = \frac{\mu_0 I_2}{2\pi d}$$

იმოქმედებს I_1 დენიან გამტარზე F_1 ძალით, რომელიც სიდიდით ტოლია

$$F_1 = I_1 B_2 l = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} l. \quad (11.2)$$

ე.ი. იგივეა, რაც F_2 და მიმართულია დენიდან I_2 -სკენ (სურ. 11.1.ა).

ამრიგად, მივიღეთ, რომ პარალელური დენები ერთმანეთს მიიზიდავენ ძალით:

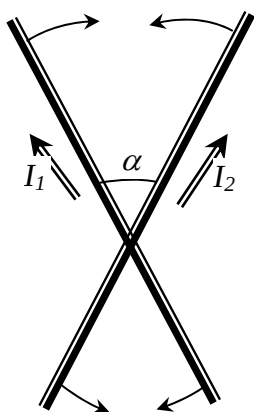
$$F = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} l. \quad (11.3)$$

ასევე მარტივად დავადგენთ, რომ ანტიპარალელური დენები ერთმანეთს განიზიდავენ იმავე სიდიდის ძალით (სურ. 11.1.ბ).

შეიძლება ჩვენება, რომ თუ დენიანი გამტარები ერთმანეთს გადაკვეთენ რაღაც კუთხით, მაშინ მათ შორის აღიძვრება მაგნიტური ურთიერთქმედების ძალები, რომლებიც ცდილობენ შემოაბრუნონ გამტარები და დააყენონ ერთმანეთის პარალელურად ისე, რომ დენს ორივე გამტარში ჰქონდეს ერთნაირი მიმართულება (სურ. 11.2).

(11.3) ფორმულა და დენის ძალის SI სისტემის ერთეულის – ამპერის განმარტება საშუალებას გვაძლევს დავადგინოთ მაგნიტური მუდმივას რიცხვითი მნიშვნელობა, მართლაც, თუ $I_1 = I_2 = 1$ ა, $l = 1$ მ და $d = 1$ მ, მაშინ $F = 2 \cdot 10^{-7}$ ნ, ამიტომ

$$\mu_0 = \frac{F \cdot 2\pi d}{I_1 I_2 l} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{6 \cdot 9}{\text{ა}^2 \cdot \text{მ}} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{ა} \cdot 3 \cdot \text{წმ}}{\text{ს}^2 \cdot \text{მ}} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{36}{\text{მ}}.$$



სურ. 11. 2.

§12. მაგნიტური ველის მოქმედება ჩაკეტილ ღენიან კონტურზე

§3-ში აღვნიშნეთ, რომ მაგნიტურ ველში შეტანილ ჩაკეტილ ღენიან კონტურზე მოქმედებს მახრუნებელი მომენტი (რის საფუძველზეც ხდება მაგნიტური ველის ინდუქციის ვექტორის განსაზღვრა). განვიხილოთ ეს საკითხი დაწვრილებით.

დავუშვათ, **ნებისმიერი ფორმის ღენიანი** ბრტყელი და მყარი ჩაკეტილი კონტური მოთავსებულია B ინდუქციის **ერთგვაროვან** მაგნიტურ ველში. განვიხილოთ ჯერ შემთხვევა, როცა ველი მიმართულია კონტურის სიბრტყის მართობულად ჩვენგან (სურ. 12.1). ამპერის ფორმულის თანახმად კონტურის თითოეულ dl ელემენტზე იმოქმედებს $dF = IBdl$ ძალა ($\alpha = \pi/2$), რომელიც მარცხენა ხელის წესის თანახმად მიმართული იქნება კონტურის შიგნით (სურ. 12.1ა). ველის ერთგვაროვნების გამო ყველა dl ელემენტზე მოქმედებს ერთნაირი სიდიდის ძალა, ამიტომ მათი ტოლქმედი ნულის ტოლია და კონტური მხოლოდ თანაბრად იკუმშება.

თუ შევუცვლით მიმართულებას დენს, ან მაგნიტურ ველს, კონტურზე იმოქმედებს თანაბრად გამჭიმავი ძალები (სურ. 12.1ბ).

დენისა და მაგნიტური ველის მიმართულების ერთდროული შეცვლისას, ცხადია, ელემენტებზე მოქმედი ძალები მიმართულებას არ შეიცვლის.

ამრიგად, ერთგვაროვანი მაგნიტური ველის მართობულად მოთავსებულ კონტურზე მოქმედებს გამჭიმავი ან შემკუმშველი ძალები, რომლებიც კომპენსირდება კონტურის დეფორმაციის შედეგად აღძრული დრეკადი ძალებით.

განვიხილოთ ახლა შემთხვევა, როცა კონტურის სიბრტყე მოთავსებულია მაგნიტური ველის პარალელურად. გავავლოთ მაგნიტური ველის პარალელური dh მანძილით დაშორებული ორი წრფე, რომლებიც კონტურზე ჩამოჭრიან მოპირდაპირე dl_1 და dl_2 ელემენტებს (სურ. 12.1გ). ამპერის კანონის თანახმად ამ ელემენტებზე იმოქმედებს ძალები

$$dF_1 = IBdl_1 \sin \alpha_1 \quad \text{და} \quad dF_2 = IBdl_2 \sin \alpha_2 .$$

მაგრამ

$$dl_1 \sin \alpha_1 = dl_2 \sin \alpha_2 = dh ,$$

ამიტომ

$$dF_1 = dF_2 = IBdh .$$

მარცხენა ხელის წესის გამოყენებით დავადგენთ, რომ ჩვენს შემთხვევაში $\overrightarrow{dF_1}$ მიმართულია ნახაზის სიბრტყის მართობულად ჩვენსკენ, ხოლო $\overrightarrow{dF_2}$ –

ჩვენგან. ე.ი. კონტურის dl_1 და dl_2 ელემენტებზე მოქმედებს ძალთა წყვილი, რომლის მახრუნებელი მომენტი

$$dM = IBdh \cdot x = IBdS, \quad (12.1)$$

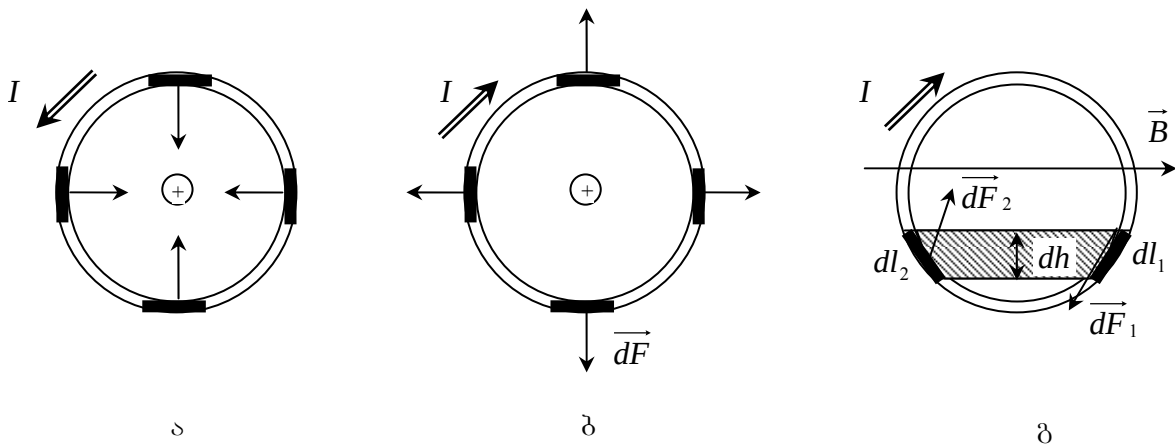
სადაც x არის საშუალო მანძილი dl_1 და dl_2 ელემენტებს შორის, ხოლო dS – დაშტრისული ნაკვეთის ფართობი.

მოელ კონტურზე მოქმედ მახრუნებელ მომენტს მივიღებთ (12.1)-ის ინტეგრებით:

$$M = \int_S dM = \int_S IBdS = IBS = P_m B, \quad (12.2)$$

სადაც $P_m = IS$ კონტურის მაგნიტური მომენტი.

სურათიდან ჩანს, რომ M მახრუნებელი მომენტის მოქმედებით კონტური შემობრუნდება და დადგება სიბრტყით მაგნიტური ველის მართობულად, თანაც



სურ. 12. 1. ა, ბ, გ.

ისე, რომ კონტურის $\vec{P}_m$ მაგნიტური მომენტის მიმართულება ემთხვეოდეს გარე მაგნიტური ველის ინდუქციის B ვექტორის მიმართულებას.

ამ მდგომარეობაში კონტური იმყოფება წონასწორობაში. ამასთან, წონასწორობის ეს მდგომარეობა მდგრადია, ვინაიდან ამ მდგომარეობიდან გამოყვანილი კონტური თავისთავად უბრუნდება მას. კონტური წონასწორობაშია მაშინაც, როცა $\vec{P}_m$ მიმართულია $\vec{B}$ -ს საწინააღმდეგოდ, მაგრამ ადვილი მისახვედრია, რომ წონასწორობის ეს მდგომარეობა არის არამდგრადი.

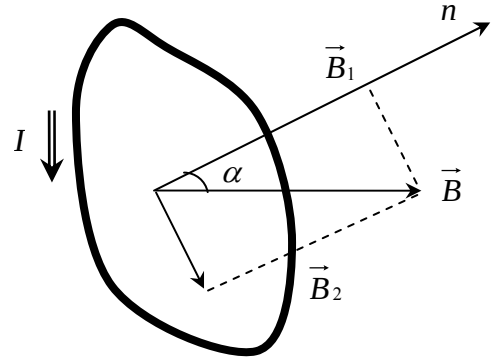
ზოგად შემთხვევაში, როცა კონტურის სიბრტყის n ნორმალის ადგენს ნებისმიერ α კუთხეს ინდუქციის $\vec{B}$ ვექტორთან, ეს უკანასკნელი პარალელოგრამის წესით დაიშლება ორ მდგენელად, რომელთაგან ერთი ($\vec{B}_1$) მიმართულია ნორმალის გასწვრივ, ხოლო მეორე ($\vec{B}_2$) – მის მართობულად (სურ. 12.2). $\vec{B}_1$ მდგენელი გამო-

იწვევს კონტურის გაჭიმვას ან შეკუმშვას, $\vec{B}_2$ მდგენელი კი მას შემოაბრუნებს და დააყენებს ველის მართობულად. მაბრუნებელი მომენტი

$$M = IB_2 = IBS \sin \alpha = \vec{P}_m \vec{B} \sin \alpha \quad (12.3)$$

ან ვექტორულად,

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \vec{B}]. \quad (12.4)$$

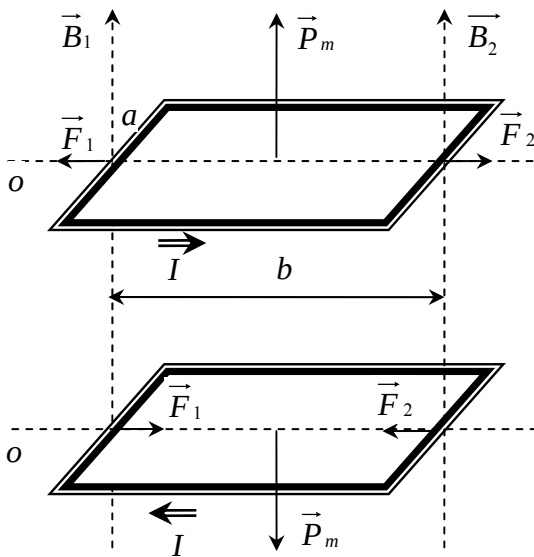


სურ. 12. 2.

უფრო რთულია შემთხვევა, როცა დენიანი კონტური მოთავსებულია არაერთგვაროვან მაგ-

ნიტურ ველში. ამ დროს ელემენტარული dF ძალების ტოლქმედი ნულისაგან განსხვავებულია, ამიტომ კონტური არა მარტო დეფორმირდება, არამედ გადაადგილდება ამ ტოლქმედის გასწვრივ.

გამოვითვალოთ ეს ტოლქმედი მართკუთხა ჩარჩოს შემთხვევაში, როცა იგი მოთავსებულია ნახაზის სიბრტყის მართობულად არაერთგვაროვან ველში, რომლის ინდუქცია იზრდება ox ღერძის გასწვრივ წრფივი კანონით, ისე რომ (სურ. 12.3)



სურ. 12. 3.

$$B_2 - B_1 = \frac{\partial B}{\partial x} b,$$

სადაც $\frac{\partial B}{\partial x}$ არის B -ს ცვლილების სიჩქარე ox ღერძის გასწვრივ. მაშინ $F_2 > F_1$ და

$$F = F_2 - F_1 = IabB_2 - IabB_1 = \frac{\partial B}{\partial x} Iab = \frac{\partial B}{\partial x} IS;$$

მაგრამ

$$IS = P_m,$$

ამიტომ

$$F = P_m \frac{\partial B}{\partial x}. \quad (12.4)$$

სურათიდან ჩანს, რომ როცა $\vec{P}_m \uparrow \vec{B}$

(ე.ი. კონტური მდგრად წონასწორობაშია),

ძალა მიმართულია ველის ზრდის მხარეს, ე.ი. კონტური შეიზიდება ველში,

ხოლო როცა $\vec{P}_m \updownarrow \vec{B}$ (ე.ი. კონტური არამდგრად წონასწორობაშია), F ძალა მიმართულია ველის შემცირების მხარეს, ე.ი. კონტური გამოიზიდება ველიდან.

ამრიგად, ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში დენიან კონტურზე მოქმედებს მხოლოდ მაბრუნებელი მომენტი, რომლის მოქმედებითაც იგი დგება მაგნიტური ველის მართობულად. არაერთგვაროვან მაგნიტურ ველში კი კონტურზე, გარდა მაბრუნებელი მომენტისა, მოქმედებს კიდევ F ძალა, რომელიც გადაადგილებს მას

ველის ცვლილების გასწვრივ. სურათი სავსებით ანალოგიურია იმისა, რაც გვექონდა ელექტრული დიპოლის შეტანისას ელექტრულ ველში (I ტომი, § 117).

§13. მაგნიტური ველის მოქმედება მოძრავ მუხტზე. ლორენცის ძალა

მაგნიტური ველის არსებობის ერთ-ერთი გამოვლინებაა მისი მოქმედება მოძრავ მუხტზე. ეს მოქმედება ადვილად აიხსნება. მართლაც, ამპერის კანონის თანახმად, მაგნიტური ველი გარკვეული ძალით მოქმედებს დენიან გამტარზე, დენი კი მოწესრიგებულად მოძრავი მუხტების ერთობლიობაა. ამიტომ ცხადია, რომ დენიან გამტარზე მაგნიტური ველის მოქმედება განპირობებული უნდა იყოს მოძრავ მუხტებზე მაგნიტური ველის მოქმედებით (ისევე როგორც დენიანი გამტარის მაგნიტური ველი განპირობებულია მოწესრიგებულად მოძრავი მუხტების მაგნიტური ველებით (§ 7).

ძალას, რომლითაც მაგნიტური ველი მოქმედებს მოძრავ მუხტზე, ლორენცის ძალა ეწოდება. ამ ძალის გამოსათვლელად ვისარგებლოთ ამპერის ფორმულით, რომლის თანახმად (§ 10) B ინდუქციის მაგნიტური ველი I დენიანი გამტარის dl ელემენტზე მოქმედებს ძალით

$$dF = IBdl \sin \alpha, \quad (13.1)$$

სადაც α არის კუთხე $\vec{dl}$ -სა და $\vec{B}$ -ს შორის (სურ. 13.1) მაგრამ (7.2)-ის თანახმად

$$I = n_0 q v S,$$

ამიტომ

$$dF = n_0 q v S B dl \sin \alpha. \quad (13.2)$$

ასეთი ძალა მოქმედებს I დენის dl ელემენტზე, ანუ Sdl მოცულობაში მოთავსებულ ყველა მუხტზე, რომელთა რაოდენობა

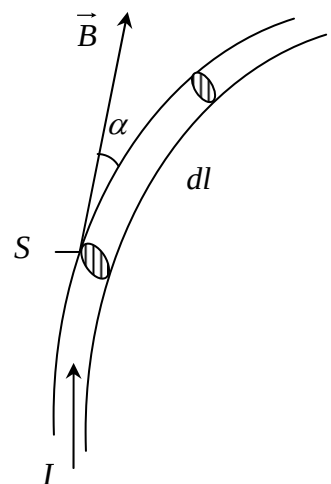
$$dN = n_0 S dl.$$

ყველა ეს მუხტი მოწესრიგებულად მოძრაობს ერთი მიმართულებით და ერთნაირი v სიჩქარით, ამიტომ ერთ მოძრავ მუხტზე მოქმედი ძალა, ანუ ლორენცის ძალა იქნება dN -ჯერ ნაკლები:

$$F = \frac{dF}{dN} = \frac{n_0 q v S B l \sin \alpha}{n_0 S dl} = q v B \sin \alpha, \quad (13.3)$$

სადაც α არის კუთხე $\vec{v}$ -სა და $\vec{B}$ -ს შორის.

ლორენცის ძალის მიმართულება, ისევე როგორც ამპერის ძალისა, განისაზღვრება მარცხენა ხელის ან



სურ. 13. 1.

ბურღის წესით, ამიტომ ვექტორულად

$$\vec{F} = q[\vec{v} \vec{B}] \quad (13.4)$$

ლორენცის ძალის მიმართულების სწორად განსაზღვრისათვის უნდა გვახსოვდეს, რომ დენის მიმართულებად მიჩნეულია დადებითი მუხტების მოძრაობის მიმართულება. ამიტომ $\vec{F}$ -ის მიმართულება თანხვედბა $[\vec{v} \vec{B}]$ -ს მიმართულებას (ე.ი. მარცხენა ხელის წესით განსაზღვრულ მიმართულებას) მაშინ, როცა $q > 0$. უარყოფითი მუხტის (მაგ. ელექტრონის) შემთხვევაში $\vec{F}$ -ს აქვს $[\vec{B} \vec{v}]$ -ს მიმართულება.

(13.3) ფორმულიდან ჩანს, რომ მაგნიტურ ველში მოძრავ მუხტზე მოქმედი ძალის სიდიდე* დამოკიდებულია α -კუთხეზე. ეს ძალა მინიმალურია (ნულის ტოლია) როცა $\alpha = 0$, ე.ი. როცა მუხტი მოძრაობს მაგნიტური ველის პარალელურად და მაქსიმალურია, როცა $\alpha = \frac{\pi}{2}$, ე.ი. როცა მუხტი მოძრაობს ველის მართობულად. მაქსიმალურია ძალის სიდიდე

$$F_{\text{მაქს}} = qvB. \quad (13.5)$$

გარდა ამისა, რადგან ლორენცის ძალა მართობია ნაწილაკის მოძრაობის სიჩქარისა, ამ ძალის მუშაობა ნულის ტოლია, ე.ი. იგი არ ცვლის სიჩქარის სიდიდეს,** ცვლის მხოლოდ მის მიმართულებას, ანუ წარმოადგენს ცენტრსკენულ ძალას

$$F = \frac{mv^2}{R},$$

სადაც R ტრაექტორიის სიმრუდის რადიუსია.

დავუშვათ, v სიჩქარის q მუხტი შეიჭრა ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში ($\vec{B} = \text{const}$) მის მართობულად ($\alpha = \frac{\pi}{2}$). მუხტზე იმოქმედებს ლორენცის მაქსიმალური ძალა, რომელიც რიცხობრივად (13.5) ფორმულით განისაზღვრება. ეს ძალა მიმართულია $\vec{v}$ და $\vec{B}$ ვექტორების მართობულად, ამიტომ მუხტი იმოძრაავს

* თუ მუხტი უძრავია, ე.ი. $v = 0$, მაშინ $F = 0$. ე.ი. უძრავ მუხტზე მაგნიტური ველი საერთოდ არ მოქმედებს.

** ხაზგასმით უნდა აღინიშნოს, რომ მაგნიტური ველი არ ცვლის ნაწილაკის სიჩქარის სიდიდეს და მაშასადამე მის ენერგიას მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა ველი მუდმივია (დროის მიხედვით არ იცვლება). ცვლადი მაგნიტური ველი, ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონის თანახმად (იხ. §21), აღძრავს გრიგალურ ელექტრულ ველს, რომელიც ცვლის მუხტის სიჩქარის არა მარტო მიმართულებას, არამედ სიდიდესაც. ცვლადი მაგნიტური ველის მოქმედებით გრიგალური ელექტრული ველის აღძვრა საფუძველად უდევს ელექტრონების ინდუქციური ამჩქარებლის – ბეტატრონის მოქმედებას.

$\vec{B}$ -ს მართობულ სიბრტყეში. მოძრაობის ტრაექტორიის სიმრუდის R რადიუსს გავიგებთ პირობიდან:

$$qvB = \frac{mv^2}{R},$$

საიდანაც

$$R = \frac{mv}{qB}, \quad (13.6)$$

რადგან $\vec{B} = \text{const}$ და, გარდა ამისა, ლორენცის ძალა არ ცვლის v -ს სიდიდეს (ე.ი. $v = \text{const}$), ამიტომ ტრაექტორიის სიმრუდის რადიუსიც მუდმივი იქნება, ე.ი. ნაწილაკი იმოძრაავებს წრეწირზე. მაშასადამე, ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში მაგნიტური ძალწირების მართობულად მოძრავი ნაწილაკის ტრაექტორია წარმოადგენს წრეწირს, რომლის რადიუსი (13.6) ტოლობით განისაზღვრება. ფორმულიდან ჩანს, რომ რაც მეტია ნაწილაკის სიჩქარე, მით მეტ რადიუსიან წრეწირს შემოწერს იგი მოცემულ მაგნიტურ ველში.

ბრუნვის პერიოდი, ანუ დრო, რომლის განმავლობაშიც დამუხტული ნაწილაკი შემოწერს R -რადიუსიან წრეწირს

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{qB}. \quad (13.7)$$

როგორც (13.7) გვჩვენებს, ბრუნვის პერიოდი არ არის დამოკიდებული ნაწილაკის მოძრაობის სიჩქარეზე (მაშასადამე, წრეწირის რადიუსზე) და განისაზღვრება მხოლოდ მაგნიტური ველის B ინდუქციით.* ბრუნვის პერიოდის დამოუკიდებლობა მოძრაობის სიჩქარეზე საფუძვლად უდევს დამუხტული ნაწილაკის ციკლური ამჩქარებლის – ციკლოტრონის მუშაობას.

განვიხილოთ ზოგადი შემთხვევა, როცა დამუხტული ნაწილაკი მოძრაობს ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში ისე, რომ მისი სიჩქარის ვექტორი ადგენს მაგნიტური ინდუქციის ვექტორთან ნებისმიერ (მახვილ) α კუთხეს. დავშალოთ სიჩქარის ვექტორი ორ მდგენელად, რომელთაგან ერთი (v_1) არის მაგნიტური ველის პარალელური, ხოლო მეორე (v_2) – მისი მართობული: (სურ. 13.2.ა)

$$v_1 = v \cos \alpha,$$

$$v_2 = v \sin \alpha.$$

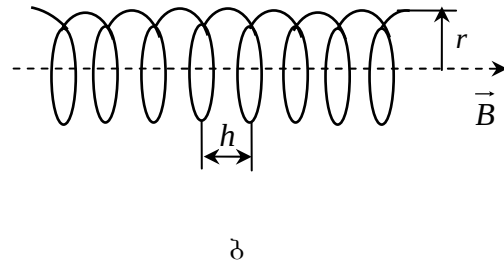
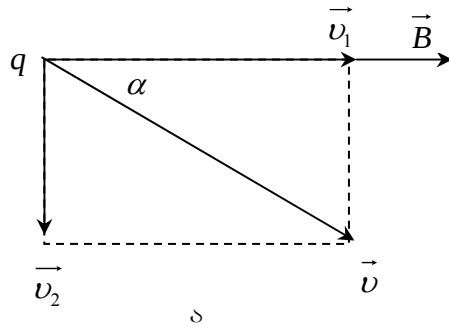
v_1 მდგენელზე მაგნიტური ველი არავითარ მოქმედებას არ ახდენს, v_2 მდგენელს კი უცვლის მხოლოდ მიმართულებას. ნაწილაკი მონაწილეობას იღებს ერთდროულად ორ მოძრაობაში: იგი თანაბრად ბრუნავს v_2 სიჩქარით წრეწირზე, რომლის რადიუსი

$$R = \frac{mv_2}{qB} = \frac{mv \sin \alpha}{qB} \quad (13.8)$$

* მიღებული შედეგი მართებულია მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა ნაწილაკის სიჩქარე გაცილებით ნაკლებია სინათლის სიჩქარეზე, და, მაშასადამე, მისი მასა სიჩქარეზე დამოკიდებული არ არის.

და გადაადგილება მაგნიტური ველის გასწვრივ (ე.ი. ბრუნვის სიბრტყის მართობულად) მუდმივი u_1 სიჩქარით. შედეგად ნაწილაკი იმოძრაებს ხრახნულ წირზე, რომლის ღერძი თანხვედება მაგნიტური ველის ინდუქციის წირს (სურ. 13.2.ბ). ხეიის რადიუსი განისაზღვრება (13.8) ფორმულით, ხოლო ხრახნის ბიჯი

$$h = v_1 T = v \frac{2\pi m}{qB} \cos \alpha.$$



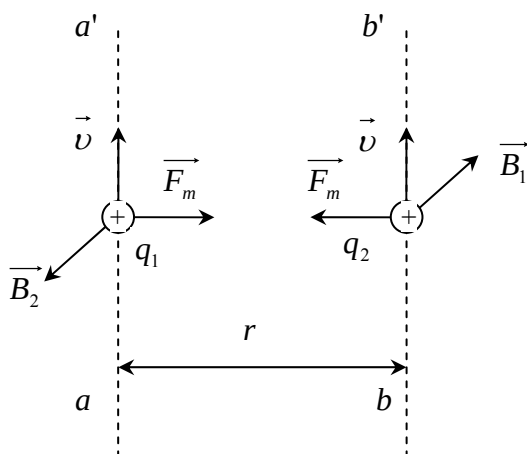
სურ. 13. 2.

თუ ნაწილაკი მოძრაობს ელექტრომაგნიტურ ველში, მასზე, გარდა მაგნიტური ძალისა, იმოქმედებს ელექტრული ძალაც $F = qE$. ამ შემთხვევაში ნაწილაკზე მოქმედი მარეზულტირებელი ძალა მიიღება ელექტრული და მაგნიტური ძალების გეომეტრიული შეკრებით:

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v} \vec{B}] = q(\vec{E} + [\vec{v} \vec{B}]).$$

ამ ძალას ეწოდება ლორენცის განზოგადებული ძალა.

დაბოლოს, განვიხილოთ მოძრავი მუხტების მაგნიტური ურთიერთქმედების საკითხი. ორი (ან რამდენიმე) მუხტის ერთდროული მოძრაობისას, მათ შორის, გარდა ელექტრული ურთიერთქმედების ძალისა $\left(F_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{r^2}\right)$, აღიძვრება მაგნიტური ურთიერთქმედების ძალაც ($F_m = qvB \sin \alpha$), რომელიც იმითაა განპირობებული, რომ თითოეული მუხტი სივრცეში ქმნის მაგნიტურ ველს, რომელშიც მოძრაობს მეორე მუხტი. გამოვითვალოთ მაგნიტური ურთიერთქმედების ძალა და შევადაროთ იგი ელექტრულს.



სურ. 13. 3.

ვთქვათ q_1 და q_2 ერთნაირი (დადებითი) მუხტები მოძრაობენ r მანძილით დაშორებულ პარალელურ aa' და bb' წრფეებზე ერთი და იმავე v სიჩქარით (სურ. 13.3). q_1 მუხტის მიერ შექმნილი ველის ინდუქცია მისგან r მანძილზე (q_2 მუხტის მოთავსების ადგილას) 7.4 ფორმულის თანახმად ($\sin \alpha = 1$) ტოლია

$$B_1 = \frac{\mu_0 q_1 v}{4\pi r^2} \text{ -ის}$$

და მიმართულია ნახაზის სიბრტყის მართობულად ჩვენგან. ეს ველი იმოქმედებს q_2 მუხტზე ლორენცის ძალით ($\sin \alpha = 1$)

$$F_m = q_2 v B_1 = \frac{\mu_0 q_1 q_2 v^2}{4\pi r^2}, \quad (13.9)$$

რომელსაც აქვს ნახაზზე ნაჩვენები მიმართულება.

ცხადია, რომ საწინააღმდეგოდ მიმართული იგივე სიდიდის ძალა იმოქმედებს q_1 მუხტზე.

ამრიგად, პარალელურ ტრაექტორიებზე მოძრავ ერთსახელა მუხტებს შორის მოქმედებს მაგნიტური ურთიერთმიზიდვის ძალა.

მაგრამ გარდა ამ ძალისა, ამ მუხტებს შორის მოქმედებს ელექტრული განზიდვის ძალა.

$$F_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (13.10)$$

ამიტომ მუხტები ერთმანეთს მიიზიდავენ ან განიზიდავენ იმის და მიხედვით, თუ რომელია მეტი, F_m თუ F_e .

ამ ძალათა შედარებისათვის (13.9) გავეყოთ (13.10)-ზე

$$\frac{F_m}{F_e} = \mu_0 \epsilon_0 v^2 \quad (13.11)$$

მაგრამ

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{ვ}\cdot\text{მ}}{\text{ა}\cdot\text{მ}} \quad \text{და} \quad \epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{\text{ა}\cdot\text{ვ}\cdot\text{მ}}{\text{ვ}\cdot\text{მ}},$$

ამიტომ

$$\mu_0 \epsilon_0 = \frac{1}{9 \cdot 10^{16}} \frac{\text{ვ}\cdot\text{მ}^2}{\text{მ}^2} = \frac{1}{\left(3 \cdot 10^8 \frac{\text{მ}}{\text{წმ}}\right)^2} = \frac{1}{c^2},$$

სადაც $c = 3 \cdot 10^8$ მ/წმ სინათლის სიჩქარეა ვაკუუმში და საბოლოოდ გვექნება:

$$\frac{F_m}{F_e} = \frac{v^2}{c^2} \quad (13.12)$$

(13.12) ფორმულიდან ჩანს, რომ თუ $v < c$, მაშინ $F_m < F_e$. ჩვეულებრივ $v \ll c$, ამიტომ

$F_m \ll F_e$, ე.ი. პარალელურად მოძრავ ერთსახელა მუხტებს შორის ჭარბობს განზიდვის ძალა.

მართლაც, ცნობილია, რომ ელექტრონების პარალელური კონა თანდათან ფართოვდება, რაც მიღებული შედეგის ექსპერიმენტული დადასტურებაა.

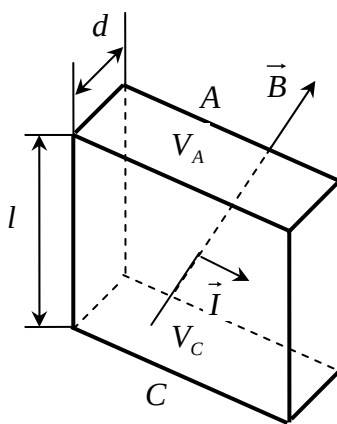
§14. პოლის ეშეშტი

დამუხტული ნაწილაკების გადახრა მაგნიტურ ველში, რომელიც შედგება ლორენცის ძალის მოქმედებისა, ფართოდ გამოიყენება ტექნიკაში (დამუხტული ნაწილაკების ამჩქარებელი, ელექტრონული მიკროსკოპი, ტელევიზორი, რხევითი და სხვა სწრაფცვლადი პროცესების შესასწავლი გამზომი ხელსაწყოები და სხვ.)

მაგნიტური ველი მოქმედებს იმ ელექტრონებზეც, რომელთა მიმართული მოძრაობა განაპირობებს დენს მყარ სხეულში. ეს უდევს საფუძვლად ამერიკელი ფიზიკოსის ჰოლის მიერ 1880 წელს აღმოჩენილ ეფექტს, რომელიც აგრეთვე ფართოდ გამოიყენება ტექნიკაში.

ჰოლის ეფექტი მდგომარეობს შემდეგში. თუ მაგნიტურ ველში მოვათავსებთ ფირფიტას (ჩვეულებრივ მას ამზადებენ მარტუთხა პარალელეპიპედის სახით), რომელშიც მაგნიტური ველის მართობულად გადის დენი, მაშინ ფირფიტის ორ მოპირდაპირე A და C წახნაგს შორის წარმოიშვება პოტენციალთა სხვაობა $V_A - V_C$, რომლის სიდიდე პროპორციულია I დენის ძალისა, B მაგნიტური ველის ინდუქციისა და უკუპროპორციულია ფირფიტის d სისქისა (სურ. 14.1):

$$V_A - V_C = R \frac{IB}{d} \quad (14.1)$$



სურ. 14. 1.

პროპორციულობის R კოეფიციენტს ეწოდება ჰოლის კოეფიციენტი ან ჰოლის მუდმივა. მისი რიცხვითი მნიშვნელობა დამოკიდებულია ფირფიტის მასალაზე, ამასთან ზოგი ნივთიერებისათვის იგი დადებითია, ზოგისთვის უარყოფითი.

ლორენცის ძალა საშუალებას გვაძლევს არა მარტო ავხსნათ ჰოლის ეფექტი, არამედ მივიღოთ გამოსახულება ჰოლის მუდმივასათვის.

მართლაც, ვინაიდან ლითონში ელექტრულ დენს განაპირობებს ელექტრონების მიმართული მოძრაობა, ამიტომ დენის ნახაზზე ნაჩვენები მიმართულებისათვის, თითოეულ ელექტრონზე იმოქმედებს ქვევიდან ზევით მიმართული ლორენცის ძალა. ამ ძალის მოქმედებით ელექტრონები გადაიხრებიან ქვევიდან ზევით, რის შედეგადაც ზედა წახნაგი დაიმუხტება უარყოფითად, ქვედა კი – დადებითად.* წარმოქმნილი ელექტრული ველი ეწინააღმდეგება ელექტრონების შემდგომ გადახრას, და ეს გადახრა შეწყდება მაშინ, როდესაც ველი მიაღწევს ისეთ E მნიშვნელობას, რომლის დროსაც ელექტრონზე მოქმედი ელექტრული ძალა ($F_e = eE$) გააწონასწორებს ლორენცის ძალას ($F = e\mathbf{v}B$):

$$F_e = F$$

ან

$$eE = e\mathbf{v}B \quad \text{და} \quad E = \mathbf{v}B \quad (14.2)$$

მაგრამ

* ცხადია, რომ თუ დენი ფირფიტაში განპირობებულია დადებითი მუხტების მიმართული მოძრაობით, წახნაგების ნიშნები შეიცვლება საწინააღმდეგოთი.

$$E = \frac{V_A - V_C}{l},$$

სადაც l – წახნაგებს შორის მანძილია,

ხოლო (7.2) ტოლობიდან

$$\nu = \frac{I}{n_0 e S} = \frac{I}{n_0 e l d},$$

სადაც $S = ld$ ფირფიტის განიკვეთის ფართობია,

ამიტომ (14.2)-დან მივიღებთ

$$\frac{V_A - V_C}{l} = \frac{IB}{n_0 e \cdot ld},$$

საიდანაც

$$V_A - V_C = \frac{1}{n_0 e} \frac{IB}{d}. \quad (14.3)$$

თეორიულად მიღებული (14.3) ტოლობის შედარება ჰოლის ექსპერიმენტულ (14.1) ფორმულასთან გვაძლევს, რომ ჰოლის მუდმივა

$$R = \frac{1}{n_0 e}. \quad (14.4)$$

(14.4) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ თუ ექსპერიმენტული გაზომვით დავადგენთ R -ს, მარტივად განვსაზღვრავთ მყარ სხეულში დენის გადამტანი მუხტების (თავისუფალი მუხტების) კონცენტრაციას.

გარდა ამისა, ჰოლის ეფექტის ნიშანი საშუალებას გვაძლევს დავადგინოთ, თუ როგორი დამუხტული ნაწილაკების – დადებითის თუ უარყოფითის მიმართული მოძრაობა განაპირობებს დენს ფირფიტაში.*

დაბოლოს, ჰოლის მუდმივა შეიძლება დავუკავშიროთ მყარი სხეულის ისეთ მნიშვნელოვან მახასიათებელს, როგორიცაა თავისუფალი მუხტების (ელექტრონების ან ხვრელების) ძვრადობა ანუ მათი საშუალო სიჩქარე ერთეულოვანი დაძაბულობის ველში. მართლაც, ომის დიფერენციალური კანონიდან კუთრი ელექტროგამტარობა

$$\gamma = \frac{i}{E};$$

მაგრამ

$$i = n_0 e \bar{\nu},$$

ამიტომ

$$\gamma = \frac{n_0 e \bar{\nu}}{E} = n_0 e \mu,$$

* დენის გადამტან დადებით ნაწილაკებს მყარ სხეულში წარმოადგენს ე.წ. „ხვრელები“.

სადაც $u = \frac{\bar{v}}{E}$ ელექტრონების ძვრადობაა.

მეორე მხრივ, პოლის მუდმივა

$$R = \frac{1}{n_0 e},$$

ამიტომ

$$\gamma = \frac{u}{R} \quad \text{და} \quad u = R\gamma \quad (14.5)$$

მიღებული დამოკიდებულება საშუალებას გვაძლევს R -ისა და γ -ს გაზომვით განვსაზღვროთ u .

§15. ელექტრონის კუთრი მუხტის ბანსაზღვრა

§ 13-ში ვნახეთ, რომ ელექტრომაგნიტურ ველში მოძრაობისას დამუხტულ ნაწილაკზე მოქმედებს ლორენცის განზოგადებული ძალა

$$\vec{F} = q(\vec{E} + [\vec{v} \vec{B}]).$$

თუ ნაწილაკის მასაა m , ამ ძალის მოქმედებით იგი იძენს აჩქარებას

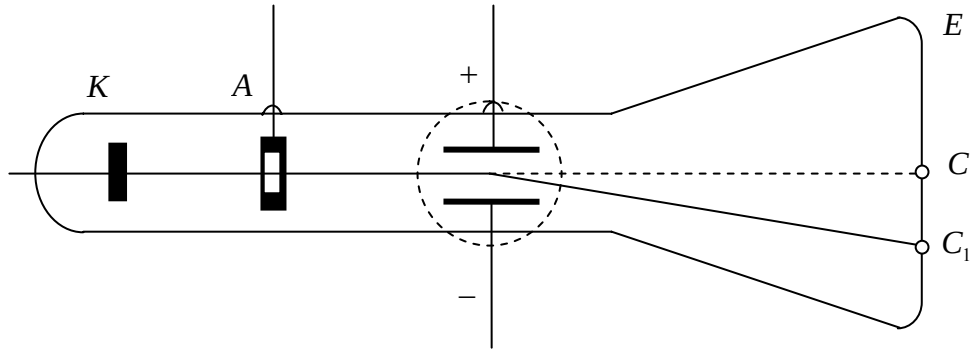
$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} = \frac{q}{m}(\vec{E} + [\vec{v} \vec{B}]). \quad (15.1)$$

15.1 გვიჩვენებს, რომ ნაწილაკის მოძრაობის ხასიათი, მისი ტრაექტორია დამოკიდებულია არა ნაწილაკის q მუხტზე ან m მასაზე ცალ-ცალკე, არამედ $\frac{q}{m}$ ფარდობაზე. რაც ნაკლებია ეს ფარდობა, მით ნაკლებია a და, მაშასადამე მით ნაკლებ ცვლილებას განიცდის ნაწილაკის სიჩქარე ველში მოძრაობისას.

ნაწილაკის მუხტის შეფარდებას მის მასასთან კუთრი მუხტი ეწოდება. ელექტრონის კუთრი მუხტი $\left(\frac{e}{m}\right)$ პირველად გაზომა ინგლისელმა მეცნიერმა ტომსონმა 1897 წელს. ტომსონის მეთოდის არსი მდგომარეობს ელექტრონების ნაკადზე მაგნიტური და ელექტრული ველების ერთდროულ მოქმედებაში, რომელთა სიდიდე და მიმართულება ისეა შერჩეული, რომ ელექტრონები გადახრას არ განიცდიან.

ცდის სქემა ასეთია (სურ. 15.1): ელექტრონულ-სხივურ მილაკში გახურებული K კათოდიდან გამოსული ელექტრონები გადიან A ანოდის ხვრელში, ვიწრო კონის სახით ეცემიან მაფლუორესცირებელ E ეკრანს და გვაძლევენ მასზე მნათ C წერტილს. შევქმნათ მილაკში ერთგვაროვანი მაგნიტური ველი, რომლის ინდუქცია მიმართული იქნება ნახაზის სიბრტყის მართობულად ჩვენგან (სურათზე

მაგნიტური ველის მოქმედების არე გამოყოფილია წვეტილი წრეწირით). მაშინ ელექტრონული კონა გადაიხრება ზევიდან ქვევით და მნათი ლაქა ეკრანზე გადაადგილდება C წერტილიდან C_1 -ში.



სურ. 15. 1.

ელექტრონების გადახრას იწვევს მათზე ლორენცის $\vec{F} = e[\vec{v} \vec{B}]$ ძალის მოქმედება. ეს ძალა მიმართულია ზევიდან ქვევით, ხოლო მისი სიდიდე, რადგან $\vec{v} \perp \vec{B}$, გამოითვლება ფორმულით $F = evB$.

მე-13-ე პარაგრაფში ჩატარებული მსჯელობის საფუძველზე დავასკვნით, რომ ვინაიდან ჩვენს შემთხვევაში ლორენცის ძალა წარმოადგენს ცენტრისკენულ ძალას, ამიტომ

$$evB = \frac{mv^2}{R},$$

საიდანაც

$$\frac{e}{m} = \frac{v}{RB}. \quad (15.2)$$

აქ R იმ წრეწირის რადიუსია, რომლის რკალსაც წარმოადგენს ელექტრონის მოძრაობის ტრაექტორია მილაკში. მისი განსაზღვრა ხდება მნათი ლაქის გადახრის საშუალებით. მაგნიტური ველის B ინდუქცია შეიძლება უშუალოდ გაგზომოთ და მაშასადამე, კუთრი მუხტის გასაგებად საჭიროა ელექტრონების სიჩქარის პოვნა.* v -ს გასაგებად ტომსონი ელექტრონულ კონაზე ერთდროულად მოქმედებდა ელექტრული ველითაც, რომელიც იქმნებოდა მილაკში მოთავსებული ბრტყელი კონდენსატორის ფირფიტებით და ისე იყო მიმართული, რომ ელექტრონებს ხრიდა ქვევიდან ზევით, ე. ი. მაგნიტური ველის საპირისპიროდ. ამასთან ელექტრული ველის დაძაბულობა ისე შეირჩეოდა, რომ მნათი ლაქა ისევ C წერტილში დაბრუნებულიყო. ამ შემთხვევაში ელექტრონებზე მოქმედი მაგნიტური და ელექტრული ძალები სიდიდით ერთმანეთის ტოლია, ე. ი.

$$evB = eE,$$

* ხელსაწყოში უზრუნველყოფილია „მონოქრომატული კონის“ მიღება, ე.ი. ისეთის რომელშიც ყველა ელექტრონის სიჩქარე ერთნაირია.

საიდანაც

$$v = \frac{E}{B}.$$

v -ს მნიშვნელობის ჩასმა (15.2)-ში გვაძლევს:

$$\frac{e}{m} = \frac{E}{RB^2}.$$

ზუსტი გაზომვებით ელექტრონის კუთრი მუხტისათვის მიღებულია შემდეგი სიდიდე:

$$\frac{e}{m} = 1,76 \cdot 10^{11} \frac{\text{კბ}}{\text{გ}} = 5,27 \cdot 10^{17} \frac{\text{CGSE}_q}{\text{გ}}.$$

რადგან ელექტრონის მუხტი შეიძლება დიდი სიზუსტით გაიზომოს (მაგალითად მილიკენის მეთოდით), ამიტომ ელექტრონის კუთრი მუხტის გაზომვა საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ მისი მასა. ელექტრონის მუხტის სიდიდე $e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{CGSE}_q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{კ}$, ამიტომ ელექტრონის მასა $m = 9,1 \cdot 10^{-28} \text{გ} = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{კგ}$.

ელექტრონის სიჩქარის განსაზღვრა სხვა მეთოდიდაც შეიძლება. კერძოდ, თუ დავუშვებთ, რომ ელექტრონის სიჩქარე კათოდიდან ამოსვლის მომენტში ნულის ტოლია, მაშინ v სიჩქარით მოძრავი ელექტრონის კინეტიკური ენერგია ამჩქარებელი ველის მუშაობის ტოლია, ე. ი.

$$\frac{mv^2}{2} = e(\varphi_1 - \varphi_2),$$

საიდანაც $v = \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \sqrt{\varphi_1 - \varphi_2}$, რომლის ჩასმით (15.2)-ში:

$$\frac{e}{m} = \frac{2(\varphi_1 - \varphi_2)}{RB^2}.$$

ეს მეთოდი ნაკლებ ზუსტია, ვიდრე ტომსონის მეთოდი.

ელექტრონებისა და იონების კუთრი მუხტის გაზომვისას აღმოჩენილი იქნა მიკრონაწილაკის ახალი თვისება. კერძოდ, 1900 წ. გერმანელმა მეცნიერმა კაუფმანმა დაადგინა, რომ ელექტრონის კუთრი მუხტის სიდიდე დამოკიდებულია მისი მოძრაობის სიჩქარეზე – სიჩქარის ზრდით $\frac{e}{m}$ მცირდება. ეს ექსპერიმენტული ფაქტი, რომელიც მიუთითებდა ელექტრონის მასის დამოკიდებულებას სიჩქარეზე, აიხსნა 1905 წელს აინშტაინის ფარდობითობის თეორიით, რომლის თანახმად ნაწილაკის მასა

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

სადაც c – სინათლის სიჩქარეა, m_0 – ელექტრონის უძრაობის მასაა, ხოლო m – v სიჩქარით მოძრავი ელექტრონის მასა. ფორმულიდან ჩანს, რომ v -ს ზრდით m იზრდება, რაც იწვევს კუთრი მუხტის შემცირებას.

§16. იონების კუთრი მუხტის განსაზღვრა.

მასსპექტროგრაფი

წინა პარაგრაფში განხილული ელექტრონის კუთრი მუხტის განსაზღვრის მეთოდი იონებისათვის არ გამოდგება. ეს იმითაა გამოწვეული, რომ ელექტრონებისაგან განსხვავებით, რომლებიც ჩნდებიან ვაკუუმში სივრცის ერთსა და იმავე ადგილას (კათოდის ზედაპირთან) და ამიტომ ელექტრული ველის მოქმედებით ერთნაირ სიჩქარეს იძენენ, იონები წარმოიქმნება განმუხტვის მილის სხვადასხვა ადგილას, ამიტომ ამაჩქარებელი ძაბვის მნიშვნელობა მათთვის სხვადასხვაა, რის გამოც ისინი სხვადასხვა სიჩქარით მოძრაობენ. სხვადასხვა სიჩქარის იონები ელექტრულ და მაგნიტურ ველებში სხვადასხვანაირად გადაიხრებიან, რაც აძნელებს მათ ფოკუსირებას – მიიღება დიდი ზომის, „წარეცხილი“ ლაქა და გაზომვები ხდება შეუძლებელი.

იონების კუთრი მუხტის გასაზომად ტომსონმა 1907 წელს დაამუშავა **პარაბოლების მეთოდი**, რომელიც გამორიცხავდა სიჩქარეთა სხვადასხვაობით გამოწვეულ სიძნელეს. მეთოდის არსი მდგომარეობს იონთა კონაზე ურთიერთპარალელური (მუდმივი) ელექტრული და მაგნიტური ველების ერთდროულ მოქმედებაში, რის შედეგადაც (იხ. პეტიტის ტექსტი) ერთნაირი კუთრი მუხტის, მაგრამ სხვადასხვა სიჩქარის მქონე იონები ეკრანზე პარაბოლურ წირზე ლაგდებიან. თუ ეკრანის ნაცვლად მოვათავსებთ ფოტოგრაფიულ ფირფიტას, გამუდვანების შემდეგ მივიღებთ პარაბოლას, რომლის პარამეტრის გაზომვით განისაზღვრება იონის კუთრი მუხტი.

რადგან იონის მუხტის გაზომვის რამოდენიმე ზუსტი მეთოდი არსებობს პარაბოლების მეთოდი საშუალებას იძლევა დიდი სიზუსტით განისაზღვროს იონის მასა.

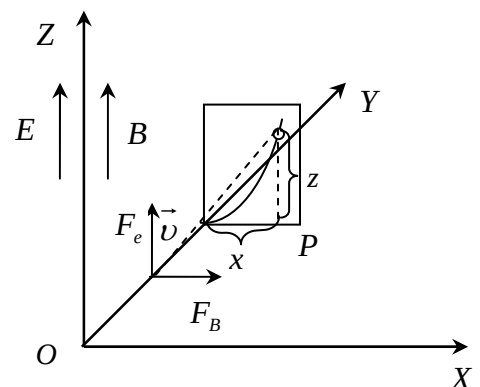
დაეუშვათ, დადებითი იონების კონა, რომელიც მიიღება განმუხტვის მილში წარმოქმნილი დადებითი იონების კათოდის ხერვლში გასვლის შედეგად, მოძრაობს ურთიერთპარალელურ ელექტრულ და მაგნიტურ ველებში, ამ ველების მართობულად. ვთქვათ, ელექტრული და მაგნიტური ველები მიმართულია Z ღერძის პარალელურად, ხოლო იონების მოძრაობა სწარმოებს Y ღერძის გასწვრივ (სურ. 16.1). განვიხილოთ მოცემული სიჩქარის იონზე ამ ველების მოქმედება ცალ-ცალკე.

1. E დაძაბულობის ელექტრული ველი q მუხტის მქონე იონზე იმოქმედებს

$$F_e = q \cdot E$$

ძალით, რომელიც მიმართულია ქვევიდან ზევით ($q > 0$) და ანიჭებს მას

$$a_z = \frac{F_e}{m} = \frac{qE}{m}$$



სურ. 16.1.

აჩქარებას, სადაც m იონის მასაა. ვინაიდან ველი მუდმივია, ეს აჩქარებაც არის მუდმივი, ამიტომ იონი იმოძრაებს z ღერძის გასწვრივ თანაბრაჩქარებულად და რაიმე t დროში გაივლის

$$z = \frac{a_z t^2}{2} = \frac{qEt^2}{2m}$$

მანძილს. მაგრამ ამავე დროში ნაწილაკი ინერციით განაგრძობს მოძრაობას y ღერძის გასწვრივ

და გაივლის $y = v \cdot t$ მანძილს, სადაც $t = \frac{y}{v}$ და

$$z = \frac{1}{2} \frac{q}{m} \frac{E \cdot y^2}{v^2}.$$

მოცემული ცდის პირობებში $\frac{1}{2} E y^2$ მუდმივი სიდიდეა; აღვნიშნოთ იგი C_1 -ით.

მაშინ

$$z = C_1 \frac{q}{m} \frac{1}{v^2}. \quad (16.1)$$

2. B ინდუქციის მაგნიტური ველი v სიჩქარით მოძრავ მუხტზე იმოქმედებს ლორენცის ძალით, რომელიც მიმართულია მარცხნიდან მარჯვნივ და რომლის სიდიდე (ვინაიდან $\alpha = \frac{\pi}{2}$)

$$F_B = qvB.$$

ამ ძალის მოქმედებით იონი იმოძრაებს x ღერძის გასწვრივ

$$a_x = \frac{F_B}{m} = \frac{qvB}{m}$$

მუდმივი აჩქარებით და იმავე t დროში ამ მიმართულებით გაივლის

$$x = \frac{a_x \cdot t^2}{2} = \frac{qvB}{2m} t^2 = \frac{1}{2} \frac{q}{m} \frac{By^2}{v}$$

მანძილს. აქაც თუ შემოვიღებთ აღნიშვნას

$$\frac{1}{2} By^2 = C_2,$$

მივიღებთ, რომ

$$x = C_2 \frac{q}{m} \frac{1}{v} \quad (16.2)$$

(16.1) და (16.2) ფორმულებიდან ჩანს, რომ ელექტრულ და მაგნიტურ ველებში იონის გადახრები დამოკიდებულია მის $\frac{q}{m}$ კუთრ მუხტზე და v სიჩქარეზე.

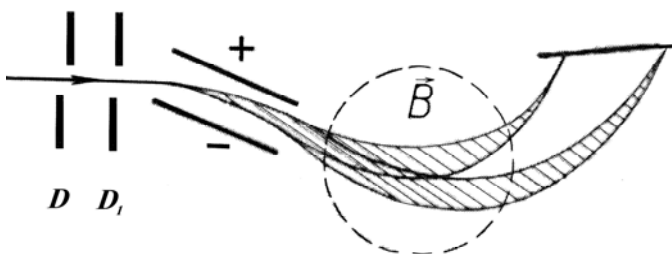
იონები, რომელთაც $\frac{q}{m}$ ერთნაირი აქვთ, მაგრამ მოძრაობენ სხვადასხვა v სიჩქარით, o

წერტილიდან y მანძილით დაშორებულ xoy სიბრტყის პარალელურ P სიბრტყეზე მოხვედებიან სხვადასხვა წერტილებში. ამ წერტილთა გეომეტრიულ ადგილს მივიღებთ, თუ (16.1) და (16.2) ფორმულებიდან გამოვრიცხავთ v სიჩქარეს. ამისათვის (16.2) ავიყვანოთ კვადრატში და გავყოთ (16.1)-ზე მივიღებთ:

$$x^2 = \frac{C_2^2}{C_1} \frac{q}{m} z.$$

ეს პარაბოლის განტოლებაა, რომლის $p = \frac{C_2^2}{C_1} \frac{q}{m}$ პარამეტრის გაზომვით განისაზღვრება იონის კუთრი მუხტი.

თუ იონების კონა შეიცავს სხვადასხვა კუთრი მუხტის მქონე იონებს, ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე მივიღებთ რამოდენიმე პარაბოლას, რომელთაგან თითოეულს $\frac{q}{m}$ კუთრი მუხტის გარკვეული მნიშვნელობა შეესაბამება. თუ კონა შედგება ერთნაირი მუხტის იონებისაგან, მაშინ ცხადია, სხვადასხვა პარაბოლაზე სხვადასხვა მასის იონები დალაგდებიან. ქიმიურად სუფთა ნეონზე ცდის ჩატარებისას ტომსონმა აღმოაჩინა, რომ გარდა ინტენსიური პარაბოლისა, რომელსაც შეესაბამებოდა ატომური მასა 20, ფოტოფირზე მიიღებოდა მკრთალი პარაბოლა, რომლის შესაბამისი ატომური მასა იყო 22. ამ ფაქტის ახსნამ მეცნიერები მიიყვანა დასკვნამდე, რომ არსებობს ნეონის ატომების ორი სახესხვაობა, რომელთაც ქიმიური თვისებები ერთნაირი აქვთ, მაგრამ განსხვავდებიან მასით. დღევანდელი ტერმინოლოგიით მოცემული ნივთიერების ატომების ასეთ სახესხვაობებს იზოტოპები ეწოდება. ამრიგად, ტომსონის მეთოდით, ატომბირთვის აგებულების გარკვევამდე გაცილებით ადრე, ექსპერიმენტულად იქნა დადგენილი იზოტოპების არსებობა.



სურ. 16. 2

იზოტოპების ატომური მასების უფრო ზუსტი განსაზღვრა ხდება ასტონი ხელსაწყოთა საშუალებით, რომელსაც **მასსპექტროგრაფი ეწოდება**. ასტონის მასსპექტროგრაფში იონების კონა გადის თანმიმდევრო-

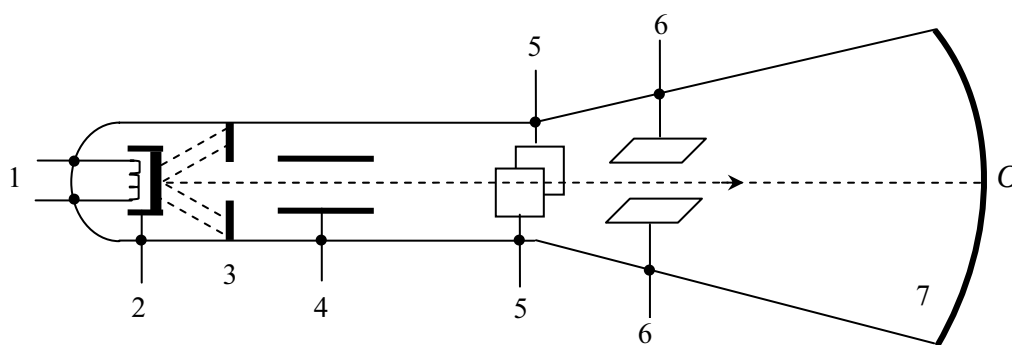
ბით ურთიერთმართობ ელექტრულ და მაგნიტურ ველებში, რომელთა მიმართულებები ისეა შერჩეული, რომ იონებს ხრიან ურთიერთსაწინააღმდეგო მიმართულებით. როგორც ელექტრულ, ისე მაგნიტურ ველში ერთნაირი კუთრი მუხტის მქონე იონები მით უფრო ძლიერ იხრებიან, რაც ნაკლებია მათი სიჩქარე. ამის გამო DD_1 დიაფრაგმების საშუალებით მიღებული იონების ვიწრო კონა ელექტრულ ველში გაგლისას იშლება, ხოლო მაგნიტურ ველში გაგლისას კვლავ იკრიბება, „ფოკუსირდება“, ვიწრო ზოლად, რომელიც დიაფრაგმის ხვრელის გამოსახულებას წარმოადგენს. სხვა კუთრი მუხტის მქონე იონები სხვა ზოლს გააძლევენ (სურ. 16.2). თუ ეკრანის ნაცვლად მოვათავსებთ ფოტოფირს, გამჟღავნების შემდეგ

მასზე მიიღება სხვადასხვა ზოლები, ამასთან თითოეულს შეესაბამება $\frac{q}{m}$ -ის გარკვეული მნიშვნელობა. ფოტოფირზე მიღებული სურათი ანალოგიურია ოპტიკური წირითი სპექტრისა, ამიტომ ასტონმა მას მასათა სპექტრი უწოდა, ხოლო ხელსაწყოს – მასსპექტროგრაფი. მასსპექტროგრაფის საშუალებით ნაჩვენები იქნა, რომ ქიმიური ელემენტების უმრავლესობა იზოტოპების ნარევს წარმოადგენს.

გარდა მასსპექტროგრაფისა, დამუხტული ნაწილაკების მოძრაობა ელექტრულ და მაგნიტურ ველებში საფუძვლად უდევს მთელი რიგი ხელსაწყოებისა და დანადგარების მოქმედებას, როგორებიცაა ელექტრონული ოსცილოგრაფი, ელექტრონული მიკროსკოპი, ელექტრონული მიკროპროექტორი, ციკლოტრონი, მაგნიტოჰიდროდინამიკური გენერატორი და სხვ. გავეცნოთ მოკლედ ელექტრონული მიკროსკოპისა და მაგნიტოჰიდროდინამიკური გენერატორის მოქმედების პრინციპს.

ელექტრონული ოსცილოგრაფი*

ელექტრონული ოსცილოგრაფი არის ხელსაწყო, რომელიც გამოიყენება სწრაფად ცვლადი ელექტრული რხევების შესასწავლად, ამ რხევების ვიზუალური დაკვირვებისა და რეგისტრაციისათვის.** მისი მთავარი ნაწილია ელექტრონულ-სხივური მილაკი, რომლის სქემაც მოცემულია 16.3 სურათზე. მისი ვაკუუმური ბალონის ვიწრო ნაწილში მოთავსებულია ცილინდრული კათოდი (2), რომლის ფსკერი დაფარულია ელექტრონის გამოსვლის მცირე მუშაობის მქონე ლითონის თხელი ფენით. (1) სპირალში დენის გატარების შედეგად იგი ვარვარდება და ახურებს კათოდს, რის გამოც მისგან ამოიტყორცნება ელექტრონები. (3) დიაფრაგმა ამოტყორცნილი ელექტრონებიდან გამოყოფს ვიწრო კონას – ელექტრონულ სხივს.*** (2) კათოდსა და (4) ანოდს შორის მოდებულია მაღალი ძაბვა, ამიტომ ელექტრონები იძენენ დიდ სიჩქარეს ($\sim 10^7$ მ/წმ) და (7) ეკრანზე დაცემისას,



სურ. 16. 3.

* წარმოდგება სიტყვებისგან oscillo (ლათ.) – რხევა, ვირხევი და grapho (ბერძნ.) – ვწერ.

** მნიშვნელოვანია აღინიშნოს, რომ ოსცილოგრაფის საშუალებით შესაძლებელია არა-ელექტრული სიდიდეების (მაგ. წნევის, ტემპერატურის, სიმკვრივის და ა.შ.) რხევის შესწავლაც, თუ ამ სიდიდეებს სპეციალური გადამწოდების საშუალებით წინასწარ გარდაქმნით ელექტრულად.

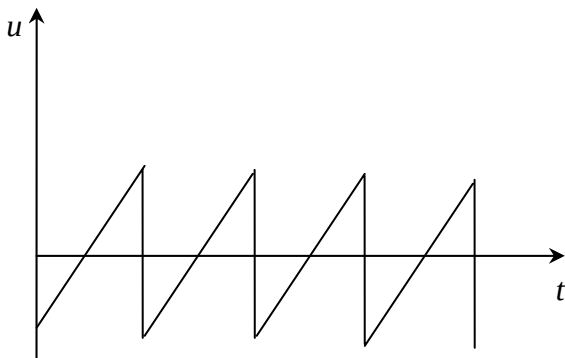
*** სინამდვილეში, (3) დიაფრაგმა წარმოადგენს უარყოფითად დამუხტულ ცილინდრს, რომლის კედლებიდან განხილვის შედეგად ელექტრონები იკვრება ვიწრო კონად. მას მაფოკუსირებელი ცილინდრი ეწოდება.

რომელიც დაფარულია ფლუორესცირებადი ნივთიერებით, იწვევენ მის წერტილოვან ნათებას.

ანოდიდან გამოსული ელექტრონული სხივის გზაზე მოთავსებულია (5-5) და (6-6) ბრტყელი კონდენსატორები, რომელთა ფირფიტები ურთიერთმართობულია. პირველი კონდენსატორი გადახრის სხივს პორიზონტალური მიმართულებით (მარცხნივ და მარჯვნივ), მეორე კი ვერტიკალური მიმართულებით (ზევით და ქვევით). ამიტომ მათ ხშირად უწოდებენ პორიზონტალურად და ვერტიკალურად გადამხრელ ფირფიტებს.

ვთქვათ, ვერტიკალურად გადამხრელ ფირფიტებზე მოვდეთ მუდმივი ძაბვა, მაშინ ელექტრონული სხივის მიმართულება შეიცვლება და მნათი O წერტილი გადაადგილდება ვერტიკალურად წირის გასწვრივ. თუ ფირფიტებზე მოდებული ძაბვა პერიოდულად იცვლება, მაშინ მნათი წერტილი დაიწყებს რხევას ვერტიკალური წირის გასწვრივ და თუ რხევის სიხშირე საკამაოდ დიდია, ეკრანზე დავიხავთ ნათელ ვერტიკალურ ზოლს, რომლის სიგრძე დამოკიდებულია მოდებულ ძაბვაზე. მაშასადამე, ამ ზოლის სიგრძის მიხედვით შეიძლება განისაზღვროს მოდებული ძაბვის სიდიდე, ანუ ოსცილოგრაფი შეიძლება განვიხილოთ როგორც სწრაფმოქმედი ვოლტმეტრი.

იმისათვის, რომ რხევის ხასიათი გახდეს თვალსაჩინო, უნდა მოვახდინოთ **მისი გაშლა დროის მიხედვით**. ამისათვის პორიზონტალურად გადამხრელ ფირფიტებზე უნდა მოვდოთ ე.წ.



სურ. 16.4

ხერხისებური ძაბვა, რომლის დროს გარკვეულ შუალედში (სანამ სხივი მოძრაობს პორიზონტალურად ეკრანის ერთი კიდიდან მეორემდე) იზრდება თანაბრად (ე.ი. დროის პროპორციულად), შემდეგ კი მყისიერად უბრუნდება საწყის მდებარეობას (სურ. 16.4). ასეთ ძაბვას გამშლელი ძაბვა ეწოდება. ცხადია, მხოლოდ გამშლელი ძაბვის მოქმედებით მნათი წერტილი იმოძრაებს თანაბრად პორიზონტალური წირის გასწვრივ ეკრანის ერთი კიდიდან მეორემდე, შემდეგ კი მყისიერად დაბრუნდება საწყის მდგომარეობაში.

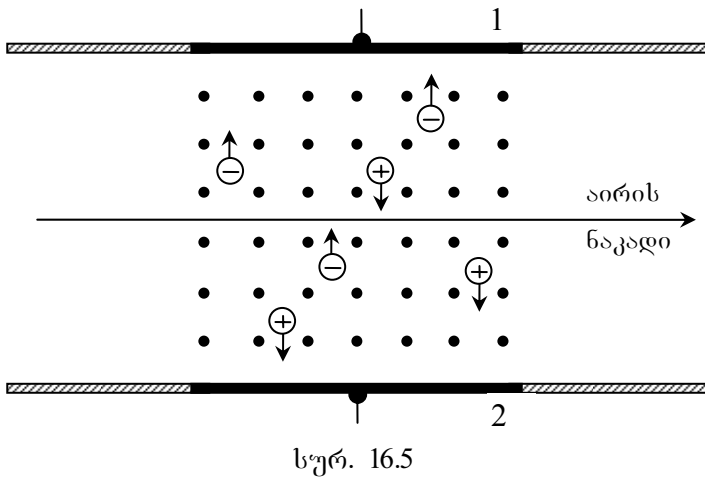
დაეუშვათ, ელექტრონულ სხივზე ერთდროულად მოქმედებს ორივე კონდენსატორის ველი. მაშინ, ვერტიკალურ რხევებს, რომელსაც იძლევა (6-6) კონდენსატორი, (5-5) გაშლის პორიზონტალური მიმართულებით ანუ დროში (ვინაიდან გამშლელი ძაბვა დროის პროპორციულად იზრდება), რის გამოც, თუ (6-6) კონდენსატორზე მოდებული ძაბვა სინუსის კანონის მიხედვით იცვლება, მნათი წერტილი ეკრანზე აღწერს სინუსოიდას. დიდი სიხშირის შემთხვევაში მნათი წერტილის მოძრაობას ვერ ვამჩნევთ და ეკრანზე დავინახავთ უწყვეტ სინუსოიდალურ წირს. როგორც წესი, ვერტიკალურად გადამხრელ ფირფიტებზე მოსდებენ ხოლმე გამოსაკვლევ u_x ძაბვას და ოსცილოგრაფის ეკრანზე მიიღება ამ ძაბვის დროში ცვლილების გრაფიკი, რომლის მიხედვითაც მსჯელობენ ელექტრონული რხევების ხასიათზე.

თუ პორიზონტალურად გადამხრელ ფირფიტებზეც მოვდებთ იმავე სიხშირის ცვლად სინუსოიდალურ ძაბვას, მაშინ გვექნება ურთიერთმართობ რხევათა შეკრება (I ტომი, §39) და იმისდა მიხედვით, თუ როგორია ფაზათა სხვაობა, ეკრანზე მიიღება სხვადასხვანაირად ორიენტირებული წრფე ან ელიფსი, ხოლო ტოლი ამპლიტუდების შემთხვევაში – წრეწირი.

ელექტრონის უმნიშვნელო მასის გამო, ელექტრონულ სხივს პრაქტიკულად არ გააჩნია ინერცია ძალიან სწრაფად ცვლადი ძაბვის შემთხვევაშიც კი (სხივის გადახრა ზუსტად მიყვება ველის ცვლილებას), რაც საშუალებას გვაძლევს ოსცილოგრაფის საშუალებით შევისწავლოთ სწრაფად ცვლადი ელექტრონული პროცესები. ესაა ელექტრონული ოსცილოგრაფის მთავარი ღირსება.

მაგნიტოჰიდროდინამიკური გენერატორი

მაგნიტურ ველში დამუხტული ნაწილაკების მოძრაობა საფუძვლად უდევს მაგნიტოჰიდროდინამიკური გენერატორის (მჰ გენერატორის) მოქმედებას, რომელიც ელექტრული ენერგიის შედარებით ახალი და სრულიად განსხვავებული წყაროა. მისი გამარტივებული სქემა მოცემულია 16.5 სურათზე. მაღალ ტემპერატურამდე ($\sim 3000\text{K}$) გახურებულ და მაშასადამე ძლიერ იონიზირებულ აირის ნაკადს ატარებენ სპეციალურ არხში, მაგნიტურ ველის მართობულად (ჩვენს ნახაზზე მაგნიტურ ველის ინდუქციის წირები მიმართულია ნახაზის სიბრტყის მართობულად ჩვენსკენ).*



და თავისუფალი ელექტრონები) მოძრაობენ აირის ნაკადის მართობულად ურთიერთსაწინააღმდეგო მიმართულებით – ელექტრონები 1 ელექტროდისაკენ, დადებითი იონები – 2-სკენ. თუ ამ ელექტროდებს მიუერთებთ რაიმე მომხმარებელს, მასში გაივლის ელექტრული დენი.

მჰ გენერატორი მეტად პერსპექტიული დენის წყაროა, ვინაიდან იგი უშუალოდ გარდაქმნის სითბურ ენერგიას ელექტრულ ენერგიად (მექანიკურ ენერგიად გარდაქმნის გარეშე).

თავი II

ელექტრომაგნიტური ინდუქცია

§17. ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენა.

ფარადეის ცდები. ლენცის წესი.

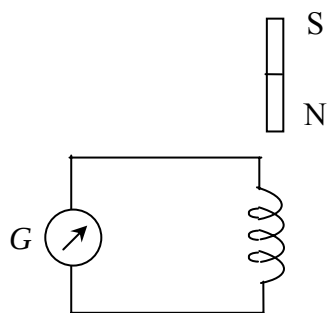
ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენა აღმოაჩინა 1831 წელს ინგლისელმა მეცნიერმა ფარადეიმ და იგი მიეკუთვნება ყველა დროის ყველაზე უფრო ღირშესანიშნავ აღმოჩენათა რიცხვს. საკმარისია აღინიშნოს, რომ ეს აღმოჩენა საფუძვლად უდევს მსოფლიოს ყველა ელექტროსადგურის გენერატორთა მოწყობილობას, რომელთა მეშვეობითაც მექანიკური ენერგია გარდაიქმნება ელექტრული დენის ენერგიად.

ამ მოვლენის აღმოჩენა შემთხვევითი არ ყოფილა. მეცნიერები, პირველ რიგში ფარადეი, მსჯელობდნენ ასე: თუ ელექტრული დენი ქმნის (აღძრავს) მაგნიტურ ველს, ხომ არ შეიძლება არსებობდეს ამ მოვლენის შებრუნებული მხარე

* იონიზირებული აირის მოძრაობა ემორჩილება ჰიდროდინამიკის კანონებს, რაც განაპირობებს გენერატორის დასახელებას.

– მაგნიტურმა ველმა შექმნას ელექტრული დენი. ფარადეიმ აჩვენა, რომ გარკვეულ პირობებში მაგნიტური ველიც ქმნის ელექტრულ დენს. კერძოდ, მრავალრიცხოვანი ცდების საფუძველზე მან დაადგინა:

ყოველთვის, როდესაც იცვლება ჩაკეტილი გამტარი კონტურით შემოსაზღვრული ფართობის გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი, კონტურში აღიძვრება ელექტრული დენი, რომელიც იარსებებს მაგნიტური ნაკადის ცვლილების მთელი პროცესის განმავლობაში. ამ დენს ეწოდება ინდუქციური დენი*, ხოლო მოვლენას – ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენა.



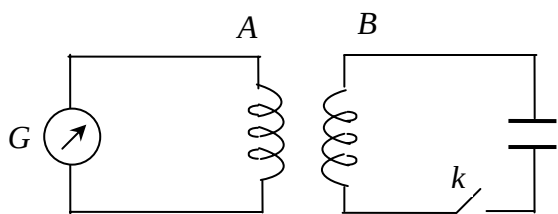
სურ. 17.1

განვიხილოთ ფარადეის კლასიკური ცდები, რომელთა საშუალებითაც დადგენილ იქნა ეს მოვლენა:

1. კოჭაში, რომელიც გალვანომეტრთანაა მიერთებული, გამოძრავით მუდმივი მაგნიტი** (სურ. 17.1). კოჭაში აღიძვრება ინდუქციური დენი, რომლის მიმართულება დამოკიდებულია მაგნიტის მოძრაობის მიმართულებაზე, ხოლო სიდიდე – მაგნიტის მოძრაობის სისწრაფეზე: რაც უფრო სწრაფად გამოძრავებთ მაგნიტს კოჭაში, მით

უფრო დიდი ინდუქციური დენი აღიძვრება მასში. როდესაც მაგნიტი გაჩერებულია კოჭაში, მასში დენი არ აღიძვრება. ეს ცდა გვიჩვენებს, რომ კოჭაში დენი აღიძვრება მხოლოდ მისი ხვეების გამჭოლი მაგნიტური ნაკადის ცვლილების შემთხვევაში. კერძოდ, როცა მაგნიტი შეგვაქვს კოჭაში, გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი იზრდება, ხოლო როცა გამოგვაქვს – მცირდება. თუ მაგნიტი გაჩერებულია კოჭაში, მას მუდმივი მაგნიტური ნაკადი განტოლავს და დენი არ აღიძვრება.

2. ავიღოთ ორი კოჭა, A და B. A კოჭა მიერთებულია გალვანომეტრთან, ხოლო B კოჭა – დენის წყაროსთან (სურ. 17.2).*** k ჩამრთველის ჩართვის ან ამორ-



სურ. 17. 2

თვის მომენტში, აგრეთვე მასში გამავალი დენის გაძლიერების ან შესუსტების შემთხვევაში, A კოჭაში აღიძვრება ინდუქციური დენი. ამ შემთხვევაშიც დენის აღძვრა დაკავშირებულია გამჭოლი მაგნიტური ნაკა-

* ინდუქცია (ლათ) – აღძვრა, აღზნება.

** საინტერესოა აღინიშნოს, რომ ანალოგიურ ცდებს ატარებდა ფარადეის თანამედროვე, შვეიცარიელი ფიზიკოსი კოლადონი, მაგრამ იგი ვერ გახდა ამ დიდი აღმოჩენის თანაავტორი იმიტომ, რომ გალვანომეტრი, რომელთანაც მიერთებული იყო კოჭას ბოლოები (გალვანომეტრის ისრის მაგნიტის მოქმედებისაგან დაცვის მიზნით), გატანილი იყო მეზობელ ოთახში.

*** ფარადეის ცდებში კოჭები ერთმანეთში იყო ჩადგმული.

დის ცვლილებასთან: k ჩამრთველის ჩართვისას დენი B კოჭაში იზრდება ნულიდან რაღაც სიდიდემდე. შესაბამისად იზრდება მის მიერ შექმნილი მაგნიტური ნაკადი. ეს მზარდი მაგნიტური ნაკადი განჭოლავს A კოჭის ხვიებს და აღძრავს მასში ინდუქციურ დენს. k ჩამრთველის ამორთვისას ხდება პირიქით.

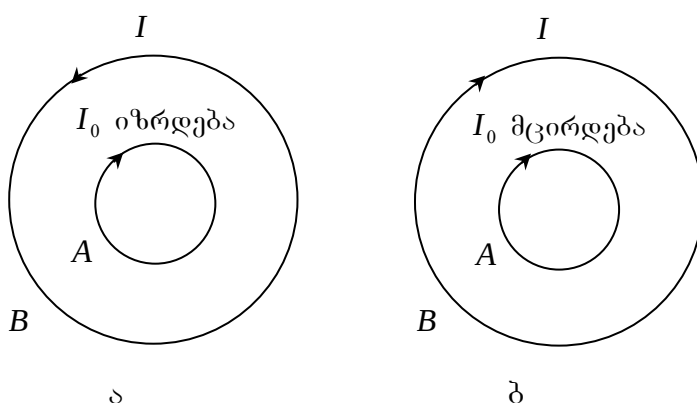
როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, ინდუქციური დენის სიდიდე დამოკიდებულია მაგნიტური ნაკადის ცვლილების სიჩქარეზე, მაგრამ არ არის დამოკიდებული ამ ცვლილების მიზეზზე. ცვლილება შეიძლება გამოწვეული იყოს მაგნიტის მოძრაობით, დენის ცვლილებით, კონტურების ურთიერთგადაადგილებით, კონტურის დეფორმაციით და სხვ.

კონტურში ერთგვაროვანი მაგნეტიკის შეტანისას ინდუქციური დენი μ -ჯერ იზრდება, რითაც დასტურდება, რომ ინდუქციურ დენს განაპირობებს არა $\vec{H}$ -ის ცვლილება, რომელიც არაა დამოკიდებული იმ გარემოს თვისებებზე, რომელშიც მაგნიტური ველი იქმნება, არამედ $\vec{B}$ -ს ცვლილება, რომელიც გარემოს μ მაგნიტური შეღწევადობის პროპორციულია (§25).

ინდუქციური დენის მიმართულება განისაზღვრება ლენცის წესით. ამ წესის ჩამოსაყალიბებლად განვიხილოთ შემდეგი მაგალითი. ვთქვათ, მოცემულია ერთმანეთში ჩადგმული ორი კოჭა, A და B (სურ. 17.3; სურათზე ზედხედია გამოსახული).

A კოჭაში გავატაროთ I_0 დენი. როგორც ვიცით, ამ დენის ყოველგვარი ცვლილებისას B კოჭაში აღიძვრება ინდუქციური დენი (I). ცდა გვიჩვენებს, რომ როცა A კოჭაში გამავალი (ინდუქციის გამომწვევი) დენი იზრდება, B კოჭაში აღძრულ ინდუქციურ დენს აქვს მისი საწინააღმდეგო მიმართულება (სურ. 17.3 ა), ხოლო როცა A კოჭაში გამავალი დენი მცირდება, B კოჭაში აღძრულ ინდუქციურ დენს აქვს მისი თანხვედრილი მიმართულება (სურ. 17.3 ბ).

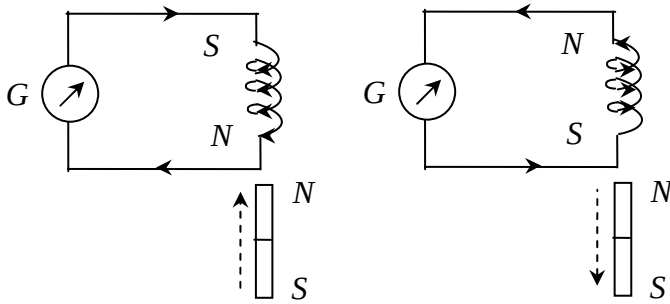
გავანალიზოთ ცდის შედეგი: A კოჭაში გამავალი დენის ზრდისას იზრდება მისი მაგნიტური ნაკადიც. ამ დროს B კოჭაში აღიძვრება საწინააღმდეგო მიმარ-



სურ. 17. 3

თულების დენი, რომელიც თავისი მაგნიტური ნაკადით ეწინააღმდეგება (აკომპენსირებს) A კოჭაში გამავალი დენის მაგნიტური ნაკადის ზრდას. და პირიქით, A კოჭაში გამავალი დენის შემცირებისას მცირდება მისი მაგნიტური ველი (მაგნიტური ნა-

კადი), რის შედეგადაც B კოჭაში აღძრულ ინდუქციურ დენს აქვს ისეთივე მიმართულება, და მაშასადამე, თავისი მაგნიტური ველით ეწინააღმდეგება (აკომპენსირებს) A კოჭაში გამავალი დენის მაგნიტური ველის შემცირებას. ეი.



სურ. 17. 4

17.4 სურათზე გამოსახული ცდის შედეგი, რომლის გაანალიზებასაც მკითხველს ვთავაზობთ, საშუალებას გვაძლევს ლენცის წესი შემდეგნაირად ჩამოვაყალიბოთ (გავიხსენოთ, რომ ერთსახელიანი მაგნიტური პოლუსები ერთმანეთს განიზიდავს და პირიქით): ინდუქციურ დენს აქვს ყოველთვის ისეთი მიმართულება, რომ თავისი მაგნიტური ველით ეწინააღმდეგება მის გამოწვევ მოძრაობას.

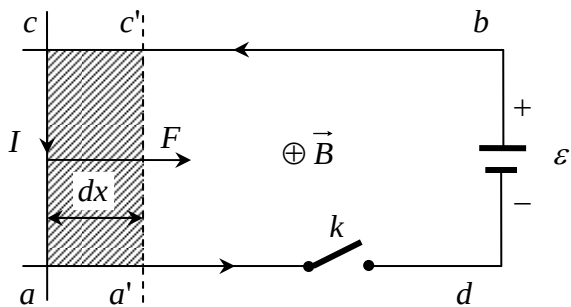
§18. ინდუქციის ელექტრომამოძრავებელი ძალა. ფარადეის კანონი

ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენაში ინდუქციური დენი მეორადი ეფექტია. პირველადია ინდუქციის ელექტრომამოძრავებელი ძალა, რომელიც აღიძვრება მაგნიტური ნაკადის ცვლილების შედეგად. ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენის აღმოჩენისთანავე ფარადეიმ დაადგინა, რომ ინდუქციის ემ ძალის სიდიდე მაგნიტური ნაკადის ცვლილების სიჩქარის პროპორციულია:

$$\varepsilon_i \sim \frac{d\phi}{dt}.$$

გერმანელმა მეცნიერმა ჰელმჰოლცმა თეორიულად, ენერგიის მუდმივობის კანონის საფუძველზე, მიიღო ინდუქციის ემ ძალის გამოსათვლელი ფორმულა. გამოვიყვანოთ ეს ფორმულა.

ვთქვათ მოცემულია $acbd$ ჩაკეტილი კონტური, რომლის ერთი გვერდი – ac არის მოძრავი (სურ. 18.1). k ჩამრთველის ჩართვისას კონტურში გაივლის I დენი და დენის წყარო რაღაც dt დროში შეასრულებს $dA = I \varepsilon dt$ მუშაობას. ეს მუშაობა იხარჯება გამტარების გათბობაზე. გამოყოფილი სითბოს რაოდენობა გამოითვლება ჯოულ-ლენცის კანონით: $dQ = I^2 R dt$. ენერგიის მუდმივობის კანონის თანახმად



სურ. 18.1

$$dA = dQ, \quad \text{ანუ} \quad I \varepsilon dt = I^2 R dt,$$

საიდანაც $I = \frac{\varepsilon}{R}$, სადაც R წრედის სრული წინაღობაა.

განვიხილოთ ახლა შემთხვევა, როცა კონტური მოთავსებულია ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში, რომლის ინდუქციის $\vec{B}$ ვექტორი მიმართულია კონტურის სიბრტყის მართობულად ჩვენგან.

მაშინ კონტურის თითოეულ გვერდზე იმოქმედებს ამპერის ძალა, მაგრამ ვინაიდან მოძრავი ac გვერდია, ამ ძალის მოქმედებით (რომლის მიმართულებაც განისაზღვრება მარცხენა ხელის წესით) მხოლოდ იგი გადაადგილდება dt დროში რაღაც dx მანძილით და დაიკავებს $a'c'$ მდებარეობას. ამპერის ძალის სიდიდე $F = IBac$ ($\alpha = 90^\circ$), ამიტომ ამ გადაადგილებაზე შესრულებული მუშაობა

$$dA' = F \cdot dx = IBac \cdot dx = IBdS = Id\phi,$$

სადაც $dS = ac \cdot dx$ არის გამტარის გადაადგილებისას მის მიერ შემოწერილი (დაშტრიხული) ფართობი, ხოლო $d\phi = BdS$ – ამ ფართობის გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი.

ამრიგად, ამ შემთხვევაში დენის წყაროს მუშაობის მხოლოდ ნაწილი იხარჯება ჯოულის სითბოს გამოყოფაზე, ნაწილი კი ხმარდება გამტარის გადაადგილებაზე შესრულებულ dA' მუშაობას. ამიტომ ენერგიის მუდმივობის კანონი შემდეგნაირად დაიწერება:

$$dA = dQ + dA', \quad \text{ან} \quad I \varepsilon dt = I^2 R dt + Id\phi,$$

საიდანაც

$$I = \frac{\varepsilon - \frac{d\phi}{dt}}{R}. \quad (18.1)$$

ასეთ სახეს იღებს ომის კანონი ჩაკეტილი წრედისათვის. როგორც ვხედავთ, მრიცხველში გაჩნდა ახალი წევრი $-\frac{d\phi}{dt}$. მას აუცილებლად უნდა ქონდეს ელექტრომამოძრავებელი ძალის განზომილება ანუ უნდა იზომებოდეს ვოლტებით* და რადგან იგი დაკავშირებულია მაგნიტური ნაკადის ცვლილებასთან, ბუნებრივია დაეუშვათ, რომ სწორედ ის გამოსახავს ინდუქციის ელექტრომამოძრავებელ ძალას. ამრიგად,

* ამის უშუალო დადგენა შეიძლება მაგნიტური ნაკადის ერთეულის – ვებერის განმარტების საფუძველზე (§ 4).

$$\varepsilon_i = -\frac{d\phi}{dt} . \quad (18.2)$$

(18.2) ფორმულა გამოსახავს ფარადეის კანონს. იგი ელექტრომაგნიტური ინდუქციის ძირითადი კანონია. (18.2) ფორმულა ჩვენ მივიღეთ იმ კერძო შემთხვევისათვის, როცა გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი შეიცვალა კონტურის დეფორმაციის შედეგად ($acbdba$ კონტური dt დროის განმავლობაში გადაიქცა $a'c'bda'$ კონტურად). მაგრამ შეიძლება დამტკიცდეს, რომ იგი უნივერსალურია და არ არის დამოკიდებული ნაკადის შეცვლის მიზეზზე.

(18.2) ფორმულაში მინუსი ნიშანი ლენცის წესის გამომხატველია. მართლაც, თუ ნაკადი იზრდება $\left(\frac{d\phi}{dt} > 0\right)$, აღძრული ინდუქციის ემ ძალა უარყოფითია ($\varepsilon_i < 0$) და კონტურში ისეთი დენი გაჩნდება, რომლის მაგნიტური ველი შეასუსტებს (აკომპენსირებს) ამ ნაკადის ზრდას. და პირიქით – თუ ნაკადი მცირდება $\left(\frac{d\phi}{dt} < 0\right)$, აღძრული ინდუქციის ემ ძალა დადებითია ($\varepsilon_i > 0$) და კონტურში ისეთი დენი გაჩნდება, რომლის მაგნიტური ველი ამ ნაკადს აძლიერებს (აკომპენსირებს ნაკადის შესუსტებას).* ამრიგად, შეიძლება ითქვას, რომ (18.2) ფორმულა გამოსახავს ფარადეის და ლენცის გაერთიანებულ კანონს.

თუ ჩავეტილი კონტური შედგება N ხვიისაგან და თითოეულს განჭოლავს ერთიდაიგივე ϕ მაგნიტური ნაკადი, მაშინ სიდიდეს $\psi = N\phi$ ნაკადშეზღუდვა (ნაკადთგადაბმულობა) ეწოდება. ამ შემთხვევაში ელექტრომაგნიტური ინდუქციის ძირითადი კანონი იღებს სახეს:

$$\varepsilon_i = -\frac{d\psi}{dt} = -N\frac{d\phi}{dt} .$$

თუ სხვადასხვა ხვიების გამჭოლი მაგნიტური ნაკადები განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან, მაშინ $\psi = \phi_1 + \phi_2 + \phi_3 + \dots + \phi_n$. მაშასადამე, ნაკადთგადაბმულობა არის სხვადასხვა ხვიების გამჭოლი მაგნიტური ნაკადების ჯამი.

ფარადეის კანონი საშუალებას გვაძლევს მივცეთ მეორენაირი განმარტება მაგნიტური ინდუქციის ნაკადის ერთეულს SI სისტემაში – ვებერს:

ვებერი კონტურით შემოსაზღვრული ფართობის გამჭოლი ისეთი მაგნიტური ინდუქციის ნაკადია, რომლის ცვლილებით 1 წამში კონტურში აღიძვრება 1 ვოლტის ტოლი ინდუქციის ემ ძალა.

* ფაქტიურად, (18.2) ფორმულაში მინუსი ნიშანი მიუთითებს იმაზე, რომ ინდუქციის ემ ძალა მიმართულია იმ ემ-ის საპირისპიროდ, რომელსაც გვაძლევს დენი წყარო.

§19. ინდუქციის ელექტრომაგნიტური ძალის აღპირის მექანიზმი

გავარკვიოთ ინდუქციის ელექტრომაგნიტური ძალის ბუნება, მისი აღპირის მექანიზმი.

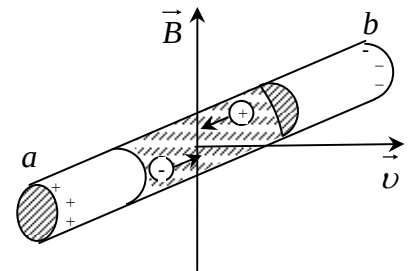
ინდუქციის ელექტრომაგნიტური ძალა აღიძვრება ორ შემთხვევაში:

1. როცა გამტარი მოძრაობს მუდმივ მაგნიტურ ველში (ძალწირების მართობულად) და
2. როცა გამტარი უძრავია, მაგრამ იგი მოთავსებულია ცვლად მაგნიტურ ველში.

1. განვიხილოთ ჯერ პირველი შემთხვევა, ვინაიდან იგი არავითარი ახალი იდეის შემოტანას არ საჭიროებს და მისი გარკვევა მარტივად ხდება ჩვენს მიერ კურსის ათვისების პროცესში უკვე შეძენილი ცოდნის საფუძველზე. ვთქვათ, l სიგრძის ლითონის ab დერო მოძრაობს ox დერძის გასწვრივ v სიჩქარით მუდმივ ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში, რომელიც მიმართულია oz დერძის გასწვრივ (სურ. 19.1). ლითონთა ელექტროგამტარობის კლასიკური ელექტრონული თეორიის თანახმად, იგი შედგება დადებითად დამუხტული იონებისაგან, რომლებიც მოთავსებულია კრისტალური მესრის კვანძებში („ბმული მუხტები“) და თავისუფალი ელექტრონებისაგან, რომლებიც ქაოსურად მოძრაობენ კვანძებს შორის სივრცეში (იტომ; §137). გამტართან ერთად იმავე v სიჩქარით იმოძრავენ მისი დადებითი და უარყოფითი მუხტები, ამიტომ თითოეულ მათგანზე იმოქმედებს ლორენცის ძალა (§13).

$$\vec{F} = q[\vec{v} \times \vec{B}].$$

ეს ძალა დადებითი იონების მოძრაობას გამტარში, ცხადია, ვერ გამოიწვევს. ელექტრონები კი დაიწყებენ მოძრაობას a -დან b -სკენ.* ამის შედეგად b ბოლოზე აღმოჩნდება მათი სიჭარბე, ხოლო a ბოლოზე – მათი ნაკლებობა, ანუ დადებითი მუხტების სიჭარბე. ეს გამოიწვევს გამტარის ბოლოებს შორის პოტენციალთა სხვაობის წარმოქმნას, რაც ინდუქციის ემ ძალის ზომა იქნება.



სურ. 19. 1.

გამოვითვალოთ ინდუქციის ემ ძალა. ლორენცის ძალის მოქმედებით გამოწვეული დადებითი და უარყოფითი მუხტების განცალკევება გამტარში წარმოშობს a ბოლოდან b -სკენ მიმართულ ელექტრულ ველს, რომლის დაძაბულობა

$$E = \frac{\varphi_a - \varphi_b}{l}.$$

ამიტომ თითოეულ ელექტრონზე იმოქმედებს ელექტრული ძალა

* ელექტრონების ქაოსური მოძრაობა ამ თვალსაზრისით არავითარ ეფექტს არ იძლევა, ვინაიდან მათზე მოქმედი ლორენცის ძალის საშუალო მნიშვნელობა ნულის ტოლია.

$\vec{F} = q\vec{E}$, რომელიც მიმართულია მაგნიტური ძალის (ლორენცის ძალის) საწინააღმდეგოდ. წონასწორობა მაშინ დამყარდება, როცა ელექტრული ძალა გაუტოლდება მაგნიტურს:

$$q\vec{E} = q[\vec{v} \vec{B}], \quad \text{ანუ} \quad \vec{E} = [\vec{v} \vec{B}],$$

ხოლო სიდიდით $E = vB$ ($\alpha = 90^\circ$).

ლორენცის ძალა, ახდენს რა დადებითი და უარყოფითი მუხტების განცალკევებას, ამოძრავებს ელექტრონებს ელექტრული ძალების მოქმედების საწინააღმდეგოდ, ანუ იგი წარმოადგენს გარე ძალას. განმარტების თანახმად, ab უბანზე მოქმედი ემ ძალა (რომელიც გამტარის მოძრაობითაა გამოწვეული და მაშასადამე, წარმოადგენს ინდუქციის ემ ძალას) ტოლია იმ მუშაობისა, რომელსაც გარე ძალა ასრულებს ამ უბანზე ერთეულოვანი დადებითი მუხტის გადასატანად ელექტროსტატიკური ძალების მოქმედების საწინააღმდეგოდ ე.ი.

$$\varepsilon_i = \phi_b - \phi_a = -El = -vBl.$$

მაგრამ გამტარის მოძრაობის სიჩქარე $v = \frac{dx}{dt}$, ამიტომ

$$\varepsilon_i = -B \frac{dx}{dt} \cdot l = -B \frac{dS}{dt},$$

სადაც $dS = ldx$ არის გამტარის მიერ dt დროში შემოწერილი ფართობი, ხოლო $BdS = d\phi$ – ინდუქციის ნაკადი ამ ფართობში. ამიტომ, საბოლოოდ

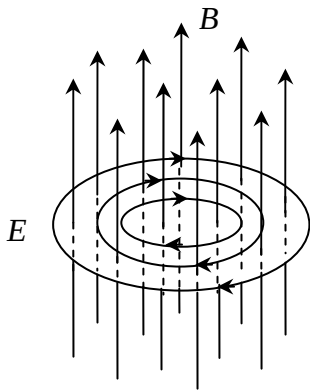
$$\varepsilon_i = -\frac{d\phi}{dt},$$

რაც გამოხატავს ელექტრომაგნიტური ინდუქციის ძირითად კანონს.

თუ ab გამტარი წარმოადგენს შეკრული კონტურის ნაწილს, მაშინ მაგნიტურ ველში მისი მოძრაობის დროს კონტურში გაივლის ინდუქციური დენი.

2. განვიხილოთ ახლა მეორე შემთხვევა, როცა გამტარი (კონტური) უძრავია, ხოლო მაგნიტური ველი – ცვლადი. ამ შემთხვევაში ინდუქციური დენის წარმოშობის ასახსნელად ზემოთ განხილული მსჯელობა არ გამოდგება, რადგან უძრავ მუხტებზე ლორენცის ძალა არ მოქმედებს. მაგრამ უძრავ მუხტებზე მოქმედებს ელექტრული ველი, რაც გვაფიქრებინებს, რომ ცვლადი მაგნიტური ველი წარმოშობს ელექტრულ ველს, რომელიც მოქმედებს ელექტრულ მუხტებზე, მოჰყავს ისინი მიმართულ მოძრაობაში და განაპირობებს ინდუქციურ დენს. ამ დასკვნამდე პირველად ინგლისელი მეცნიერი მაქსველი მივიდა, რითაც გამოავლინა ველის ახალი ფუნდამენტური თვისება – **დროში ცვლილებისას მაგნიტური ველი წარმოქმნის ელექტრულ ველს**. ეს ახალი იდეა

საფუძვლად დაედო მაქსველის სახელგანთქმულ ელექტრომაგნიტურ თეორიას, – წარმოადგენს მის პირველ ძირითად დებულებას.



$$\frac{d\vec{B}}{dt} > 0$$

სურ. 19. 2.

ხაზგასმით უნდა აღინიშნოს, რომ მაგნიტური ველის ცვლილების შედეგად აღძრულ ელექტრულ ველს აქვს სულ სხვა სტრუქტურა, ვიდრე ელექტროსტატიკურს, ანუ უძრავი ელექტრული მუხტების მიერ შექმნილ ელექტრულ ველს. იგი არ არის უშუალოდ დაკავშირებული ელექტრულ მუხტებთან და მაშასადამე მისი ძალწირები არ შეიძლება მათზე იწყებოდეს და ბოლოვდებოდეს. ისინი საერთოდ არსად არ იწყებიან და არ ბოლოვდებიან, არამედ, მაგნიტური ინდუქციის წირების მსგავსად, შეკრულ წირებს წარმოადგენენ. ასეთ ველებს, რომელთა ძალწირები შეკრული წირებია (და რომელთაც, მაშასადამე, არ გააჩნიათ წყარო) ჩვენ გრიგალური ველები

ვუწოდეთ (§4). ამრიგად, **მაგნიტური ველის ცვლილების შედეგად მიღებული ელექტრული ველი გრიგალური ველია**. გრიგალური ველის ძალწირები მოიცავს მაგნიტური ინდუქციის წირებს (სურ. 19.2). მათი მიმართულება

განისაზღვრება ლენცის წესით. კერძოდ, მაგნიტური ინდუქციის ზრდისას ($\frac{dB}{dt} > 0$)

ელექტრული ძალწირების მიმართულება $\vec{B}$ -ს მიმართულებასთან ქმნის **მარცხენა ხრახნს** (დაკავშირებულია მარცხენა ბურღის წესით)

ელექტროსტატიკურისაგან განსხვავებით, გრიგალურ ველში ჩაკეტილ წირზე შესრულებული მუშაობა ნულის ტოლი არ არის, ვინაიდან გზის ყველა უბანზე ძალისა და გადაადგილების მიმართულება ერთმანეთს ემთხვევა და მუშაობის ერთი და იგივე ნიშანი აქვს.

როგორც ვიცით (I ტომი, §129), ჩაკეტილ კონტურში (წრედში) ელექტრომამოძრავებელი ძალა აღიძვრება მხოლოდ მაშინ, როცა კონტურში მუხტებზე მოქმედებს არაელექტროსტატიკური ბუნების ანუ გარე ძალა. გარე ძალთა ველის დაძაბულობის ცირკულაცია ჩაკეტილი კონტურის გასწვრივ კონტურში მოქმედი ემ ძალის ტოლია.

უძრავ გამტარ კონტურში მაგნიტური ნაკადის ცვლილებით აღძრული გრიგალური ელექტრული ველი, ცხადია, არაელექტროსტატიკური, გარე ძალთა დაძაბულობის ველია. თუ ამ ველის დაძაბულობას აღვნიშნავთ $\vec{E}$ -თი, მისი ცირკულაცია აღნიშნული კონტურის გასწვრივ კონტურში მოქმედი ინდუქციის ემ ძალის ტოლი იქნება:

$$\varepsilon_i = \oint_l (\vec{E} d\vec{l}) = \oint_l E_l dl = -\frac{\partial \phi}{\partial t}^* \quad (19.1)$$

ფუკოს დენი. ზედაპირული ეფექტი. ინდუქციური დენი აღიძვრება არა მარტო ხაზოვან გამტარებში, არამედ მასიურ გამტარშიც, თუ მას გამოძარცვებთ (მუდმივ) მაგნიტურ ველში ან მოვითავსებთ ცვლად მაგნიტურ ველში. მასიურ გამტარებში აღძრული ინდუქციური დენები მათი შემსწავლელი ფრანგი მეცნიერის ფუკოს სახელს ატარებს. ფუკოს დენების წირები გამტარის შიგნით შეკრულია, ამიტომ მათ გრიგალურ დენებსაც უწოდებენ.

ფუკოს დენი, ისევე, როგორც ინდუქციური დენი ხაზოვან გამტარებში, ემორჩილება ლენცის წესს: მისი მაგნიტური ველი ისეა მიმართული, რომ ეწინააღმდეგება მისსავე გამომწვევ მოძრაობას, ანუ ამუხრუჭებს მას. მართლაც, თუ ჩაურთველი ელექტრომაგნიტის პოლუსებს შორის სპილენძის მასიური ქანქარა ასრულებს პრაქტიკულად მიუღწევად რხევებს, ელექტრომაგნიტის ჩართვის შემდეგ მასზე იწყებს მოქმედებას დამამუხრუჭებელი ძალა და იგი სწრაფად ჩერდება. ეს ფაქტი გამოიყენება სხვადასხვა ხელსაწყოების მოძრაობის ნაწილების (ვთქვათ, გალვანომეტრის ისრის) დასაწყნარებლად (**დემპფირებისათვის**). თუ სპილენძის ფირფიტას გავუკეთებთ რადიალურ ჭრილებს (სავარცხლისებურად), ფუკოს დენები შესუსტდება და დამამუხრუჭებელი ეფექტიც მცირე იქნება.

ვინაიდან მასიური გამტარის წინაღობა მცირეა, მასში აღძრული ფუკოს დენები დიდ მნიშვნელობას აღწევს. შესაბამისად, დიდია გამოყოფილი ჯოულის სიძლიერე. გარკვეული პირობების დაცვისას მას ლითონის გადნობაც შეუძლია. ეს ფაქტი გამოყენებულია საინდუქციო მეტალურგიულ ღუმელში. ამ ღუმელის უპირატესობაა ის, რომ დნობა შეიძლება წარმართოს ვაკუუმში, რაც იძლევა ზესუფთა მასალების მიღების შესაძლებლობას.

ხშირ შემთხვევაში ფუკოს დენების მოქმედება მანეა, ვინაიდან მასიური გამტარის გათბობაზე დახარჯული ენერგია ფუჭია. ამ შემთხვევაში ფუკოს დენების შესამცირებლად ვთქვათ, ტრანსფორმატორის გულარებს ან გენერატორის ღუზებს ამზადებენ არა მასიური ლითონისაგან, არამედ ერთმანეთისაგან განმხოლოებული თხელი ფირფიტებისაგან ან ღეროებისაგან. ამ ტექნოლოგიური უხერხულობის თავიდან ასაცილებლად, ანუ მასიური ღუზებისა და გულარების დასამზადებლად, ბოლო ათწლეულებში ფართოდ იყენებენ ფერიტებს,** რაც იმითაა განპირობებული, რომ მათში შესანიშნავი მაგნიტური თვისებები (დიდი მაგნიტური შეღწევადობა და სხვ.) შერწყმულია მაღალ ელექტრულ წინააღობასთან (10^7 - 10^{11} -ჯერ უფრო მეტი, ვიდრე ფერომაგნეტიკებში). ეს კი მინიმუმამდე ამცირებს ფუკოს დენებს. აქვე შევნიშნოთ, რომ ფერიტები წარმოადგენენ მყარ ხსნარებს, რომელიც შედგება რკინის ოქსიდისა (Fe_2O_3) და ერთი ან რამოდენიმე ლითონის ოქსიდისაგან. ესაა უპირველეს ყოვლისა მაგნეტიტი $FeOFe_2O_3$. გარდა ამისა, ფერიტის შემადგენლობაში შეიძლება შედიოდეს ლითიუმის, თუთიის, ნიკელის, კობალტის, ტყვიის,

* მაგნიტური ნაკადი, რომელიც ფიგურირებს ელექტრომაგნიტური ინდუქციის ძირითად კანონში შეიძლება შეიცვალოს სხვადასხვა გზით: კონტურის დეფორმაციით, მისი მდებარეობის შეცვლით, მაგნიტური ველის ცვლილებით და სხვა.

სრული წარმოებული $\frac{d\phi}{dt}$ ყველაფერ ამას ითვალისწი-

ნებს. კერძო წარმოებული $\frac{\partial \phi}{\partial t}$ მიუთითებს, რომ ნაკადის ცვლილება გამოწვეულია მხოლოდ მაგნიტური ველის ცვლილებით.

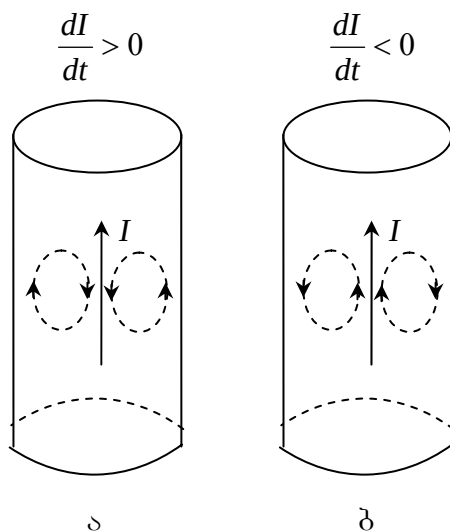
** ფერიტების ტექნიკური გამოყენების არე გაცილებით ფართოა, რომელზედაც ჩვენ არ შევჩერდებით.

სპილენძის, მანგანუმისა და სხვა ლითონების ჟანგბადები (ოქსიდები). მარტივი ფერიტების ზოგად ფორმულას აქვს სახე $MeOFe_2O_3$, სადაც Me – ერთერთი ზემოთ ჩამოთვლილი ლითონთაგანია.

გრიგალური დენები აღიძვრება სადენებშიც, თუ მათში გადის ცვლადი დენი. ამასთან, ეს დენები, ისევე როგორც ყოველგვარი ინდუქციური დენი, ცხადია, ემორჩილება ლენცის წესს. ამ წესიდან გამომდინარეობს, რომ დენის ზრდისას და შემცირებისას, გამტარში აღძრულ გრიგალურ დენებს აქვს სურ. 19.3-ზე ნაჩვენები მიმართულება. სურათიდან ჩანს, რომ ორივე შემთხვევაში გრიგალური დენები ისეა მიმართული, რომ ეწინააღმდეგებიან ძირითადი დენის ცვლილებას გამტარის შიგნით და ხელს უწყობენ მის ცვლილებას გამტარის ზედაპირის ახლოს. მაშასადამე, ცვლადი დენისათვის გამტარის შიგა ნაწილების წინააღმდეგობა უფრო მეტია ვიდრე გარე ნაწილების. ამიტომ, ცვლადი დენის სიმკვრივე გამტარის განიკვეთის სხვადასხვა ნაწილებში სხვადასხვაა – იგი მაქსიმალურია გამტარის ზედაპირზე და მინიმალურია მის ღერძზე. თუ დენის ძალა იცვლება საკმაოდ დიდი სიხშირით, მაშინ დენი გამტარის შიგნით პრაქტიკულად მოისპობა და მთლიანად გაივლის მის ზედაპირზე (უფრო ზუსტად, თხელ ზედაპირულ ფენაში). ამ მოვლენას ეწოდება ზედაპირული ეფექტი ან სკინეფექტი (ინგლისურად skin – ტყავი). წინააღმდეგობის გამოსათვლელი ფორმულა $R = \rho \frac{l}{S}$ ამ შემთხვევაში გამოუსადეგარია, ვინაიდან მასში შედის მთელი გამტარის

განიკვეთი. რადგან სკინეფექტის გამო გამტარის შიგა ნაწილები მაღალი სიხშირის დენების გატარებაში მონაწილეობას არ იღებენ, ასეთი დენების გადასაცემად მთლიან გამტარს ცვლიან მილისებრი გამტარით, ან დიდი რაოდენობის იზოლირებული წვრილი მავთულებისაგან დაწნული სადენით, რომლის სასარგებლო ზედაპირის ფარდობა უსარგებლო მოცულობასთან დიდია.

მასიურ გამტარში მაღალი სიხშირის დენის ხანმოკლე გატარებისას, სკინეფექტის გამო, გამტარის ზედაპირული ფენა ძალიან ხურდება, მაშინ როდესაც გამტარის დანარჩენი ნაწილი რჩება ცივი. ამაზეა დამყარებული ზედაპირული წრთობის მეთოდი: თუ მაღალი სიხშირის დენით



სურ. 19.3

გახურებულ ფოლადის დეტალს, ვოქვათ, კბილანას ან მუხლა ლილვს სწრაფად გავაცივებთ (ჩაუწეებთ ზეთში), დეტალის თხელი ზედაპირული ფენა აღმოჩნდება ნაწრთობი, ხოლო შიგა ნაწილი – უწრთობი, პლასტიკური. შედეგად მთლიანად დეტალი იქნება მედეგი როგორც ზედაპირული ცვეთისადმი, ასევე დარტყმითი დატვირთვებისადმი. ზედაპირული წრთობის ეს მეთოდი იმითაა შესანიშნავი, რომ ცვლადი დენის სიხშირის შეცვლით შეიძლება მოვახდინოთ წრთობა ნებისმიერ საჭირო სიღრმემდე (ზედაპირული ფენის სისქე, რომელშიც გადის დენი, უკუპროპორციულია კვადრატული ფესვისა დენის ცვლილების სიხშირისა).

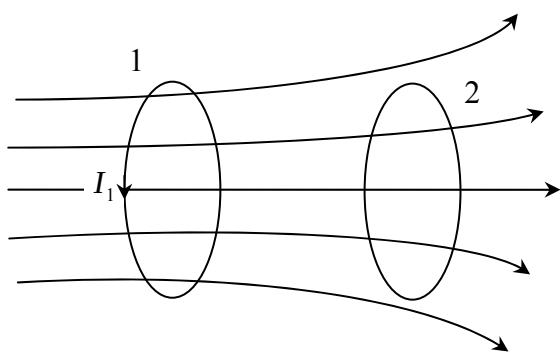
§20. ურთიერთინდუქცია

ურთიერთინდუქცია (ისევე, როგორც თვითინდუქცია) ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კერძო სახეა.

ვთქვათ, მოცემულ კონტურში გადის დენი. ამ დენის ყოველგვარი ცვლილებისას შეიცვლება მისი მაგნიტური ნაკადიც, რომელიც განჭოლავს სხვა (მეზობელ) კონტურებს და ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონის თანახმად აღძრავს მათში ინდუქციურ დენს. ამ დენს ეწოდება ურთიერთინდუქციის დენი, ხოლო მოვლენას – ურთიერთინდუქცია.

ამრიგად, ურთიერთინდუქცია ეწოდება მოცემულ კონტურში დენის ცვლილების შედეგად სხვა (მეზობელ) კონტურებში ინდუქციური დენის აღძვრას.*

განვიხილოთ ერთმანეთის მახლობლად მდებარე ორი ჩაკეტილი კონტური (სურ. 20.1). ვთქვათ პირველ კონტურში გადის I_1 დენი. იგი ქმნის მაგნიტურ ველს (B_1), რომლის ძაღძირების ნაწილი განჭოლავს მეორე კონტურს (მეორე კონტურით შემოსაზღვრულ ფართობს). მეორე კონტურის გამჭოლი ეს მაგნიტური ინდუქციის ნაკადი აღვნიშნოთ ϕ_{21} -ით. იგი, გარდა მისი შემქმნელი I_1 დენისა, დამოკიდებულია კონტურების ფორმაზე, ზომაზე, ურთიერთგანლაგებაზე და იმ გარემოს მაგნიტურ



სურ. 20.1.

თვისებებზე (μ), რომელშიც ისინია მოთავსებული. I_1 დენის ყოველგვარი ცვლილებისას შეიცვლება ϕ_{21} -იც და ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონის თანახმად, მეორე კონტურში არიძვრება ურთიერთინდუქციის ემ ძალა

$$\mathcal{E}_{21} = -\frac{d\phi_{21}}{dt}. \quad (20.1)$$

რადგანც $\mathcal{E}_{21}$ -ის აღძვრა გამოწვეულია I_1 დენის ცვლილებით, უპრიანია იგი გამოვსახოთ ამ ცვლილების საშუალებით: მაგნიტური ინდუქციის ნაკადის განმარტების თანახმად $\phi_{21} \sim B_1$, ხოლო ბიოსავარ-ლაპლასის კანონის თანახმად $B_1 \sim I_1$ ან

$$\phi_{21} = L_{21} \cdot I_1. \quad (20.2)$$

პროპორციულობის L_{21} კოეფიციენტს ეწოდება პირველი და მეორე კონტურების ურთიერთინდუქციის კოეფიციენტი ან ურთიერთინდუქციურობა. იგი დამოკიდე-

* ურთიერთინდუქციის მოვლენასთან ჩვენ უკვე გვქონდა საქმე ფარადეის მიერ ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენის აღმოჩენასთან დაკავშირებული ცდის განხილვის დროს (სურ. 19.2).

ბულია კონტურების ფორმაზე, ზომაზე, ურთიერთგანლაგებაზე და გარემოს მაგნიტურ შეღწევადობაზე (μ). თუ ზემოთ ჩამოთვლილი პარამეტრები მუდმივია, მაშინ $L_{21} = \text{const}$ და

$$\varepsilon_{21} = -\frac{d}{dt}(L_{21}I_1) = -L_{21}\frac{dI_1}{dt}. \quad (20.3)$$

დავუშვათ ახლა, რომ პირველ გამტარში დენი არ გადის, ხოლო მეორე გამტარში გამავალი დენის ძალა არის I_2 . ზემოთ ჩატარებული მსჯელობის ზუსტად გამეორებით მივიღებთ, რომ I_2 დენის ყოველგვარი ცვლილებისას პირველ კონტურში აღიძვრება ურთიერთინდუქციის ემ ძალა

$$\varepsilon_{12} = -L_{12}\frac{dI_2}{dt} \quad (20.4)$$

აქაც, L_{12} პირველი და მეორე კონტურების ურთიერთინდუქციის კოეფიციენტია.

მტკიცდება, რომ თუ კონტურები მოთავსებულია არაფერომაგნიტურ გარემოში,

$$L_{12} = L_{21}.$$

ურთიერთინდუქციის კოეფიციენტის ფიზიკური არსის გასაგებად შეიძლება ვისარგებლოთ (20.3) ან (20.4) ფორმულით. თუ (20.3)-ში დავუშვებთ, რომ $\frac{dI_1}{dt} = 1 \frac{\text{ა}}{\text{წმ}}$,

მივიღებთ: $\varepsilon_{21} = -L_{21}$. მაშასადამე, ორი კონტურის ურთიერთინდუქციის კოეფიციენტი რიცხობრივად იმ ელექტრომაგნიტურ ძალის ტოლია, რომელიც აღიძვრება ერთერთ კონტურში, როდესაც მეორეში დენის ძალა იცვლება 1 ამპერით წამში.

ურთიერთინდუქციის კოეფიციენტის ერთეული SI სისტემაში არის ჰენრი. მისი დადგენა ხდება იმავე (20.3) ფორმულიდან. თუ ამ ფორმულაში დავუშვებთ

რომ $\frac{dI_1}{dt} = 1 \frac{\text{ა}}{\text{წმ}}$ და $\varepsilon_{21} = 1 \text{ ვ}$, მაშინ $L_{21} = 1 \frac{\text{ვ} \cdot \text{წმ}}{\text{ა}} = 1 \text{ ჰენრი (ჰნ)}$. მაშასადამე, ჰენრი

არის ისეთი ორი კონტურის ურთიერთინდუქციის კოეფიციენტი, რომელთაგან ერთ-ერთში დენის ძალის შეცვლა $1 \frac{\text{ა}}{\text{წმ}}$ -ით მეორეში

აღძრავს 1 ვოლტ ურთიერთინდუქციის ელექტრომაგნიტურ ძალას.

ურთიერთინდუქციის მოვლენას დიდი გამოყენება აქვს ტექნიკაში. კერძოდ ეს მოვლენა საფუძვლად უდევს ელექტრო და რადიოტექნიკაში ფართოდ გავრცელებულ ელექტრულ მოწყობილობას ტრანსფორმატორს, რომელიც გამოიყენება ცვლადი დენის ძაბვის შესაცვლელად.

§21. თვითინდუქცია

მოცემულ კონტურში დენის ცვლილებისას წარმოქმნილი ცვლადი მაგნიტური ნაკადი განჭოლავს არა მარტო მეზობელ კონტურებს (რაც განაპირობებს ურთიერთინდუქციას), არამედ თვით ამ კონტურსაც (თავის თავსაც) და მასშიც აღძრავს ინდუქციურ დენს. ამ დენს, რომელიც აღიძვრება კონტურში მასშივე გამავალი დენის ცვლილების შედეგად, ეწოდება თვითინდუქციის დენი, ხოლო მოვლენას – თვითინდუქცია, ამრიგად,

თვითინდუქცია ეწოდება მოცემულ კონტურში დენის ცვლილების შედეგად ამავე კონტურში ინდუქციური დენის აღძვრას.*

თვითინდუქციის ელექტრომაგნიტური ძალა, ცხადია გამოითვლება იმავე ფორმულით, რითაც ურთიერთინდუქციის ემ ძალა, მაგრამ ვინაიდან ახლა ორი კონტურის ნაცვლად გვაქვს ერთი კონტური, ინდექსები აღარ არის საჭირო და გვქვია:

$$\varepsilon_s = -\frac{d\phi}{dt} \quad (21.1)$$

აქაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\phi \sim B$, ხოლო $B \sim I$, გვქვია $\phi \sim I$ ან

$$\phi = LI \quad (21.2)$$

L -ს ეწოდებენ თვითინდუქციის კოეფიციენტს ან კონტურის ინდუქციურობას. იგი დამოკიდებულია კონტურის ზომაზე, ფორმაზე და იმ გარემოს მაგნიტურ შეღწევადობაზე, რომელშიც კონტური იმყოფება,** თუ ეს პარამეტრები მუდმივია, მაშინ $L = \text{const}$ და მივიღებთ:

$$\varepsilon_s = -\frac{d}{dt}(LI) = -L \frac{dI}{dt} \quad (21.3)$$

(21.3) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ თვითინდუქციის ემმ პროპორციულია გამტარში გამავალი დენის ცვლილების სიჩქარისა. ამავე ფორმულიდან დავადგენთ ინდუქციურობის ფიზიკურ არსს:

თუ $\frac{dI}{dt} = 1 \frac{\text{ა}}{\text{წმ}}$, მაშინ $L = \varepsilon_s$. მაშასადამე, კონტურის ინდუქციურობა რიცხობრივად იმ ემ ძალის ტოლია, რომელიც აღიძვრება კონტურში მასში გამავალი დენის $1 \frac{\text{ა}}{\text{წმ}}$ -ით ცვლილებისას.

ინდუქციურობის ერთეული SI სისტემაში არის ჰენრი (ჰნ). (21.3)-დან გამომდინარეობს რომ

* თვითინდუქციის მოვლენასთან ჩვენ უკვე გვქონდა საქმე სკინეფექტის განხილვის დროს: გამტარში დენის ცვლილებისას აღძრული წრიული დენები თვითინდუქციის დენებია.

** ამ თვალსაზრისით ინდუქციურობა ანალოგიურია განცალკევებული გამტარის ტევადობისა.

$$1 \text{ კვ} = \frac{1 \text{ ვ} \cdot \text{წმ}}{1 \text{ ს}}.$$

მაშასადამე, ჰენრი არის ისეთი კონტურის ინდუქციურობა, რომელშიც აღიძვრება 1 ვოლტის ტოლი თვითინდუქციის ემ ძალა, თუ მასში დენი 1 წმ-ში იცვლება 1 ამპერით.

თვითინდუქციის მოვლენა დიდ როლს თამაშობს ელექტროტექნიკასა და რადიოტექნიკაში. წრედის ინდუქციურობა არსებით გავლენას ახდენს წრედში ცვლადი დენის გავლაზე (§37).

გამოვითვალოთ გრძელი სოლენოიდის ინდუქციურობა. დავუშვათ, მოცემულია სოლენოიდი, რომლის სიგრძე არის l , ხოლო ხვიათა რიცხვი N . ჩავთვალოთ, რომ სოლენოიდის სიგრძე ბევრად მეტია ხვიის რადიუსზე. (6.9) ფორმულის თანახმად, ასეთი სოლენოიდის ღერძზე მაგნიტური ველის ინდუქცია $B = \mu_0 n I$, სადაც μ_0 არის მაგნიტური მუდმივა, I – სოლენოიდში გამავალი დენის ძალა, ხოლო $n = \frac{N}{l}$ – ხვიათა რიცხვი სიგრძის ერთეულზე. §25-ში ჩვენ ვნახავთ, რომ ნივთიერების შეტანა მაგნიტურ ველში, ამ უკანასკნელს μ -ჯერ ზრდის, სადაც μ – მოცემული ნივთიერების მაგნიტური შეღწევადობაა. ამიტომ, თუ სოლენოიდი „ავსებულია“ ნივთიერებით, მაშინ მაგნიტური ველის ინდუქცია მის ღერძზე $B = \mu_0 \mu n I$. ამ შემთხვევაში სოლენოიდის თითოეული ხვიის გამჭოლი მაგნიტური ინდუქციის ნაკადი $\phi' = BS = \mu_0 \mu n IS$, ხოლო მთელი სოლენოიდის გამჭოლი სრული ნაკადი (ნაკადთშემაჯობა) $\phi = N\phi' = N\mu_0 \mu n IS$.

თუ სოლენოიდში დენი იცვლება, შეიცვლება მისი გამჭოლი მაგნიტური ნაკადიც, რის გამოც სოლენოიდში აღიძვრება თვითინდუქციის ემ ძალა

$$\varepsilon_s = -\frac{d\phi}{dt} = -N\mu_0 \mu n S \frac{dI}{dt}. \quad (21.4)$$

ამ ფორმულის შედარება (21.3)-თან გვაძლევს:

$$L = N\mu_0 \mu n S = \mu_0 \mu n^2 V, \quad (21.5)$$

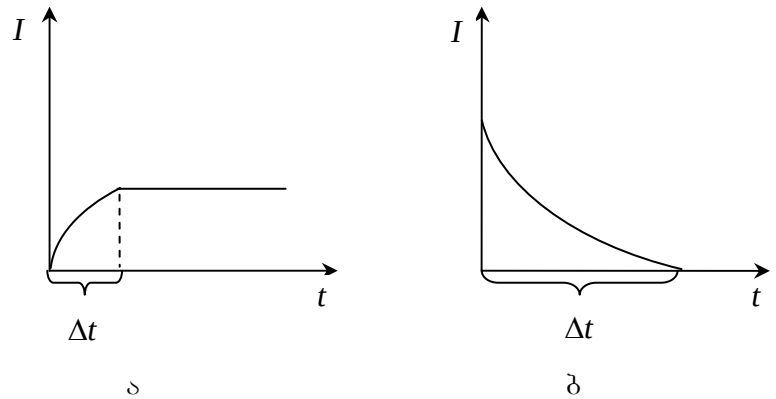
სადაც $V = Sl$ – სოლენოიდის მოცულობაა. როგორც მიღებული ფორმულა გვჩვენებს, სოლენოიდის ინდუქციურობა დამოკიდებულია მის ფორმასა და ზომაზე (n, V) და იმ ნივთიერების მაგნიტურ შეღწევადობაზე, რომელიც ავსებს სოლენოიდს. (21.5) ფორმულიდან გამომდინარეობს აგრეთვე, რომ დენის ძალის ცვლილების ერთნაირი სიჩქარის დროს დიდი რაოდენობის ხვეულების შემცველი კოჭაში უფრო დიდი თვითინდუქციის ემ ძალა აღიძვრება, ვიდრე იმავე კოჭადან დამზადებულ ერთ ხვეულში. ამიტომ, დიდი რაოდენობის ხვეულების შემცველ კოჭას, როგორც წესი, საინდუქციო კოჭას უწოდებენ. თუ ელექტრული წრედი შეიცავს საინდუქციო კოჭას (კოჭებს) ამბობენ, რომ მას გააჩნია ინდუქციურობა.

თვითინდუქციის დენს (ემ ძალას), ლენცის წესის თანახმად, ყოველთვის ისეთი მიმართულება აქვს, რომ იგი ეწინააღმდეგება კონტურში გამავალი ძირითადი დენის როგორც გაზრდას, ასევე შემცირებას. ამიტომ, რომ წრედში,

რომელსაც გააჩნია ინდუქციურობა, ჩართვისას დენის ძალა უცებ კი არ აღწევს თავის მაქსიმალურ მნიშვნელობას, არამედ თანდათან იზრდება და გარკვეული Δt დროის შემდეგ ხდება მაქსიმალური (სურ. 21.1. ა). ასევე, გამორთვისას, დენის ძალა მყისიერად კი არ ხდება ნულის ტოლი, არამედ გარკვეული Δt დროის შემდეგ (სურ. 21.1. ბ).

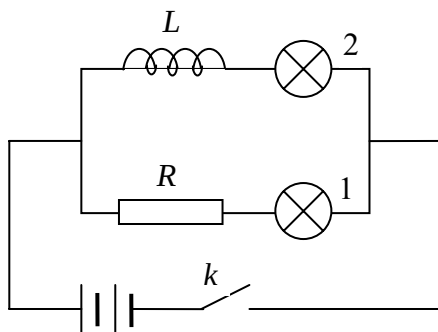
ანალოგიურ მოვლენას ჰქონდა ადგილი მექანიკაში სხეულის ინერციის სახით. შეუძლებელი იყო სხეულის სიჩქარის მყისიერად გაზრდა ან შემცირება. მაშასადამე, ელექტრულ წრედში თვითინდუქციის მოვლენა ანალოგიურია ინერციის მოვლენისა მექანიკაში. ამბობენ, რომ მაგნიტური ველი ინერციით არის აღჭურვილი.

წრედის ჩართვისა და ამორთვისას აღძრულ თვითინდუქციის დენებს ჩართვისა და ამორთვის ექსტრადენებს უწოდებენ.* ამორთვის ექსტრადენი იწვევს წრედის განრთვად უბანზე (ამომრთველზე, ჩამრახზე) ნაპერწკლის წარმოქმნას.**

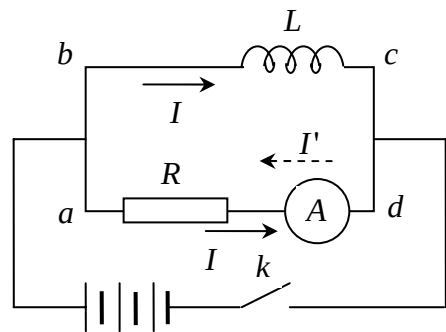


სურ. 21.1

თვითინდუქციის მოვლენას დავაკვირდეთ შემდეგი ცდით: შევადგინოთ წრედი მუდმივი დენის წყაროსა და ორი პარალელური შტოსაგან. ერთ შტოში მიმდევრობით ჩავრთოთ R წინაღობა და ნათურა (1), მეორე შტოში კი – L კოჭა და ისეთივე ნათურა (2) (სურ. 21.2). k ჩამრთველით წრედის შეკერვისას პირველი ნათურა ერთბაშად მიაღწევს მაქსიმალურ სიკაშკაშეს, მეორე ნათურა კი – თანდათან. ეს იმიტომ ხდება, რომ L კოჭაში აღიძვრება თვითინდუქციის ემ ძალა, რის გამოც



სურ. 21.2.



სურ. 21.3.

* თუ წრედის ინდუქციურობა დიდია, ამორთვის ექსტრადენი შეიძლება ბევრად მეტი აღმოჩნდეს გამორთვამდე წრედში გამავალ (ძირითად) დენზე.

** წრედის დიდი ინდუქციურობის შემთხვევაში, მისი სწრაფი განრთვისას, აღიძვრება დიდი თვითინდუქციის ემ ძალა, რომელიც იწვევს ამომრთველის კონტაქტებს შორის არსებული დიელექტრიკის (საპაერო ღრეხოს) გარღვევას (იგომი, §111) და ნაპერწკლის წარმოქმნას. ნაპერწკალი აზიანებს კონტაქტებს, ამიტომ მძლავრი დენების შემთხვევაში, ამორთვის წინ დენს თანდათანობით ასუსტებენ, თვით ამომრთველს კი ათავსებენ კარგ დიელექტრიკში, მაგალითად ზეთში.

დენის ძალა მასში მაქსიმალურ სიდიდეს აღწევს გარკვეულ Δt დროის შემდეგ.

წრედის განრთვისას თვითინდუქციის მოვლენის დასაკვირვებლად ისევ განვიხილოთ მუდმივი დენის წყაროს და ორი პარალელური შტოსაგან შედგენილი წრედი. ერთ შტოში ჩავრთოთ L კოჭა, მეორეში – R წინაღობა და ამპერმეტრი. k ჩამრთველით წრედის განრთვისას დენის წყაროს კავშირი შტოებთან წყდება. ამ დროს იკვრება ზედა ($abcd$) წრედი, რომელსაც „კვებას“ L კოჭაში აღძრული თვითინდუქციის ემ ძალა. იგი ხელს უწყობს პირვანდელი დენის შენარჩუნებას, ამიტომ განრთვის მომენტში ამპერმეტრში გაივლის I' დენი (წვევტილი ისარი), რომელსაც ექნება განრთვამდე არსებული I დენის საპირისპირო მიმართულება (უწყვეტი ისარი). თუ ad და bc შტოებში ჩავრთავთ ნათურებს, ისინი $abcd$ წრედში მიმდევრობით აღმოჩნდება ჩართული, ამიტომ ორივე ნათურა ნელნელა, მაგრამ ერთდროულად ჩაქრება.

§22. დენის ძალის ცვლილება წრედის ჩართვისა და ამორთვის დროს

წინა პარაფრაფში აღვნიშნეთ, რომ წრედის ჩართვისა და ამორთვის დროს აღიძვრება თვითინდუქციის დენები (ჩართვისა და ამორთვის ექსტრადენები), რის გამოც დენის ძალის ცვლილება წრედში განსხვავდება იმისაგან, რაც იქნებოდა თვითინდუქციის რომ არ ქონდეს ადგილი.

დავადგინოთ დენის ძალის ცვლილების კანონი წრედის ჩართვისა და ამორთვის დროს.

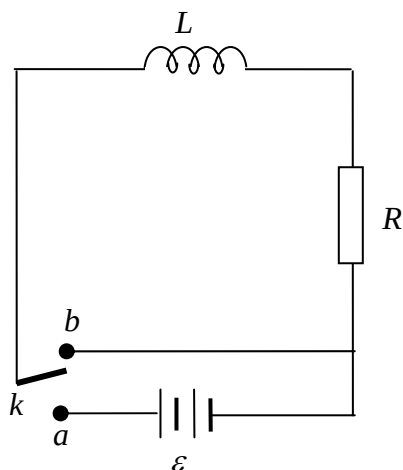
განვიხილოთ წრედი, რომელშიაც ჩართულია L ინდუქციურობა, R წინაღობა და დენის წყარო, რომლის ემ ძალაა $\mathcal{E}$ (სურ. 22.1). k ჩამრთველის საშუალებით დენის წყარო შეიძლება ჩავრთოთ ან ამოვრთოთ ისე, რომ წრედი დარჩეს შეკრული.

დავადგინოთ ჯერ დენის ძალის ცვლილების ხასიათი წრედის განრთვის დროს.

ვთქვათ, k ჩამრთველი მიერთებულია a კონტაქტზე, მაშინ წრედში გადის დენი

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}}{R}. \quad (22.1)$$

(დენის წყაროს შიგა წინაღობა უგულებელვყოფილია). საწყის $t = 0$ მომენტში გამოვრთოთ დენის წყარო, რისთვისაც k ჩამრთველი მივუერთოთ b კონტაქტს. დენის წყაროს გამორთვა გამოიწვევს I_0 დენის შემცირებას და წრედში აღიძვრება თვითინდუქციის ემ ძალა $\mathcal{E}_s$, რომელიც განაპირობებს ამორთვის ექსტრადენს (რომელსაც ძირითადი დენის მიმართულება აქვს).



სურ. 22.1.

$$I = \frac{\mathcal{E}_s}{R} = -\frac{L}{R} \frac{dI}{dt}.$$

ცვლადთა განცალკევების შემდეგ გვექნება:

$$\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} dt$$

მოვახდინოთ ინტეგრება 0-დან t -მდე (როცა $t=0$, მაშინ $I = I_0$)

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} \int_0^t dt \Rightarrow \ln \frac{I}{I_0} = -\frac{R}{L} t,$$

საიდანაც, პოტენცირების შემდეგ მივიღებთ:

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L} t} \quad (22.2)$$

(22.2) ფორმულის გრაფიკი (სურ. 22.2ა) საგნებით ეთანხმება ჩვენს თვისობრივ დასკვნას წრედის ამორთვისას დენის თანდათან და არა მკვეთრად შემცირების შესახებ. ამ ფორმულის თანახმად, ამორთვისას დენი ექსპონენციალურად მცირდება, ანუ ხდება ნულის ტოლი უსასრულოდ დიდი დროის შემდეგ. სინამდვილეში კი, ჩვეულებრივი წრედების შემთხვევაში, დენი მცირდება საკმაოდ სწრაფად და მით უფრო, რაც მეტია R და ნაკლებია L . კერძოდ, თუ წრედის ინდუქციურობა $L = 0$, მაშინ $I = 0$, ე.ი. დენის ძალა ამ შემთხვევაში ნულამდე ეცემა მყისვე.

დრო τ , რომლის განმავლობაშიც დენის ძალა შემცირდება ორჯერ $\left(I = \frac{I_0}{2}\right)$, (24.2)-ის

თანახმად ტოლია:

$$\tau = \ln 2 \frac{L}{R} \approx 0,7 \frac{L}{R}.$$

თუ მაგალითად, $L = 0,1$ ჰენრის, ხოლო $R = 0,7$ ომს, მაშინ $\tau = 0,1$ წამს. წინააღობის გაზრდისას, ან L -ის შემცირებისას, ეს დრო საგრძნობლად მცირდება.

ახლა დავადგინოთ დენის ძალის ცვლილების ხასიათი წრედის ჩართვის დროს. k ჩამრთველი გადავრთოთ a კონტაქტზე ანუ წრედში ჩავრთოთ დენის წყარო, რომლის ემ ძალაა $\mathcal{E}$. ვიდრე დენი წრედში არ მიადწევს (22.1) ფორმულით გამოსახულ დამყარებულ მნიშვნელობას, მასში, გარდა ჩართული ელექტრომაგნიტური ძალისა, იმოქმედებს დენის ზრდის შედეგად აღძრული თვითინდუქციის ემ ძალა $\mathcal{E}_s$, ამიტომ, ომის კანონის თანახმად, დენის ძალა წრედში იქნება:

$$I = \frac{\mathcal{E} + \mathcal{E}_s}{R} = I_0 - \frac{L}{R} \frac{dI}{dt},$$

საიდანაც

$$\frac{dI}{I_0 - I} = \frac{R}{L} dt,$$

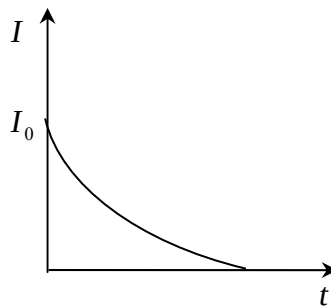
ვინაიდან $I_0 = \text{const}$, ამიტომ $dI = -d(I_0 - I)$ და საბოლოოდ გვექნება:

$$\frac{d(I_0 - I)}{I_0 - I} = -\frac{R}{L} dt,$$

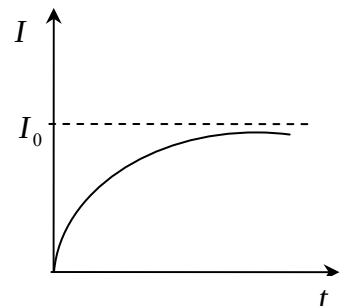
რომლის ინტეგრება გვაძლევს:

$$\ln(I_0 - I) = -\frac{R}{L} t + C. \quad (22.3)$$

ინტეგრების C მუდმივას მნიშვნელობას დავადგენთ საწყისი პირობებიდან, კერძოდ, როცა $t = 0$, მაშინ $I = 0$; ამიტომ $C = \ln I_0$. C - ამ მნიშვნელობის ჩასმით (22.3)-ში გვექნება:



ა



ბ

სურ. 22.2.

$$\ln \frac{I_0 - I}{I_0} = -\frac{R}{L}t,$$

საიდანაც, პოტენცირების შემდეგ მიიღება:

$$I = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right). \quad (22.3)$$

ასეთია დენის ძალის ცვლილების ხასიათი წრედის ჩართვის დროს. მისი გრაფიკი მოცემულია 22.2 ბ სურათზე. (22.3) ფორმულიდან ჩანს, რომ დენის ძალა აღწევს თავის მაქსიმალურ

I_0 მნიშვნელობას არა მყისვე, არამედ თანდათან, სანამ თვითინდუქციის დენი $I_0 e^{-\frac{R}{L}t}$ არ მოისპობა. ეს კი ხდება მით მალე, რაც მეტია R და ნაკლებია L .

წრედის ამორთვისას აღძრული თვითინდუქციის ექსტრადენი გამოყენებულ იქნა ზეგამტარობის შესასწავლად (იტომი, §130). ზეგამტარ მდგომარეობაში $R = 0$, ამიტომ, (22.2) ფორმულის თანახმად $I = I_0$, ანუ დენი იარსებებს წრედში რაგინდ დიდხანს.

ჰოლანდიელი მეცნიერი კამერლინგ-ონესი, რომელიც ითვლება დაბალი ტემპერატურების ფიზიკის მამამთავრად, ცდას ატარებდა შემდეგნაირად: კოჭა, რომლის ბოლოები ერთმანეთთან მოკლელაა შეერთებული, მოთავსებულია მძლავრი ელექტრომაგნიტის პოლუსებს შორის და ცივდება თხევადი ჰელიუმით გადასვლის კრიტიკულ T_k ტემპერატურაზე უფრო დაბლა. ელექტრომაგნიტის ამორთვისას სოლენოიდში აღიძვრება ინდუქციური დენი, რომელიც მიედინება კოჭაში რამდენიმე დღის განმავლობაში საგრძნობი შემცირების გარეშე.

§23. დენის მაგნიტური ველის ენერგია

როგორც ვიცით (§1), მაგნიტური ველის პირველწყაროს წარმოადგენს ელექტრული დენი. იგი წარმოიქმნება, იცვლება და ისპობა ელექტრული დენის წარმოქმნასთან, ცვლილებასთან და მოსპობასთან ერთად. მაგნიტურ ველს, ისევე როგორც ელექტრულს, გააჩნია ენერგია. რა წარმოადგენს დენის მაგნიტური ველის ენერგიის ზომას?

ამ კითხვაზე პასუხის გასაცემად დაგუშვათ, რომ L ინდუქციურობისა და R ომური წიანადობის მქონე წრედში გადის მუდმივი I დენი. ამ შემთხვევაში დენის წყაროს მიერ dt დროში შესრულებული მუშაობა $dA = I \varepsilon dt$ (სადაც ε წრედში ჩართული მუდმივი დენის წყაროს ემ ძალაა) მთლიანად იხარჯება გამტარების გათბობაზე, ანუ გამოიყოფა სითბოს სახით. ჯოულ-ლენცის კანონის თანახმად, dt დროში გამოყოფილი სითბოს რაოდენობა $dQ = I^2 R dt$. ენერგიის მუდმივობის კანონის თანახმად

$$I \varepsilon dt = I^2 R dt. \quad (23.1)$$

სულ სხვანაირადაა საქმე, როდესაც წრედში გადის ცვლადი დენი, ვთქვათ, ზრდადი დენი, რასაც ადგილი აქვს, კერძოდ, წრედის ჩართვის დროს. ამ დროს

ადიპერება თვითინდუქციის ემ ძალა $\mathcal{E}_s$, რომელიც, ლენცის წესის თანახმად, ეწინააღმდეგება დენის ზრდას. ამიტომ დენი თავის მუდმივ (მაქსიმალურ) I მნიშვნელობას აღწევს არა მყისვე, არამედ რაღაც t დროის შემდეგ. ამ დროის განმავლობაში დენის წყაროს გარკვეული დამატებითი მუშაობის შესრულება უხდება თვითინდუქციის ემ ძალის დასაძლევად, ამიტომ, ცხადია, (23.1) ფორმულით წარმოდგენილი ენერგიის მუდმივობის კანონი სამართლიანი აღარ არის.

იმის გასარკვევად, თუ რა სახეს იღებს ამ შემთხვევაში ენერგიის მუდმივობის კანონი, დავწეროთ იმის კანონი ჩაკეტილი წრედისათვის. წრედის ჩართვის მომენტიდან, ვიდრე დენის ძალა არ მიაღწევს მუდმივ I მნიშვნელობას, მასში გარდა ჩართული დენის წყაროს $\mathcal{E}$ ელექტრომამოძრავებელი ძალისა, მოქმედებს თვითინდუქციის ემ ძალა $\mathcal{E}_s = -L \frac{dI}{dt}$, ამიტომ დენის ძალა წრედში იქნება

$$I = \frac{\mathcal{E} + \mathcal{E}_s}{R} = \frac{\mathcal{E} - L \frac{dI}{dt}}{R}.$$

ტოლობის ორივე მხარე გავამრავლოთ $IRdt$ სიდიდეს:

$$I^2 R dt = I \mathcal{E} dt - LI dI,$$

საიდანაც

$$I \mathcal{E} dt = I^2 R dt + LI dI. \quad (23.2)$$

ასეთ სახეს იღებს ენერგიის მუდმივობის კანონი. (23.2) ფორმულიდან ჩანს, რომ დროის განხილულ $(0 - dt)$ პერიოდში წყაროს მიერ შესრულებული $I \mathcal{E} dt$ მუშაობის მხოლოდ ნაწილი ხმარდება ჯოულის სითბოს $(I^2 R dt)$ გამოყოფას, მეორე ნაწილი კი დაკავშირებულია ინდუქციურ მოვლენებთან და ხმარდება დენის ძალის გაზრდას dI სიდიდით. ეს მუშაობა

$$dA = LI dI. \quad (23.3)$$

სრული მუშაობა, რომელიც სრულდება დენის გასაზრდელად ნულიდან მის მაქსიმალურ I მნიშვნელობამდე, მიიღება (23.2) ტოლობის ინტეგრებით:

$$A = \int dA = \int_0^I LI dI = \frac{LI^2}{2}.$$

ვინაიდან დენის გაზრდისას იზრდება მისი მაგნიტური ველი, ბუნებრივია ჩავთვალოთ, რომ A წარმოადგენს დენის მაგნიტური ველის შექმნაზე შესრულებულ დამატებით მუშაობას, ანუ დენის მაგნიტური ველის ენერგიის ზომას:

$$W_m = A = \frac{LI^2}{2} \quad (23.4)$$

მიღებული ფორმულა მსგავსია კინეტიკური ენერგიის ფორმულისა $\left(W = \frac{mv^2}{2}\right)$. მასში მასის მაგივრობას ასრულებს ინდუქციურობა (რომელიც

წარმოადგენს კონტურის ინერციულობის ზომას), ხოლო სიჩქარის მაგივრობას – დენის ძალა. ასეთი მსგავსებას ადგილი აქვს მაგნეტიზმისა და მექანიკის სხვა ფორმულებს შორისაც.

(23.4) ფორმულაში დენის მაგნიტური ველის ენერგია გამოსახულია გამტარის დამახასიათებელი სიდიდეებით (L, I). გამოვსახოთ ეს ენერგია თვით ველის დამახასიათებელი სიდიდეებით. ამისათვის გავიხსენოთ, რომ გრძელი სოლენოიდის შიგნით ველი ერთგვაროვანია და მის ღერძზე მაგნიტური ველის ინდუქცია (ფორმულა 6.9) $B = \mu_0 \mu n I$, ხოლო ასეთი სოლენოიდის ინდუქციურობა (ფორმულა 23.5) $L = \mu_0 \mu n^2 V$ (n არის ხვიათა რიცხვი სოლენოიდის სიგრძის ერთეულზე, V – სოლენოიდის მოცულობა). თუ L -ის მნიშვნელობას შევიტანთ (23.4)-ში მივიღებთ, რომ სოლენოიდის შიგნით ერთგვაროვანი ველის ენერგია

$$W_m = \frac{1}{2} \mu_0 \mu n^2 I^2 V.$$

მაგრამ

$$nI = \frac{B}{\mu_0 \mu},$$

ამიტომ

$$W_m = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0 \mu} V. \quad (23.5)$$

მაგნიტური ველის ინდუქცია $B = \mu_0 \mu H$ (§27), ამიტომ დენის მაგნიტური ველის ენერგია შეიძლება დაიწეროს შემდეგი საში ეკვივალენტური ფორმით, რომლებიც ამ ენერგიის გამოსახვენ მაგნიტური ველის დამახასიათებელი სიდიდეებით (B, H, V):

$$W_m = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0 \mu} V = \frac{1}{2} \mu_0 \mu H^2 V = \frac{1}{2} B H V. \quad (23.6)$$

ვინაიდან ველი ერთგვაროვანია, მისი ენერგია W_m განაწილებულია ველის მთელ მოცულობაში თანაბრად. ენერგიის მოცულობითი სიმკვრივე ანუ მოცულობის ერთეულის ენერგია

$$\omega_m = \frac{W_m}{V} = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0 \mu} = \frac{1}{2} \mu_0 \mu H^2 = \frac{1}{2} B H. \quad (23.7)$$

აღსანიშნავია, რომ ისევე, როგორც ელექტრული ველის შემთხვევაში (23.7) ფორმულები სამართლიანია არაერთგვაროვანი ველისათვისაც. განსხვავებაა ისაა,

რომ ერთგვაროვანი ველის შემთხვევაში ω_m სივრცის ყველა წერტილში ერთნაირია, არაერთგვაროვანი ველის შემთხვევაში კი წერტილიდან წერტილამდე იცვლება.

ჩვენ განვიხილეთ წრედის ჩართვის შემთხვევა და მივიღეთ გამოსახულება დენის მაგნიტური ველის ენერგიისათვის. წრედის განრთვისას დენი ისპობა და დენის მიერ მომარაგებული ენერგია გამოიყოფა ამა თუ იმ სახით. ეს მუდავნდება საკმაოდ მძლავრ ნაპერწკალში, რომელიც დიდი ინდუქციურობის წრედში წარმოიქმნება. თუ წრედი ისეა შედგენილი, რომ დენის წყაროს ამორთვისას ხდება კოჭას ბოლოების მიერთება R წინააღობაზე (სურ. 22.1, k ჩამრთველი გადაირთო a კონტურიდან b -ზე), მაშინ ამ კოჭაში აღძრული ამორთვის ექსტრადენის ენერგია გამოიყოფა R წინააღობაზე ჯოულის სითბოს სახით.

თაზო III

მაგნიტური ველი ნივთიერებაში

§24. მაგნეტიკები

აქამდე ჩვენ ვიხილავდით მაგნიტურ მოვლენებს ვაკუუმში. დავუშვათ ახლა, რომ სივრცე, რომელშიც დენიანი გამტარია მოთავსებული, შევსებულია გარემოთი.

ცლა და თეორია გვიჩვენებს, რომ ბუნებაში არსებული ყველა სხეული მაგნიტურად აქტიურია იმ გაგებით, რომ მაგნიტდება გარეშე მაგნიტურ ველში შეტანისას და იწვევს მის ცვლილებას. მაგნიტურად აქტიურ სხეულებს ზოგჯერ **მაგნეტიკებსაც** უწოდებენ.

მაგნიტური აქტიურობის თვალსაზრისით ანსხვავებენ სუსტმაგნიტურ და ძლიერმაგნიტურ სხეულებს. სუსტმაგნიტურ სხეულებს მიეკუთვნება **პარამაგნიტური და დიამაგნიტური** სხეულები (პარამაგნეტიკები და დიამაგნეტიკები), ძლიერმაგნიტურს კი – **ფერომაგნიტური** სხეულები (აგრეთვე **ანტიფერომაგნიტური და ფერიმაგნიტური** სხეულები. ფერიმაგნიტურ სხეულებს, რომლებსაც, ნახევარგამტარული თვისებებიც აქვთ, **ფერიტები** ეწოდება).

გავიხსენოთ ჯერ, რა მოვლენას ჰქონდა ადგილი დიელექტრიკის შეტანისას ელექტროსტატიკურ ველში. ველში შეტანისას დიელექტრიკი პოლარიზდება, რის შედეგადაც მის ზედაპირზე წარმოიქმნება ბმული ელექტრული მუხტები გარკვეული σ' ზედაპირული სიმკვრივით (სიმარტივისათვის ვუშვებთ, რომ დიელექტრიკი ერთგვაროვანია). ეს მუხტები ქმნიან თავის ელექტროსტატიკურ ველს, რომელიც იკრიბება თავდაპირველ ველთან – თავისუფალი მუხტების მიერ შექმნილ ველთან.

თუ თავისუფალი მუხტების მიერ შექმნილი ველის დაძაბულობას აღვნიშნავთ $\vec{E}_0$ -ით, ბმული მუხტებისას $\vec{E}'$ -ით, მაშინ ჯამური ველის დაძაბულობა სხეულის შიგნით

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'.$$

აღსანიშნავია, რომ $\vec{E}'$ ყოველთვის $\vec{E}_0$ -ის საწინააღმდეგოდაა მიმართული, რაც იმას ნიშნავს, რომ დიელექტრიკის შეტანისას ელექტროსტატიკურ ველში ველი სუსტდება.

ანალოგიურად, მაგნეტიკის შეტანისას გარეშე (მაკროდენების მიერ შექმნილ) მაგნიტურ ველში, იგი მოდის განსაკუთრებულ მდგომარეობაში – მაგნიტდება. დამაგნიტებული მაგნეტიკი ქმნის (აღძრავს) საკუთარ მაგნიტურ ველს, რომელიც იკრიბება გარეშე მაგნიტურ ველთან და ცვლის მას. თუ გარეშე მაგნიტური ველის ინდუქციას აღვნიშნავთ $\vec{B}_0$ -ით, დამაგნიტებული მაგნეტიკის მიერ შექმნილი ველის ინდუქციას $\vec{B}'$ -ით,* მაშინ, სუპერპოზიციის პრინციპის თანახმად, ჯამური ველის ინდუქცია სხეულის შიგნით

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'. \quad (24.1)$$

ან, ვინაიდან $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$, $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{B}'$.

დიელექტრიკისაგან განსხვავებით, $\vec{B}'$ -ს შეიძლება ჰქონდეს $\vec{B}_0$ -ის როგორც საწინააღმდეგო, ისე თანხვედნილი მიმართულება. მაშასადამე, მაგნეტიკის შეტანისას მაგნიტურ ველში ეს უკანასკნელი შეიძლება როგორც შესუსტდეს, ისე გაძლიერდეს. ისეთ მაგნეტიკებს, რომლებიც იწვევენ მაგნიტური ველის შესუსტებას, დიამაგნეტიკები ეწოდება, ხოლო ისეთ მაგნეტიკებს, რომლებიც აძლიერებენ გარეშე მაგნიტურ ველს – პარამაგნეტიკები. როგორც ღია, ასევე პარამაგნიტური სხეულები გარეშე მაგნიტური ველის არარსებობის შემთხვევაში მაგნიტურ თვისებებს არ ამჟღავნებს.

აღსანიშნავია, რომ ყველა დიამაგნიტური სხეულისთვის, აგრეთვე პარამაგნიტური სხეულების დიდი უმრავლესობისთვის, B' მცირეა B_0 -თან შედარებით. მაშასადამე, ამ სხეულების შეტანა გარეშე მაგნიტურ ველში უმნიშვნელოდ ცვლის მას. მაგრამ პარამაგნიტური სხეულებისაგან გამოიყოფა მცირერიცხოვანი, მაგრამ მეტად დიდი პრაქტიკული მნიშვნელობის მქონე ჯგუფი სხეულებისა, რომელთათვისაც $B' \gg B_0$, ე.ი. ამ სხეულების შეტანა მაგნიტურ ველში იწვევს ამ

* დამაგნიტება დაკავშირებულია სხეულში მიკროდენების არსებობასთან, ამიტომ, სხეულში აღძრულ დამატებით ველს ზოგჯერ მიკროდენების ველს უწოდებენ.

უკანასკნელის მკვეთრ ზრდას. მათ, ჯგუფის მთავარი წარმომადგენლის – რკინის მიხედვით, **ფერომაგნეტიკები** ეწოდება.

დაბოლოს შევნიშნოთ, რომ დამაგნიტებული სხეულის საკუთარი მაგნიტური ველი (B'), როგორც სხეულის შიგნით, ისე მის გარეთ, დამოკიდებულია არა მარტო ნივთიერების გვარობაზე, არამედ სხეულის ფორმაზეც (ღერო, ბირთვი, რგოლი და სხვ.). მაგრამ აღმოჩნდა, რომ ასეთი დამოკიდებულების უგულებელყოფა შეიძლება, თუ დამამაგნიტებელი ველი ერთგვაროვანია და გამოსაკვლევი ნივთიერება მთლიანად ავსებს მას. ასეთი პირობების განხორციელება შესაძლებელია, თუ, მაგალითად, გამოსაკვლევ ნივთიერებას მივცემთ ცილინდრის ფორმას და მოვათავსებთ მას გრძელი სოლენოიდის შიგნით.

§25 დამაგნიტების ვექტორი. ნივთიერების მაგნიტური შეღწევა

სხეულის დამაგნიტების ხარისხის დასახასიათებლად შემოტანილია დამაგნიტების ვექტორის ცნება. დამაგნიტების ვექტორი ეწოდება მაგნეტიკის ერთეულ მოცულობაში მოთავსებულ მოლეკულათა მაგნიტური მომენტების ვექტორულ ჯამს. თუ ΔV მოცულობის მაგნიტურ მომენტს ავღნიშნავთ $\sum_{i=1}^N \vec{P}_{mi}$ ით, მაშინ, განმარტების თანახმად,

$$\vec{P} = \frac{\sum_{i=1}^N \vec{P}_{mi}}{\Delta V}, \quad (25.1)$$

სადაც $\vec{P}_{mi}$ i -ური მოლეკულის მაგნიტური მომენტია, ხოლო N – მოლეკულების საერთო რიცხვი ΔV მოცულობაში. ΔV უნდა იყოს იმდენად მცირე, რომ მის ფარგლებში ველი შეიძლება ჩაითვალოს მუდმივად. თუ მაგნეტიკი ერთგვაროვანი და იზოტროპიულია, მის ყველა მოლეკულას აქვს ერთნაირი მაგნიტური მომენტი $\vec{P}_m$, მაშინ (ნაჯერობამდე დამაგნიტების შემთხვევაში)

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N \vec{P}_{mi} &= N \vec{P}_m & \text{და} \\ \vec{P} &= \frac{N \vec{P}_m}{V} = n \vec{P}_m, \end{aligned} \quad (25.2)$$

სადაც $n = \frac{N}{V}$ მოლეკულების კონცენტრაციაა.

წრიული დენის მაგნიტური მომენტის განმარტებიდან გამომდინარეობს (§3), რომ SI სისტემაში დამაგნიტების ვექტორის საზომი ერთეულია ა/მ.

ვინაიდან სხეულის დამაგნიტება შედეგია მიკროდენებზე გარეშე მაგნიტური ველის (H) მოქმედებისა, ცხადია, რომ დამაგნიტების ხარისხი ($\vec{P}$) დამოკიდებული იქნება ამ ველის სიდიდეზე. ცდა გვიჩვენებს, რომ სუსტმაგნიტური სხეულებისთვის $\vec{P}$ -სა და $\vec{H}$ -ს შორის წრფივი დამოკიდებულება არსებობს და იზოტროპული გარემოს შემთხვევაში აქვს შემდეგი სახე:

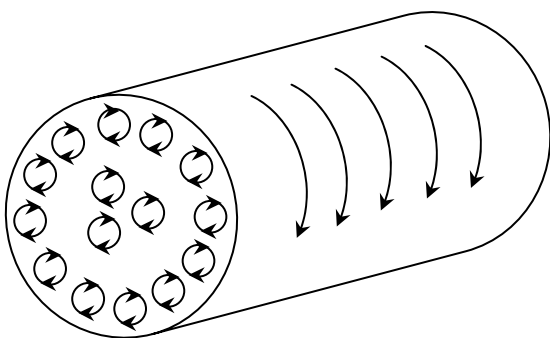
$$\vec{P} = k_m \vec{H}^* \quad (25.3)$$

ან (2.1) -ის გათვალისწინებით

$$\vec{P} = \frac{k_m}{\mu_0} \vec{B}_0, \quad (25.4)$$

k_m პროპორციულობის კოეფიციენტს ნივთიერების მაგნიტური ამთვისებლობა ან დამაგნიტების კოეფიციენტი ეწოდება. იგი უგანზომილებო სიდიდეა, ვინაიდან $\vec{P}$ და $\vec{H}$ ერთი და იმავე ერთეულებით იზომება. k_m დამოკიდებულია ნივთიერების გვარობაზე, ამასთან ცხადია, რომ პარამაგნეტიკებისათვის იგი დადებითია ($\vec{P}$ -ს აქვს $\vec{H}$ -ის მიმართულება), დიამაგნეტიკებისათვის კი – უარყოფითი.

(25.3) ფორმულის ფიზიკური არსი ნათელია. მართლაც, რაც უფრო ძლიერია გარეშე მაგნიტური ველი, პარამაგნიტური სხეულების შემთხვევაში მით უფრო უკეთესად ახდენს მიკროდენების ორიენტაციას (რომლის ხელშემშლელი ფაქტორი სითბური მოძრაობაა), ხოლო დიამაგნიტური სხეულების შემთხვევაში მით უფრო დიდ ინდუცირებულ მომენტს წარმოქმნის (§27). ამიტომ გარეშე ველის ზრდით პროპორციულად იზრდება მიკროდენების საშუალო ველიც. მიკროდენების ველი კოლინეარულია (მიმართულია იმავე წრფის გასწვრივ) მაკროდენების ველისა და მისი პროპორციულია.



სურ. 25. 1

ცხადია, რომ უნდა არსებობდეს გარკვეული კავშირი დამაგნიტების $\vec{P}$ ვექტორსა და დამაგნიტებული სხეულის (მაგნეტიკის) საკუთარ (მიკროდენების) $\vec{B}'$ მაგნიტურ ველს შორის. დავადგინოთ ეს კავშირი.

დავუშვათ, რომ ერთგვაროვანი იზოტროპიული მაგნეტიკი მთლიანად ავსებს იმ სივრცეს, სადაც გარეშე მაგნიტური ველის

* ასეთ პროპორციულობას ადგილი აქვს დიამაგნიტური სხეულებისათვის და იმ შემთხვევაში, თუ H არ არის ძალიან დიდი, ხოლო ტემპერატურა ძალიან დაბალი – პარამაგნიტური სხეულებისათვისაც. ფერომაგნიტური სხეულებისათვის ასეთ პროპორციულობას ადგილი არა აქვს. გარდა ამისა, თუ მაგნეტიკი ანიზოტროპულია, $\vec{P}$ და $\vec{H}$ ვექტორების მიმართულებები შეიძლება არც დავითხვეს ერთმანეთს. ასეთი მაგნეტიკისათვის კავშირი $\vec{P}$ -სა და $\vec{H}$ -ს შორის ხორციელდება მაგნიტური ამთვისებლობის ტენზორის საშუალებით.

ინდუქცია ნულისაგან განსხვავებულია. სიმარტივისათვის დავუშვათ, რომ მაგნეტიკი წარმოადგენს ცილინდრული ფორმის სხეულს, რომელიც მოთავსებულია მისი მსახველის პარალელურ მაგნიტურ ველში, მაგალითად, გრძელი სოლენოიდის შიგნით. ვინაიდან სოლენოიდის შიგნით ველი ერთგვაროვანია ($\vec{B}_0 = \text{const}$), მაგნეტიკიც ერთგვაროვნად დამაგნიტდება ($\vec{P} = \text{const}$). სოლენოიდის ველის მოქმედებით წრიული მოლეკულური დენების მაგნიტური მომენტები ორიენტირდებიან ცილინდრის ღერძის გასწვრივ, თვით წრიული დენები კი ამ ღერძის მართობულად, როგორც ეს ნახვენებია 25.1 სურათზე. განვიხილოთ მაგნეტიკის ერთერთი განივიკვეთი. რადგან $\vec{P} = \text{const}$, შეიძლება ჩაითვალოს, რომ ამ კვეთაში ყველა მოლეკულური დენი ერთნაირია, რაც გამოიწვევს მათ ურთიერთგაბათილებას კვეთის შიგნით. გაუბათილებელი რჩება დენები მხოლოდ კვეთის გარე კონტურზე, ამიტომ შეიძლება ითქვას, რომ სხეულის საკუთარი მაგნიტური ველი $\vec{B}'$ შექმნილია ცილინდრის ღერძის მართობული წრიული დენებით, რომლებიც ცილინდრის გარე ზედაპირზე მიედინებიან. ეს დენები მსგავსია სოლენოიდში გამავალი დენისა, ამიტომ ისინი სხეულის შიგნით ქმნიან მაგნიტურ ველს, რომლის B' ინდუქციის გამოსათვლელად შეიძლება ვისარგებლოთ (6.9) ფორმულით სოლენოიდის მაგნიტური ველის ინდუქციისათვის. თუ ერთ-ერთი წრიული დენის სიდიდე არის I' , ხოლო ცილინდრის ერთეულ სიგრძეზე მათი რიცხვი n , მაშინ (6.9) ფორმულის თანახმად

$$B' = \mu_0 n I' . \quad (25.5)$$

მეორე მხრივ, განვიხილოთ მაგნეტიკის მცირე Δl ელემენტი, რომლის მოცულობა $\Delta V = S \Delta l$, სადაც S ნიშნუშის განიკვეთის ფართობია. წრიულ დენტა რაოდენობა ამ ელემენტზე იქნება $n \Delta l$, ხოლო მისი მაგნიტური მომენტი

$$\begin{aligned} \left| \sum_{i=1}^N \vec{P}_{mi} \right| &= n \Delta l I' S' . \\ \text{დამაგნიტების } P \text{ ვექტორის სიდიდე} \\ P &= \frac{\left| \sum_{i=1}^N \vec{P}_{mi} \right|}{\Delta V} = \frac{n \Delta l I' S}{S \Delta l} = n I' . \end{aligned} \quad (25.6)$$

(25.5) და (25.6) ფორმულების შედარება გვაძლევს

$$B' = \mu_0 P . \quad (25.7)$$

დამაგნიტების განხილული მექანიზმიდან ცხადია, რომ $\vec{B}'$ და $\vec{P}$ ვექტორები პარალელურნი არიან, ამიტომ (25.7) ტოლობას ვექტორული ხასიათიც ექნება:

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{P} . \quad (25.8)$$

შევიტანოთ (25.8) ფორმულაში $\vec{P}$ -ის მნიშვნელობა (25.4)-დან

$$\vec{B}' = \mu_0 \frac{k_m}{\mu_0} \vec{B}_0 = k_m \vec{B}_0$$

და $\vec{B}'$ -ის მიღებული მნიშვნელობა ჩავსვათ (24.1)-ში

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \vec{B}_0(1 + k_m),$$

ან

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_0. \quad (25.9)$$

უგანზომილებო სიდიდეს $\mu = 1 + k_m$ ეწოდება ნივთიერების **ფარდობითი მაგნიტური შეღწევადობა**, ან უბრალოდ მაგნიტური შეღწევადობა. მაგნიტური შეღწევადობა ნივთიერების მნიშვნელოვანი მაგნიტური მახასიათებელია. იგი გვიჩვენებს, თუ რამდენჯერ მეტია (ან ნაკლებია) მაკროდენის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველის ინდუქცია მოცემულ ნივთიერებაში ($\vec{B}$) ვიდრე სივრცეში ($\vec{B}_0$).

დიამაგნიტური სხეულებისათვის $k_m < 0$, ამიტომ $\mu < 1$; პარამაგნიტური სხეულებისათვის $k_m > 0$ და $\mu > 1$;

უნდა აღინიშნოს, რომ როგორც დია-, ისე პარამაგნიტური ნივთიერებებისათვის k_m მეტად მცირეა (შესაბამისად 10^{-9} და 10^{-7} რიგისა), რის გამოც მათთვის μ უმნიშვნელოდ განსხვავდება ერთისაგან. ფერომაგნიტური სხეულებისათვის $\mu \gg 1$.^{*} თუ (25.9) ფორმულაში გავითვალისწინებთ, რომ $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$, გვექნება:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}. \quad (25.10)$$

მივიღეთ მეტად მნიშვნელოვანი შედეგი: აღმოჩნდა, რომ რიგ შემთხვევებში მაგნიტური ველის ძირითადი მახასიათებლის $\vec{B}$ ინდუქციის ვექტორის განსაზღვრა შესაძლებელია მიკროდენების ველის ცოდნის გარეშე – საკმარისია განვსაზღვროთ მაკროდენების მაგნიტური ველი და ვიცოდეთ გარემოს მაგნიტური შეღწევადობა. მაგრამ უნდა გვახსოვდეს, რომ (25.9) და, მაშასადამე (25.10) ფორმულით გამოსახული მარტივი კავშირი $\vec{B}$ -სა და $\vec{B}_0$ -ს, $\vec{B}$ -სა და $\vec{H}$ -ს შორის სამართლიანია მხოლოდ ერთგვაროვანი, იზოტროპული მაგნეტიკებისათვის, რომლებიც მთლიანად ავსებენ იმ სივრცეს, სადაც გარეშე ველი $\vec{H} \neq 0$. ყველა სხვა შემთხვევაში $\vec{B}$ -ს გასაგებად საჭიროა მიკროდენების მაგნიტური ველების სათანადო გათვლა, რაც გაცილებით რთულია.^{**}

^{*} 25.9 თანაფარდობა მართებულია ფერომაგნეტიკებისათვისაც, მაგრამ ამ სხეულებში μ მუდმივი კი არ არის, არამედ დამოკიდებულია დამამაგნიტებელი ველის სიდიდეზე (§32).

^{**} ნებისმიერი გარემოსათვის ვარგისი უნივერსალური კავშირი $\vec{B}$ -სა და $\vec{H}$ -ს შორის მოცემულია §31-ში.

§26. ელექტრონებისა და ატომების მაგნიტური მომენტი

როგორც § 24-ში აღვნიშნეთ, მაგნიტურ აქტივობას ამჟღავნებს უკლებლივ ყველა სხეული, ამიტომ ბუნებრივია დავუშვათ, რომ სხეულის მაგნიტური თვისებები განპირობებულია ელემენტარული ნაწილაკებით, რომლებისგანაც შედგება ყოველი ატომი. ყველა ატომისათვის საერთო ასეთი ელემენტარული ნაწილაკებია ელექტრონები, პროტონები და ნეიტრონები. გამოკვლევებით დადგინდა, რომ პროტონებისა და ნეიტრონების მაგნიტური მომენტები თითქმის 1000-ჯერ ნაკლებია ელექტრონის უმცირეს მაგნიტურ მომენტზე, ამიტომ პირველ მიახლოებაში ბირთვის მაგნიტური მომენტი შეიძლება უგულებელვყოთ და ჩავთვალოთ, რომ ატომის მაგნიტური თვისებები მთლიანად განპირობებულია ელექტრონებით.

შევაფასოთ ელექტრონის მაგნიტური მომენტი. განვიხილოთ უმარტივესი შემთხვევა, როცა ერთი ელექტრონი, რომლის მასაა m , ხოლო მუხტი e , მოძრაობს უძრავი დადებითი ბირთვის გარშემო წრიულ ორბიტაზე (წყალბადის ატომი). ელექტრონის ეს მოძრაობა განაპირობებს წრიულ დენს, რომლის მაგნიტურ მომენტს ელექტრონის ორბიტული მაგნიტური მომენტი (p_0) ეწოდება. განმარტების თანახმად, $p_0 = IS$, სადაც I არის დენის ძალა, ხოლო S – ორბიტის ფართი.

$I = ev$, სადაც $v = \frac{1}{T}$ ბრუნთა რიცხვია ერთ წამში, ხოლო $S = \pi r^2$, სადაც r წრიული ორბიტის რადიუსია. თუ ელექტრონის წირულ სიჩქარეს აღვნიშნავთ v –თი, $v = \frac{v}{2\pi r}$, ამიტომ მაგნიტური მომენტისთვის გვექნება:

$$p_0 = IS = \frac{ev}{2\pi r} \pi r^2 = \frac{1}{2} ev r. \quad (26.1)$$

ელექტრონს, ორბიტული მაგნიტური მომენტის გარდა, გააჩნია იმპულსის ორბიტული მექანიკური მომენტი $\vec{L}_0$.

$$\vec{L}_0 = m[\vec{r} \vec{v}] \quad L_0 = m v r.$$

მაგნიტური მომენტის შეფარდებას შესაბამის მექანიკურ მომენტთან ეწოდება გირომაგნიტური ფარდობა (G) და ორბიტული მომენტისათვის იგი ტოლი:

$$G_0 = \frac{p_0}{L_0} = \frac{1}{2} \frac{ev r}{m v r} = \frac{1}{2} \frac{e}{m}, \quad (26.2)$$

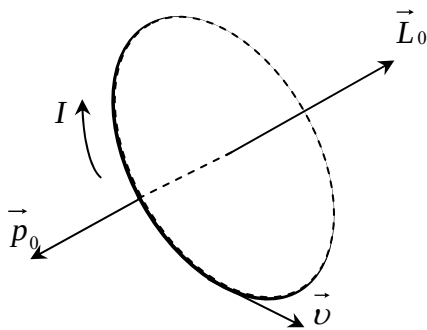
საიდანაც

$$p_0 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} L_0. \quad (26.3)$$

თუ გავითვალისწინებთ p_0 -ის და L_0 -ის მიმართულებებს (სურ.26.1), ტოლობა (26.3) ვექტორულად შემდეგნაირად ჩაიწერება:

$$\vec{p} = -G_0 \vec{L}_0 = -\frac{1}{2} \frac{e}{m} \vec{L}_0. \quad (26.4)$$

(26.4) ფორმულა ერთმანეთთან აკავშირებს ელექტრონის ორბიტულ მაგნიტურ და მექანიკურ მომენტებს. ამ ფორმულაში არ შედის ელექტრონის ორბიტის ნომერი. მაშასადამე, ორბიტული გირომაგნიტური ფარდობა ნებისმიერი ორბიტისათვის ერთნაირია და უდრის $\frac{1}{2} \frac{e}{m}$ -ს.



სურ. 26.1

შეიძლება ჩვენება, რომ (26.4) ფორმულა, რომელიც მივიღეთ წრიული ორბიტისათვის, ზოგადია და მართებულია ელექტრონის ნებისმიერი ელიფსური ორბიტისთვისაც.

ვიცით, რომ ბორის პოსტულატის თანახმად, რომელიც განსაზღვრავს სტაციონალური

ორბიტის რადიუსს, ელექტრონის იმპულსის ორბიტული მომენტი $\frac{h}{2\pi}$ რიცხვის ჯერადია:

$$L_{on} = n \cdot \frac{h}{2\pi},$$

სადაც $n = 1, 2, 3, \dots$ განსაზღვრავს ორბიტის ნომერს, ხოლო $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ ჯ.წმ პლანკის მუდმივაა.

თუ L_{on} -ის მნიშვნელობას შევიტანთ (26.3)-ში, წყალბადის ატომის ორბიტული მაგნიტური მომენტისათვის მივიღებთ:

$$p_{on} = n \frac{eh}{4\pi m}.$$

ორბიტული მაგნიტური მომენტის უმცირესი მნიშვნელობა მიიღება, როცა ელექტრონი მოძრაობს პირველ ორბიტაზე ($n=1$). ამ ელემენტარულ მაგნიტურ მომენტს ბორის მაგნეტონი ეწოდება და აღინიშნება μ_B -თი:

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi m} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 6,62 \cdot 10^{-34}}{4 \cdot 3,14 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}} = 0,927 \cdot 10^{-23} \frac{\text{ჯ}}{\text{ტლ}};$$

ბირთვის გარშემო ბრუნვის გამო ელექტრონი წააგავს ბზრიალას, ეს გარემოება საფუძვლად უდევს გირომაგნიტურ ანუ მაგნიტომექანიკურ მოვლენებს – მაგნეტიკის დამაგნიტება იწვევს მის ბრუნვას და პირიქით, მაგნეტიკის ბრუნვა

იწვევს მის დამაგნიტებას. პირველი მოვლენის არსებობა ექსპერიმენტულად დაამტკიცეს აინშტაინმა და დეჰაასმა, მეორესი—ბარნეტმა.

1. ბარნეტის ცდა (1914 წ.).

თუ რკინის პატარა ცილინდრს სწრაფად ვაბრუნებთ საკუთარი ღერძის გარშემო, ცილინდრი დამაგნიტდება. ამ ეფექტის მიზეზია ის გარემოება, რომ ნივთიერების ატომებს გააჩნია როგორც მაგნიტური, ისე მექანიკური მომენტები, რომლებიც, როგორც ეს ვაჩვენეთ ელექტრონის ორბიტული ბრუნვის მაგალითით, ერთმანეთთან ხისტადაა დაკავშირებული (ფორმულა 26.4) და, მაშასადამე, ერთის ცვლილებამ უნდა გამოიწვიოს მეორეს ცვლილება. ცილინდრის ბრუნვის დროს, „ელექტრონული ბზრიალები“, გიროსკოპის მზგავსად, ცდილობენ მიიღონ ისეთი ორიენტაცია, რომ მათი მექანიკური მომენტები ცილინდრის ბრუნვის ღერძის პარალელური იყოს. ჩვეულებრივ, მექანიკური მომენტები ქაოსურადაა ორიენტირებული და მათი ასეთი მოწესრიგება იწვევს მაგნიტური მომენტების სათანადო მოწესრიგებას, რის შემდეგაც ცილინდრი მაგნიტდება.

უნდა აღინიშნოს, რომ ბარნეტის ეფექტით გამოწვეული დამაგნიტება ძალიან მცირეა: მაგნიტური ველის დაძაბულობა, რომელსაც ქმნის ცილინდრი, როცა იგი წამში 100 ბრუნს აკეთებს, 1000-ჯერ ნაკლებია დედამიწის მაგნიტური ველის დაძაბულობაზე. ამიტომ ამ ეფექტის დაკვირვება შეიძლება მხოლოდ ძლიერმაგნიტურ სხეულებზე – ფერომაგნეტიკებზე.

2. აინშტაინის და დეჰაასის ცდა (1915 წ.).

ამ ცდაში რკინის ცილინდრი (ღერო) ჩამოკიდებულია სოლენოიდის შიგნით კვარცის წვრილ ძაფზე (სურ. 26.2). სოლენოიდში დენის გატარებისას ღერო შემობრუნდება გარკვეული კუთხით, რომლის სიდიდესაც გვიჩვენებს სარკეზე ათინათის გადაადგილება.

ამ მოვლენასაც საფუძვლად უდევს ატომის მაგნიტურ და მექანიკურ მომენტებს შორის უერთიერთკავშირი. სოლენოიდში დენის გატარებისას რკინის ღერო დამაგნიტდება, ე.ი. ატომების მაგნიტური მომენტები ორიენტირდება გარეშე (სოლენოიდის) მაგნიტური ველის მიმართულებით. (26.4) ფორმულის თანახმად ასეთივე ორიენტაციას, ოღონდ ველის საწინააღმდეგოდ მიიღებს „ელექტრონული ბზრიალების“ იმპულსის $\vec{L}_{oi}$ მომენტები, რის შემდეგადაც ჯამური მექანიკური მომენტი $\sum \vec{L}_{oi}$ ნულისაგან განსხვავებული იქნება. მაგრამ იმპულსის მომენტის მუდმივობის კანონის თანახმად, იზოლირებული სისტემის – „ღერო-ელექტრონები“ –

მოძრაობის რაოდენობის მომენტი უნდა იყოს მუდმივი, ამიტომ ღერო იძენს – $\sum \vec{L}_{oi}$ -ის ტოლ მოძრაობის რაოდენობის მომენტს და იწყებს ბრუნვას.

ღეროს მობრუნების კუთხე ძალიან მცირეა, ამიტომ, ეფექტის გასაძლიერებლად იყენებენ რეზონანსის მოვლენას: სოლენოიდში ატარებენ ცვლად დენს, რომლის სიხშირე სისტემის რხევის საკუთარი სიხშირის ტოლია.

ღეროს შემობრუნებისას კვარცის ძაფი იგრიხება, რის საშუალებითაც განისაზღვრება ღეროს იმპულსის მომენტი, რომელიც ელექტრონების იმპულსის მომენტების გეომეტრიული ჯამის ტოლია. შემდეგ ღეროს დამაგნიტების საშუალებით გაიგება ელექტრონების ჯამური მაგნიტური მომენტი და ამრიგად, განისაზღვრება გირომაგნიტური თანაფარდობა G_0 . მოსალოდნელი იყო, რომ ეს თანაფარდობა $\frac{e}{2m}$ -ის ტოლი იქნებოდა. ცდის შედეგად კი მიღებული იქნა $\frac{e}{m}$, ე.ი. ორჯერ მეტი. ეს განსხვავება ფიზიკოსებისთვის სრულიად გაუგებარი იყო თითქმის 10 წლის მანძილზე, ვიდრე ჰაუდსმიტმა და ულენბეკმა არ გამოთქვეს მოსაზრება, რომ ელექტრონს, გარდა ორბიტული მაგნიტური და მექანიკური მომენტებისა, გააჩნია ე.წ. სპინური მაგნიტური და მექანიკური მომენტები, რომლებიც დაკავშირებულია ელექტრონის ბრუნვასთან საკუთარი ღერძის გარშემო.

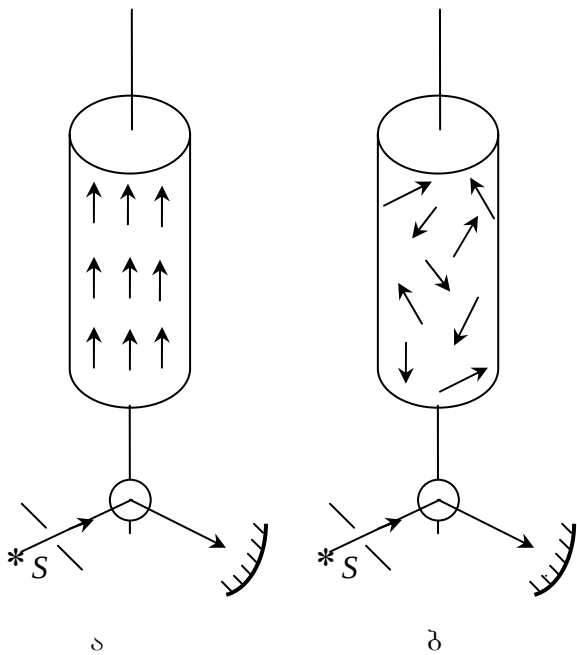
სპინური მომენტებისათვის გირომაგნიტური ფარდობა ტოლია:

$$G_s = \frac{p_s}{L_s} = \frac{e}{m}.$$

ე.ი. ზუსტად თანხვდება ცდის შედეგებს. ამრიგად, აინშტაინისა და დეჰაასის ცდაში მიღებული გირომაგნიტური ფარდობა წარმოადგენს სპინურ და არა ორბიტულ გირომაგნიტურ ფარდობას.

გირომაგნიტური ფარდობისათვის ასეთივე სიდიდე იქნა მიღებული ა.იოფესა და პ.კაპიცას ცდებში (1917 წ.). ამ ცდებს საფუძვლად უდევს ცნობილი ფაქტი, რომ ყოველი ფერომაგნიტური სხეულისათვის არსებობს განსაკუთრებული ტემპერატურა, ე.წ. „კიურის წერტილი“, რომელზედაც დამაგნიტება ისპობა (სხეული კარგავს ფერომაგნიტურ თვისებებს და ხდება პარამაგნიტური). რკინისათვის კიურის ტემპერატურა 770°C –ის ტოლია. დამაგნიტებულ რკინის ღეროს ჰკიდებენ კვარცის წვრილ ძაფზე და სწრაფად ახურებენ კიურის ტემპერატურამდე. დამაგნიტებულ ღეროში „ელექტრონული ბზრიალები“ ორიენტირებულია ღერძის გასწვრივ. მაშასადამე, მათ გააჩნიათ ჯამური იმპულსის მომენტი $\sum \vec{L}_{oi}$ (სურ. 26.2,ა). განმაგნიტებისას ხდება „ელექტრონული ბზრიალების“ ღერძების დეზორიენტაცია (სურ. 26.2,ბ), რის შედეგადაც მათი ჯამური იმპულსის მომენტი ნულის ტოლი

ხდება. იმპულსის მომენტის მუდმივობის კანონის თანახმად ღერო იძენს – $\sum \vec{L}_{oi}$ -ის ტოლ იმპულსის მომენტს და იწყებს ბრუნვას.



სურ. 26.2.

ზემოაღწერილი გირომაგნიტური ცდები, რომელიც შემდგომში მრავალჯერ იქნა გამეორებული სხვა მეცნიერთა მიერ, გირომაგნიტური ფარდობისათვის ყოველთვის იძლეოდა ერთი და იგივე სიდიდეს – ორჯერ მეტს იმასთან შედარებით, რაც ელექტრონის ორბიტული ბრუნვიდან გამომდინარეობს. უფრო ზუსტი რადიოსპექტროსკოპული მეთოდის გამოყენება, რომლის საშუალებითაც ხდება ამჟამად გირომაგნიტური ფარდობის განსაზღვრა, გვაძლევს იგივე შედეგს.

ამრიგად, ცდებით საბოლოოდ დადგენილია, რომ ძირითად ფაქტორს, რომელიც განსაზღვრავს რეინის (და საერთოდ, ფერომაგნიტური სხეულის) მაგნეტიზმს, წარმოადგენს ელექტრონის არა ორბიტული მოძრაობა, არამედ სპინი.

როგორც აღვნიშნეთ, თავდაპირველად სპინის შესახებ გამარტივებული წარმოდგენა ჰქონდათ და მას უკავშირებდნენ ელექტრონის ბრუნვას საკუთარი ღერძის გარშემო. შემდგომში დადგინდა, რომ ასეთი წარმოდგენა სწორი არ არის, სპინი ელექტრონის ისეთივე განუყოფელ, ფუნდამენტურ თვისებას წარმოადგენს, როგორც მასა და მუხტი და მისი დაყვანა სხვა რაიმე უფრო მარტივადვე არ შეიძლება.

ამრიგად, ელექტრონს, გარდა ორბიტული მაგნიტური (p_0) და მექანიკური (L_0) მომენტებისა, გააჩნია სპინური მაგნიტური (p_s) და მექანიკური (L_s) მომენტები, ამასთან სპინური გირომაგნიტური ფარდობის სიდიდე (G_s) ორჯერ მეტია ორბიტული ფარდობის სიდიდეზე (G_0):

$$G_s = \frac{p_s}{L_s} = 2G_0 = \frac{e}{m}.$$

ცდით დადგენილია, რომ სპინური მაგნიტური მომენტი ბორის მაგნეტონის ტოლია:

$$p_s = \mu_B = \frac{eh}{4\pi m}.$$

ატომის (მოლეკულის) სრული მაგნიტური მომენტი მიიღება მისი ყველა ელექტრონის ორბიტული და სპინური მაგნიტური მომენტების გეომეტრიული შეკრებით (ბირთვულ მომენტებს უგულებელვყოფთ):

$$\vec{P}_a = \sum_{i=1}^Z \vec{P}_{0i} + \sum_{i=1}^Z \vec{P}_{si}.$$

§27. დიამაგნეტიზმისა და პარამაგნეტიზმის ბუნება*

წინა პარაგრაფში აღვნიშნეთ, რომ ელემენტარულ ნაწილაკს, რომელიც ძირითადად განაპირობებს ნივთიერების მაგნიტურ თვისებებს, წარმოადგენს ელექტრონი და გამოვთვალეთ ელექტრონის მაგნიტური მომენტი. ვთქვათ, რომ ატომის (მოლეკულის) მაგნიტური მომენტი მიიღება მისი ყველა ელექტრონის მაგნიტური მომენტების გეომეტრიული შეკრებით. ცხადია, რომ იმის მიხედვით, თუ როგორია ატომში შემავალი ელექტრონების მაგნიტური მომენტების (როგორც ორბიტულის, ასევე სპინურის) ორიენტაცია, ატომის მაგნიტური მომენტი იქნება ნულისაგან განსხვავებული ან ნულის ტოლი. ამის შესაბამისად ბუნებაში არსებული ნივთიერებები იყოფა ორ ჯგუფად:

1. ნივთიერებები, რომელთა შემადგენელი ატომების (მოლეკულების) მაგნიტური მომენტები ნულისაგან განსხვავდება.

ჩვეულებრივ პირობებში (გარეშე მაგნიტური ველის არარსებობის შემთხვევაში) ეს ელემენტარული ატომური მაგნიტური მომენტები ქაოსურად არიან ორიენტირებულნი და ერთმანეთს აბათილებენ, ამიტომ სხეული მაგნიტურ თვისებებს არ ამჟღავნებს. გარეშე (მაკროდენის) მაგნიტურ ველში შეტანისას ხდება ელემენტარული მაგნიტური მომენტების ორიენტაცია, რის შედეგადაც სხეული იძენს მაკროსკოპული სიდიდის მაგნიტურ მომენტს – იგი მაგნიტდება. დამაგნიტებული მაგნეტიკი ქმნის საკუთარ მაგნიტურ ველს. ამასთან, ცხადია, რომ ამ შემთხვევაში მაგნეტიკის საკუთარი ველის (მიკროდენების მიერ შექმნილი ველის) B' ინდუქციას ექნება გარეშე ველის B_0 ინდუქციის მიმართულება და გააძლიერებს მას, ე.ი. სხეული იქნება პარამაგნიტური.

მაშასადამე, პარამაგნეტიზმი დამახასიათებელია ისეთი ნივთიერებებისათვის, რომელთა შემადგენელ ატომებს ჩვეულებრივ (გარეშე მაგნიტური ველის არარსებობის) პირობებში გააჩნიათ ნულისაგან განსხვავებული მაგნიტური მომენტი. პარა-

* ამ პარაგრაფში პარამაგნეტიზმი და დიამაგნეტიზმი ახსნილია თვისობრივად. საკითხის რაოდენობრივი მხარე განხილულია §28-30-ში.

მაგნეტიკის დამაგნეტიკების მექანიზმი დაიყვანება გარეშე მაგნიტური ველის მოქმედებით ცალკეული ატომების ელემენტარული მაგნიტური მომენტების ორიენტაციაზე.

პარამაგნეტიკებს მიეკუთვნება ტუტე ლითონები, იშვიათ-მიწათა ელემენტები, პერიოდული სისტემის გარდამავალ ელემენტთა ჯგუფი (Cr, Mn, Pt), ზოგიერთი აირი (მაგ. ჟანგბადი), ზოგიერთი მარილი და მათი წყალხსნარები და სხვ.

პარამაგნეტიკის დამაგნეტიკება გარეშე ველის მიმართულებით იწვევს იმას, რომ არაერთგვაროვან მაგნიტურ ველში მასზე მოქმედებს ველის ზრდის გასწვრივ მიმართული ძალა, რომლის მოქმედებითაც ის შეიზიდება ძლიერი ველის არეში.

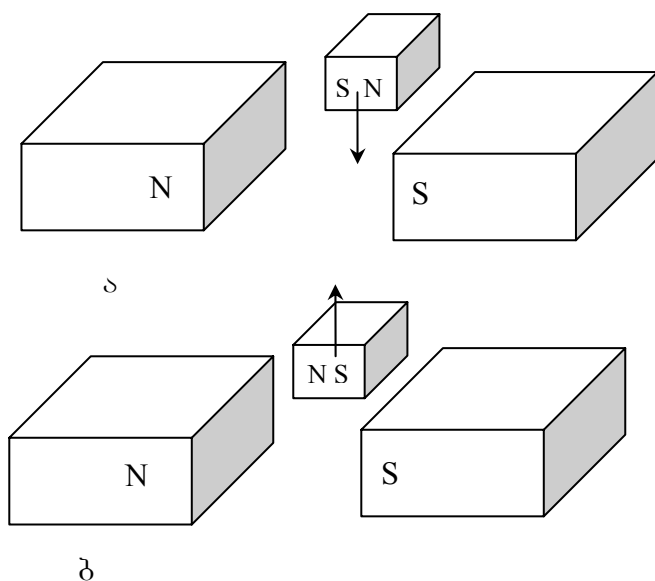
2. ნივთიერებები, რომელთა შემადგენელი ატომების (მოლეკულების) მაგნიტური მომენტები ნულის ტოლია (ამას მაშინ აქვს ადგილი, როცა ატომის ცალკეული ელექტრონების მაგნიტური მომენტები ისეთნაირად არიან ორიენტირებულნი, რომ ერთმანეთს აბათილებენ). ატომის მაგნიტურ ველში შეტანისას მის თითოეულ ელექტრონზე მოქმედებს ლორენცის ძალა, რაც იწვევს ბრუნვის კუთხური სიჩქარის შეცვლას. ეს ტოლფასია დამატებითი წრიული დენის წარმოქმნისა (ინდუცირებისა), რომელსაც (დენის წესის თანახმად) ისეთი მიმართულება აქვს, რომ მისი შესაბამისი მაგნიტური მომენტი ყოველთვის გარეშე მაგნიტური ველის საწინააღმდეგოდ მიმართული. ამრიგად, მაგნიტური ველის მოქმედებით ატომის თითოეული ელექტრონი იძენს დამატებით $\Delta \vec{p}_{mi}$ მაგნიტურ მომენტს და ვინაიდან ატომის ყველა ელექტრონისათვის $\Delta \vec{p}_{mi}$ -ს ერთნაირი (გარეშე ველის საწინააღმდეგოდ) მიმართულება აქვს, ცხადია, რომ მათი ვექტორული ჯამი იქნება ნულისაგან განსხვავებული და იმავე მხარეს მიმართული. ცალკეული ატომების მაგნიტური მომენტების შეკრების შედეგად სხეული იძენს მაკროსკოპული სიდიდის მაგნიტურ მომენტს – იგი მაგნიტდება.

დამაგნეტიკების განხილული მექანიზმიდან ნათელია, რომ ამ შემთხვევაში სხეულის საკუთარი მაგნიტური ველის B' ინდუქცია მიმართული იქნება გარეშე მაგნიტური ველის B_0 ინდუქციის საწინააღმდეგოდ და შეამცირებს მას, ე.ი. სხეული იქნება დიამაგნიტური.

მაშასადამე, დიამაგნიტიზმი დამახასიათებელია ისეთი ნივთიერებებისათვის, რომელთა შემადგენელ ატომებს გარეშე მაგნიტური ველის არარსებობის პირობებში მაგნიტური მომენტი არ გააჩნიათ, დიამაგნეტიზმის დამაგნეტიკების მექანიზმი დაიყვანება გარეშე მაგნიტური ველის მოქმედებით ცალკეულ ატომებში ველის საწინააღმდეგოდ მიმართული მაგნიტური მომენტების ინდუქცირებაზე.

დიამაგნეტიკებს მიეკუთვნება ნივთიერებათა დიდი უმრავლესობა: ყველა ინერტული აირი, წყალი, მინა, ფაიფური, ნახშირორჟანგი (CO_2), ორგანული ნაერთების უმრავლესობა, აგრეთვე ტყვია, ვერცხლისწყალი, ნახშირბადი, გერმანიუმი, სილიციუმი, სპილენძი, ვერცხლი, ოქრო, თუთია.

პარამაგნიტური და დიამაგნიტური სხეულების დამაგნიტების განხილული მექანიზმიდან გამომდინარეობს, რომ პარამაგნეტიკის დამაგნიტება დამოკიდებული უნდა იყოს ტემპერატურაზე, ვინაიდან მაგნიტური ველის მაორიენტებელი მოქმედების ხელშემშლელი ფაქტორს წარმოადგენს სითბური მოძრაობა, დიამაგნეტიკის დამაგნიტება კი ტემპერატურაზე დამოკიდებული არ არის.



სურ. 27.1.

დიამაგნეტიკის დამაგნიტება გარეშე ველის საწინააღმდეგოდ იწვევს იმას, რომ არაერთგვაროვანი მაგნიტურ ველში მასზე მოქმედებს ველის შემცირების გასწვრივ მიმართული ძალა, რომლის მოქმედებითაც ის გადაადგილდება ველის შემცირების მიმართულებით. 27.1 სურათზე ნაჩვენებია არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველის მოქმედება პარა-(ა) და დიამაგნიტურ (ბ) სხეულებზე.

დაბოლოს, შევნიშნოთ შემდეგი: რადგან დიამაგნიტიზმი განპირობებულია ბირთვის ირგვლივ მბრუნავ ელექტრონებზე ლორენცის ძალის მოქმედებით, იგი წარმოადგენს **უნივერსალურ ეფექტს**, ე.ი. დამახასიათებელია ყველა ატომისა და მაშასადამე, ყველა ნივთიერებისათვის. მაგრამ პარამაგნეტიკებში ეს ეფექტი გადაიფარება უფრო ძლიერი, ორიენტაციის ეფექტით. ამიტომ სუფთა სახით დიამაგნიტიზმი გვხვდება მხოლოდ ისეთ ნივთიერებებში, რომელთა შემადგენელ ატომებს ჩვეულებრივ პირობებში მაგნიტური მომენტი არ გააჩნიათ.*

* სიტყვები „სუფთა სახით“ შემთხვევით არ არის ნათქვამი. საკმე იმაშია, რომ ატომს ჩვეულებრივ პირობებში შეიძლება გააჩნდეს ნულისაგან განსახვავებული მაგნიტური მომენტი, მაგრამ იმდენად მცირე, რომ იგი გადაფაროს გარეშე ველით ინდუცირებულმა მაგნიტურმა მომენტმა. ასეთებია, მაგალითად, ოქროს, ვერცხლის, სპილენძის ატომები და ამით აიხსნება ამ ნივთიერებების დიამაგნეტიზმი. საზოგადოდ, ნივთიერების დია- ან პარამაგნეტიზმს განაპირობებს ის, თუ რომელი ეფექტი სჭარბობს მასში – ორიენტაციული თუ ინდუქციური. თუ ორიენტაციული ეფექტი სჭარბობს, ნივთიერება პარამაგნიტურია და პირიქით.

§28. ატომი მაგნიტურ ველში. ლარმორის თეორემა

განვიხილოთ რა გავლენას მოახდენს გარე მაგნიტური ველი ელექტრონის ორბიტულ მოძრაობაზე. სიმარტივისათვის დავუშვათ, რომ მოცემულია წყალბადის ატომი, რომელშიც ელექტრონი ბრუნავს წრიულ ორბიტაზე. გარე მაგნიტური ველი მივმართოთ ორბიტის სიბრტყის მართობულად.

გარე მაგნიტური ველის არარსებობის შემთხვევაში ბირთვისა და ელექტრონის შორის მოქმედი კულონის ურთიერთქმედების ძალა (F_k) წარმოადგენს ცენტრისკენულ ძალას (F_c). ამ ძალის მოქმედებით ელექტრონი ბრუნავს ბირთვის გარშემო ω_0 კუთხური სიჩქარით. მაშასადამე,

$$F_c = F_k = m\omega_0^2 r,$$

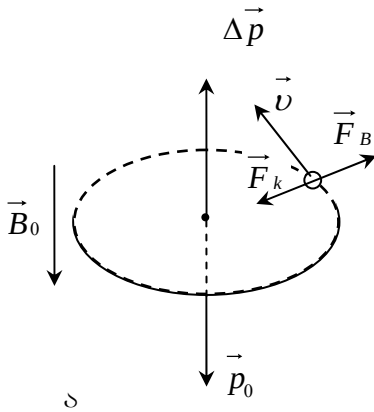
სადაც r ორბიტის რადიუსია.

გარე მაგნიტური ველის ჩართვისას ელექტრონზე, გარდა კულონის ძალისა, იმოქმედებს ლორენცის ძალა

$$F_B = e\nu B_0.$$

იმის მიხედვით, თუ როგორია გარე მაგნიტური ველის მიმართულება, ლორენცის ძალის მიმართულება საწინააღმდეგოა (სურ. 28.1, ა) ან თანხვედრა (სურ. 28.1,ბ) ცენტრისკენული ძალის მიმართულებას. პირველ შემთხვევაში ელექტრონის სიჩქარე შემცირდება. ეს ტოლფასია ელექტრონის მოძრაობის $\Delta\nu$ სიჩქარით საწინააღმდეგო მიმართულებით (ან ბრუნვისა $\Delta\omega$ კუთხური სიჩქარით საწინააღმდეგოდ მიმართულებით). ამის შედეგად აღიძვრება დამატებითი ($\Delta\vec{p}$) მაგნიტური მომენტი, რომელიც მიმართულია ველისა და ორბიტული მაგნიტური მომენტის საწინააღმდეგოდ. ამ მომენტს **ინდუცირებული** მომენტი ეწოდება. მეორე შემთხვევაში ელექტრონის სიჩქარე იზრდება.

ამ დროსაც აღიძვრება დამატებითი (ინდუცირებული) $\Delta\vec{p}$ მაგნიტური მომენტი მომენტი, რომლის



მიმართულება თანხვედება ორბიტული მომენტის მიმართულებას, მაგრამ კვლავ საწინააღმდეგოა გარეშე მაგნიტური ველის მიმართულებისა.

გამოვითვალოთ ველის მოქმედებით გამოწვეული სიჩქარის ეს ცვლილება. მაგნიტური ველის ჩართვის შემდეგ ცენტრისკენული ძალა წარმოადგენს კულონისა და ლორენცის ძალების ტოლქმედს:

$$F_c = F_k \pm F_B$$

ჩავსვათ მნიშვნელობები:

$$m\omega^2 r = m\omega_0^2 r \pm e\nu B_0$$

მაგრამ $\omega = \omega_0 \pm \Delta\omega$, ამიტომ

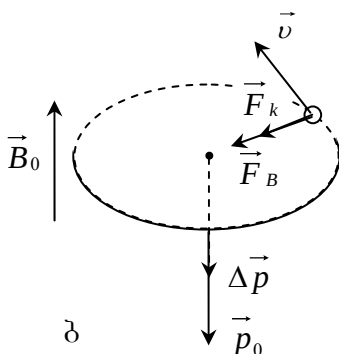
$$m(\omega_0 \pm \Delta\omega)^2 r = m\omega_0^2 r \pm e\nu B_0$$

$$m\omega_0^2 r \pm 2m\omega_0 \Delta\omega r + m\Delta\omega^2 r = m\omega_0^2 r \pm e\nu B_0$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\Delta\omega^2 \ll \omega_0 \Delta\omega$, მივიღებთ:

$$\pm 2m\omega_0 \Delta\omega r = \pm e\nu B_0,$$

საიდანაც, რადგან $\nu = \omega_0 r$, მივიღებთ:



სურ. 28. 1 ა, ბ

$$\Delta\omega = \frac{e\hbar B_0}{2m\omega_0 r} = \frac{e}{2m} B_0. \quad (28.1)$$

გამოყვანის დროს იგულისხმებოდა, რომ ორბიტის რადიუსი r უცვლელია.

შევნიშნოთ, რომ $\Delta\omega$ წარმოადგენს წრიული სიხშირის მცირე დანამატს: $\Delta\omega \ll \omega_0$. მართლაც, ეს პირობა შეიძლება ჩაიწეროს შემდეგნაირად:

$$B_0 \ll \frac{2m\omega_0}{e}. \quad (28.2)$$

შევიტანოთ e, m, ω_0 -ის რიცხვითი მნიშვნელობები:

$$B_0 \ll \frac{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ კგ} \cdot 10^{15} \text{ წმ}^{-1}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ კ}} \approx 10^4 \text{ ტლ}.$$

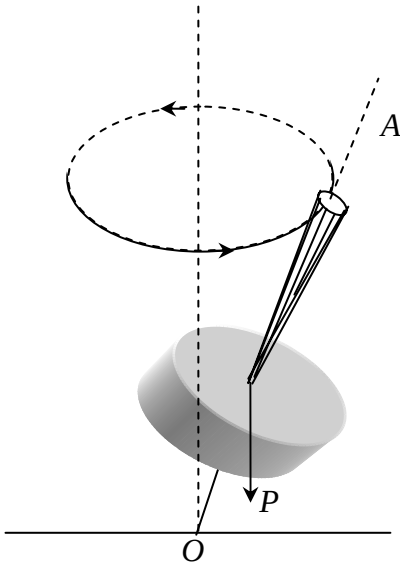
დღემდე მიღებული მაქსიმალური სიდიდის მაგნიტური ველი არ აღემატება 10^3 ტესლას, ასე რომ (28.2) პირობა კარგად სრულდება.

განხილული შემთხვევა (ელექტრონის ორბიტა მართობულია მაგნიტური ველისა) ლარმორის თეორემის კერძო შემთხვევაა.

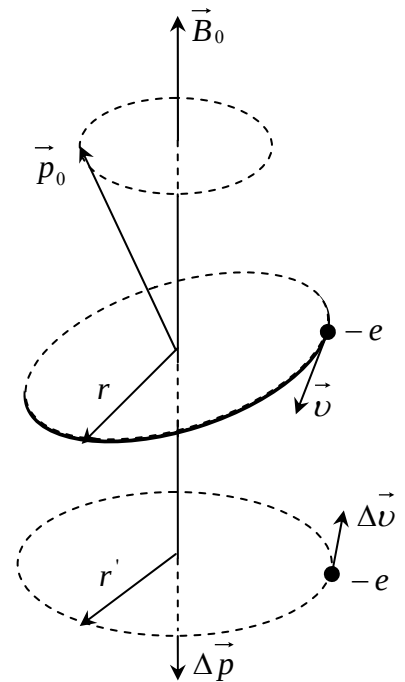
განვიხილოთ ზოგადი შემთხვევა, როცა ორბიტა ველის მათობული არ არის. მივმართოთ მექანიკურ მოდელს – გავიხსენოთ ბზრიალას (გიროსკოპის) ბრუნვა. გაშვების

შემდეგ ბზრიალაზე, თუ მისი ღერძი მკაცრად ვერტიკალური არ არის, იმოქმედებს სიმძიმის ძალის მახრუნებელი მომენტი, რის გამოც ის, გარდა საკუთარი ღერძის გარშემო სწრაფი ბრუნვისა, შეასრულებს კიდევ დამატებით ბრუნვით მოძრაობას, რომელსაც **პრეცესია** ეწოდება. პრეცესია ბზრიალას ღერძის ვერტიკალის გარშემო ბრუნვაა. რომელიც საკუთარი ღერძის გარშემო ბრუნვასთან შედარებით მცირეა. პრეცესიის შედეგად ბზრიალას OA ღერძი, რომლის გასწვრივაც მიმართულია მისი იმპულსის მომენტი L , აღწერს კონუსს ვერტიკალის მიმართ (სურ. 28.2). შევნიშნოთ, რომ ვერტიკალის მიმართულება თანხვდება სიმძიმის ძალის მიმართულებას.

როგორც აღვნიშნეთ, ელექტრონი, ბირთვის გარშემო სწრაფი ბრუნვის გამო, შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც თავისებური ბზრიალა. ამიტომ განხილული შემთხვევის ანალოგიურად, ატომის მოთავსებისას გარეშე მაგნიტურ ველში, ელექტრონულ ორბიტაზე იმოქმედებს $[\vec{p}_0 \vec{B}_0]$ მახრუნებელი მომენტი, რის შედეგადაც ადგილი ექნება ორბიტის პრეცესიას. ამ მომენტის მოქმედებით $\vec{p}_0$ ვექტორი და მაშასადამე $\vec{L}$ -იც პრეცესირებს B_0 ვექტორის მიმართ (სურ. 28.3). მტკიცდება, რომ ელექტრონის მონაწილეობა პრეცესიულ მოძრაობაში ტოლფასია მისი დამატებითი ბრუნვისა $\Delta\omega = \frac{e}{2m} B_0$ კუთხური სიხშირით, რაც, ლარმორის თეორემის შესაბამისად, იწვევს ველის საწინააღმდეგოდ მიმართული



სურ. 28. 2



სურ. 28.3

დამატებითი (ინდუცირებული) მაგნიტური მომენტის წარმოშობას.

1895 წელს ინგლისელმა მეცნიერმა ლარმორმა დაამტკიცა თორემა, რომლის არსი ელექტრონის ორბიტული ბრუნვის მიმართ დაიყვანება შემდეგზე: ელექტრონის ორბიტულ ბრუნვაზე მაგნიტური ველის მოქმედების ერთადერთი შედეგი მდგომარეობს იმაში, რომ იმის მიხედვით, თუ როგორია მაგნიტური ველის მიმართულება, ელექტრონის ბრუნვის კუთხური სიჩქარე იზრდება ან მცირდება ერთი და იმავე $\Delta\omega = \frac{e}{2m}B_0$ სიდიდით. ამასთან ელექტრონული ორბიტა და $\vec{p}_0$

ვექტორი განიცდიან პრეცესიას $\vec{B}_0$ ვექტორის მიმართ.

მნიშვნელოვანია აღინიშნოს, რომ ლარმორის პრეცესიის სიხშირე მოცემული ატომის ყველა ელექტრონისათვის ერთნაირია, ვინაიდან ის დამოკიდებული არ არის ორბიტის რადიუსზე, ელექტრონის მოძრაობის სიჩქარესა და გარეშე მაგნიტური ველის მიმართ ორბიტის დახრის კუთხეზე (ფორმულა 28.1).

გამოვთვალოთ დამატებითი მაგნიტური მომენტი, რომელიც, როგორც აღვნიშნეთ, ყოველთვის გარეშე ველის საწინააღმდეგოდ მიმართული: ელექტრონის დამატებითი ბრუნვა $\Delta\omega$ კუთხური სიჩქარით წარმოშობს დამატებით დენს $I' = e\Delta v = e \frac{\Delta\omega}{2\pi}$; $S' = \pi r'^2$, სადაც S' არის ელექტრონის ორბიტის S ფართობის გეგმილი $\vec{B}_0$ ვექტორის მართობულ სიბრტყეზე. ამიტომ

$$I' S' = e \frac{\Delta\omega}{2\pi} \cdot \pi r'^2 = e \frac{e B_0 r'^2}{2 \cdot 2m} = \frac{e^2 r'^2}{4m} B_0;$$

ვექტორულად

$$\Delta \vec{p} = -\frac{e^2 r'^2}{4m} \vec{B}_0. \quad (28.3)$$

სადაც ნიშანი „-“ გამოსახავს მრავალჯერ აღნიშნულ ფაქტს, რომ $\Delta \vec{p}$ ყოველთვის მიმართულია $\vec{B}_0$ -ის საწინააღმდეგოდ.

(28.3) ფორმულა გამოსახავს ერთელექტრონიანი ატომის ინდუცირებულ მაგნიტურ მომენტს; თუ ატომი შეიცავს Z ელექტრონს, რომელთა ორბიტის გეგმილის r_i' რადიუსები სხვადასხვაა, მაშინ ჯამური ინდუცირებული მაგნიტური მომენტი Δp_a ტოლი იქნება:

$$\Delta \vec{p}_a = -\frac{e^2 \vec{B}_0}{4m} \sum_{i=1}^Z r_i'^2. \quad (28.4)$$

(28.4) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ მრავალელექტრონიანი ატომის ან მოლეკულის ინდუცირებული მაგნიტური მომენტი, რომელიც პროპორციულია ელექტრონების რადიუსების კვადრატების ჯამისა, ძირითადად განისაზღვრება ცენტრიდან მეტი მანძილით დაშორებული ელექტრონების ორბიტული მოძრაობით.

საბოლოოდ შევნიშნოთ, რომ გარეშე ველის საწინააღმდეგოდ მიმართული ინდუცირებული მაგნიტური მომენტის წარმოქმნა წარმოადგენს უნივერსალურ ეფექტს, რომელიც დამახასიათებელია ნებისმიერი ნივთიერების ატომებისათვის.

§29. დიამაგნეტიკები

დიამაგნეტიზმი წარმოიშობა გარეშე მაგნიტური ველის მოქმედებით ელექტრონის ორბიტული მოძრაობის შეცვლის შედეგად. მაშასადამე, ის დამახასიათებელია ყველა ნივთიერებისათვის, მაგრამ ხშირად მისი გამოვლინება არ ხდება, ვინაიდან გადაიფარება ხოლმე უფრო ძლიერი პარა- და ფერომაგნეტიზმით. სუფთა სახით დიამაგნეტიზმი მხოლოდ ისეთ ნივთიერებებში გვხვდება, რომელთა ატომებისა და მოლეკულების ჯამური მაგნიტური მომენტი გარეშე მაგნიტური ველის არარსებობის შემთხვევაში ნულის ტოლია. ასეთი ატომებისა და მოლეკულებისაგან შედგენილ ნივთიერებებს **დიამაგნეტიკები** ეწოდება. მათი დამაგნიტება, რომელსაც ადგილი აქვს მხოლოდ გარეშე მაგნიტურ ველში, ყოველთვის მიმართულია ველის საწინააღმდეგოდ, ამიტომ არაერთგვაროვან მაგნიტურ ველში ხდება დიამაგნეტიკების გადაადგილება ველის შემცირების მიმართულებით.

იმისათვის, რომ ატომის ან მოლეკულის მაგნიტური მომენტი ნულის ტოლი იყოს, საჭიროა, ადგილი ჰქონდეს მასში შემავალი ელექტრონების ორბიტული და სპინური მაგნიტური მომენტების სრულ კომპენსაციას. ასეთ კომპენსაციას ყოველთვის აქვს ადგილი ისეთ ატომებში, რომლის ელექტრონული შრეები (K, L, M, N) მთლიანად არის შევსებული ელექტრონებით. ამიტომ ყველა ინერტული აირი (He, Ne, Ar, Kr, Xe, Rn) დიამაგნეტიკია. დიამაგნეტიკურია აგრეთვე ყველა იონი, რომლის ელექტრონული კონფიგურაცია ისეთივეა, როგორც ინერტული აირის ატომისა. ასეთი იონებია, მაგალითად, Na^+, Cl^- და სხვ.

სპინური მაგნიტური მომენტების სრული კომპენსაციისათვის საჭიროა ატომი ან მოლეკულა შეიცავდეს ელექტრონების წყვილ რაოდენობას. მაგრამ ბევრი ელემენტი $Cu^{29}, Ag^{47}, Sb^{51}$, რომლებიც შეიცავენ ელექტრონების კენტ რაოდენობას, ამჟღავნებს დიამაგნიტურ თვისებებს. ეს იმით აიხსნება, რომ ამ ნივთიერებებში პარამაგნიტური ეფექტი იმდენად მცირეა, რომ ვერ ფარავს დიამაგნიტურს.

გარდა ჩამოთვლილი ნივთიერებებისა, დიამაგნიტური თვისებების მატარებელია $Zn, Pb, C, Hg, Si, Ge, S, CO_2$ წყალი, მინა, ფაიფური და ორგანული ნაერთების უმრავლესობა.

დიამაგნიტური ატომის ინდუქცირებული მაგნიტური მომენტისათვის მივიღეთ გამოსახულება (28.4)

$$\vec{\Delta p}_a = -\frac{e^2 \vec{B}_0}{4m} \sum_{i=1}^Z r_i'^2.$$

ერთგვაროვანი იზოტროპული დიამაგნეტიკის შემთხვევაში ყველა ატომის ინდუქცირებული მაგნიტური მომენტი ერთნაირია და ველის საწინააღმდეგოდაა მიმართული, ამიტომ მოცულობის ერთეულის მაგნიტური მომენტი ტოლი იქნება:

$$\vec{P} = n \vec{\Delta p}_a = -n \frac{e^2 \vec{B}_0}{4m} \sum_{i=1}^Z r_i'^2 = -n \frac{e^2 \mu_0 \vec{H}}{4m} \sum_{i=1}^Z r_i'^2,$$

სადაც n ატომების რიცხვია დიამაგნეტიკის მოცულობის ერთეულში. მეორე მხრივ, (25.3)-ის თანახმად $\vec{P} = \vec{k}_m \vec{H}$ ამიტომ

$$k_m = -n \frac{e^2 \mu_0}{4m} \sum_{i=1}^Z r_i'^2. \quad (29.1)$$

როგორც (29.1) გამოსახულება გვიჩვენებს, დიამაგნეტიკის მაგნიტური ამთვისებლობა დამოკიდებული არ არის არც ტემპერატურაზე, არც მაგნიტურ ველზე და ელემენტის Z რიგითი ნომრის პროპორციულია.

მაგნიტური ამთვისებლობის ტემპერატურაზე დამოუკიდებლობა ადვილი გასაგებია. დიამაგნეტიკის დამაგნიტების მექანიზმი განპირობებულია ელექტრონის შიგა ატომური მოძრაობის ცვლილებით (ლარმორის პრეცესია), რომელზეც სითბური მოძრაობა თითქმის არ ახდენს გავლენას.

(29.1) ფორმულის მარჯვენა ნაწილში შემავალი ყველა სიდიდე დადებითია, ამიტომ k_m ყოველთვის არსებითად უარყოფითია, $k_m < 0$. აქედან გამომდინარე დიამაგნიტური ნივთიერების მაგნიტური შეღწევადობა ნაკლებია ერთზე:

$$\mu = 1 + k_m < 1 \quad \text{და} \quad B = \mu B_0 < B_0.$$

შევაფასოთ წყალბადის მაგნიტური ამთვისებლობის სიდიდე: ორბიტის რადიუსი $r \approx 0,5 \cdot 10^{-10}$ მ, ატომების კონცენტრაცია (ნორმალურ პირობებში) $n = 2,7 \cdot 10^{25} \text{ მ}^{-3}$, ამიტომ

$$k_m = \frac{2,7 \cdot 10^{25} \cdot 1,6^2 \cdot 10^{-38} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 0,5^2 \cdot 10^{-20}}{4 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}} \cong -1,2 \cdot 10^{-9}.$$

ცდა გვაძლევს, რომ წყალბადის მაგნიტური ამთვისებლობა $k_m = -1,95 \cdot 10^{-9}$. როგორც ვხედავთ, თანხვედრა საკმაოდ კარგია (მითუმეტეს, რომ ფორმულაში ჩავსვით r და არა r').

ვინაიდან სხვადასხვა ნივთიერებების ატომების ორბიტების რადიუსები ძლიერ არ განსხვავდება ერთმანეთისაგან, ამიტომ ერთი და იმავე აგრეგატულ მდგომარეობაში მათი მაგნიტური ამთვისებლობებიც ძლიერ არ განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან. მართლაც, მაგალითად, არგონისათვის $k_m = -1,09 \cdot 10^{-9}$.

სითხეებსა და მყარ სხეულებში ატომების კონცენტრაცია დაახლოებით 1000-ჯერ მეტია, ამიტომ მეტია მათი მაგნიტური ამთვისებლობაც. მაგალითად, წყლისათვის $k_m = -9 \cdot 10^{-6}$, ხოლო ვერცხლისათვის $k_m = -25 \cdot 10^{-6}$.

§30. პარამაგნეტიკები

ჩვენ აღვნიშნეთ, რომ ნივთიერებები, რომელთა ატომებს ან მოლეკულებს არ გააჩნია მუდმივი მაგნიტური მომენტი, დიამაგნეტიკებია. ნივთიერებები, რომელთა ატომებს და მოლეკულებს გარეშე მაგნიტური ველის არარსებობის შემთხვევაში გააჩნია მუდმივი მაგნიტური მომენტი, იმის მიხედვით, თუ როგორია ცალკეულ ატომებს შორის ურთიერთქმედების ხასიათი, შეიძლება იყოს პარამაგნეტიკები ან ფერომაგნეტიკები (აგრეთვე ანტიფერომაგნეტიკები და ფერიმაგნეტიკები).

განვიხილოთ პარამაგნეტიკები. გარეშე მაგნიტური ველის არარსებობის შემთხვევაში ატომების მაგნიტური მომენტები ქაოსურადაა ორიენტირებული და ერთმანეთს აბათილებს, რის გამოც პარამაგნეტიკის მაგნიტური მომენტი ნულის ტოლია. გარეშე მაგნიტური ველის ჩართვისას ხდება ატომური მაგნიტური მომენტების უპირატესი ორიენტაცია ველის გასწვრივ და სხეული იძენს ნულისაგან განსხვავებულ ჯამურ მაგნიტურ მომენტს, რომლის მიმართულება ემთხვევა გარეშე

ველის მიმართულებას*. სხეულის დამაგნიტება ამ შემთხვევაში განისაზღვრება სტატისტიკური წონასწორობით ველის მაორიენტირებელ მოქმედებასა და სითბური მოძრაობის მადეზორიენტირებელ მოქმედებას შორის. ეს უკანასკნელი ეფექტი მით ძლიერია, რაც მაღალია სხეულის ტემპერატურა. ამიტომ ცხადია, რომ დიამაგნეტიკისაგან განსხვავებით, პარამაგნეტიკის მაგნიტური ამთვისებლობა დამოკიდებული უნდა იყოს ტემპერატურაზე.

პარამაგნეტიზმის კლასიკური თეორია ჩამოაყალიბა ფრანგმა მეცნიერმა ლანჟევენმა ჯერ კიდევ 1905 წელს. ამ თეორიაში დაშვებული იყო, რომ ატომები არ ურთიერთქმედებენ და არ იყო გათვალისწინებული მაგნიტური მომენტების სივრცული დაკვანტვა, ე. ი. პარამაგნეტიკი განხილული იყო როგორც იდეალური აირი მაგნიტური მომენტებისა (ისრების), რომლებიც ერთმანეთთან არ ურთიერთქმედებენ. პარამაგნეტიკის დამაგნიტების გამოთვლა ხდებოდა სტატისტიკური ფიზიკის მეთოდებით. ამასთან იგულისხმებოდა, რომ სითბური მოძრაობის გამო ატომური მაგნიტური მომენტების ორიენტაცია ქაოსური იყო.

გარეშე მაგნიტური ველის მოქმედებით მომენტები ორიენტირდება ველის გასწვრივ, ამასთან, ატომის მაგნიტური მომენტის პროექცია H -ის მიმართულებაზე

$$P_{aH} = P_a \cos \Theta, \quad (30.1)$$

სადაც Θ არის კუთხე P_a -სა და H -ს შორის.

თუ მაგნიტური ველის არარსებობის შემთხვევაში Θ კუთხის კოსინუსის საშუალო მნიშვნელობა $\overline{\cos \Theta}$ ნულის ტოლი იყო ახლა უკვე ატომური მაგნიტური მომენტების უპირატესი ორიენტაციის გამო $\overline{\cos \Theta} \neq 0$. ლანჟევენმა ატომური მაგნიტური მომენტების წონასწოვრული განაწილებისათვის მიმართულებების მიხედვით გამოიყენა ბოლცმანის კანონი და მიიღო, რომ $\overline{\cos \Theta}$ ტოლია მაგნიტურ ველში ატომური მაგნეტიკის პოტენციური ენერგიის ($E_s = p_a \mu_0 \mu H$) ნახევარის ფარდობისა სითბური მოძრაობის კინეტიკურ ენერგიასთან $\left(E_j = \frac{3}{2} kT\right)$:

$$\cos \Theta = \frac{\frac{1}{2} \mu_0 p_a H}{\frac{3}{2} kT} = \frac{\mu_0 p_a H}{3 kT}, \quad \text{ვინაიდან} \quad \mu = 1. \quad (30.2)$$

აღსანიშნავია, რომ (30.2) ფორმულა მიღებულია დაშვებით: $p_a \mu_0 H \ll kT$. ძლიერი მაგნიტური ველისა და ძალიან დაბალი ტემპერატურის დროს მყარდება მაგნიტური გაჯერება, p -სა და H -ს შორის წრფივ კავშირს ადგილი აღარა აქვს და (30.2) ფორმულით გამოსახული კანონზომიერება ირღვევა.

ველის მიმართულებაზე მაგნიტური მომენტის პროექციის საშუალო მნიშვნელობისათვის გვექნება:

$$\overline{P_{aH}} = p_a \overline{\cos \Theta} = \frac{1}{3} \frac{p_a^2 H \mu_0}{kT},$$

ხოლო დამაგნიტების ვექტორისათვის

* როგორც წინა პარაგრაფში იყო აღნიშნული, ორიენტაციული (პარამაგნიტური) ეფექტის გარდანებისმიერი ნივთიერების ატომებში ადგილი აქვს ინდუქცირებულ (დიამაგნიტურ) ეფექტს. პარამაგნეტიკის დამაგნიტება ამ ორი ურთიერთსაწინააღმდეგო ეფექტის მოქმედებით ხდება. ამასთან, მასში ორიენტაციული ეფექტი უფრო ძლიერია, ვიდრე ინდუქციური, ამიტომ სხეული მაგნიტდება გარეშე ველის მიმართულებით.

$$P = n \overline{p_{aH}},$$

სადაც n ატომების კონცენტრაციაა.

მაგნიტური ამთვისებლობისათვის მიიღება სიდიდე:

$$k_m = \frac{P}{H} = \frac{n\mu_0 p_a^2}{3kT} = \frac{C}{T}, \quad (30.3)$$

სადაც $C = \frac{n\mu_0 p_a^2}{3k}$ დამოკიდებულია ნივთიერების გეარობაზე და მას კიურის მუდმივა ეწოდება.

$k_m = \frac{C}{T}$ თანაფარდობას კიურის კანონი ეწოდება, ვინაიდან ეს კანონზომიერება ექსპერიმენტულად დადგენილი იყო კიურის მიერ 1895 წელს (ლანჟევენის თეორიის შექმნამდე), თუმცა მას თეორიული დასაბუთება არ ჰქონდა. ამ კანონზომიერებამ თეორიული დასაბუთება ჰპოვა ლანჟევენის შრომაში. (30.3) თანაფარდობას მთლიანად ლანჟევენის განტოლება ეწოდება.

პარამაგნეტიზმის კვანტური თეორია, რომელიც ითვალისწინებ ატომის მაგნიტური მომენტის სივრცულ დაკვანტვას, მაგნიტური ამთვისებლობის ტემპერატურაზე დამოკიდებულებისათვის იძლევა (30.3) თანაფარდობის ანალოგიურ გამოსახულებას.

შევაფასოთ პარამაგნიტური ნივთიერებების მაგნიტური ამთვისებლობა ოთახის ტემპერატურაზე ($T = 293C$). აირისათვის $n \approx 2,7 \cdot 10^{25} \text{ მ}^{-3}$, p_a -ს ნაცვლად ჩავსვათ მისი უმცირესი მნიშვნელობა – ბორის მაგნეტონი. გვექნება:

$$k_m = \frac{2,7 \cdot 10^{25} \cdot 0,927^2 \cdot 10^{-46} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7}}{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 293} \approx 2,3 \cdot 10^{-7}.$$

ცდა გვაძლევს, რომ ოთახის ტემპერატურაზე ქანგბადის ამთვისებლობა $k_m = 1,86 \cdot 10^{-7}$,

ხოლო აზოტის ქანგისა (NO) $k_m = 0,8 \cdot 10^{-7}$.

მყარი პარამაგნეტიკების მაგნიტური ამთვისებლობა გაცილებით მეტი უნდა იყოს, რაც დასტურდება ცდით.

ამრიგად, პარამაგნეტიკების მაგნიტური ამთვისებლობა დაახლოებით 100-ჯერ მეტია დიამაგნეტიკებისაზე. ამიტომ, რომ პარამაგნიტურ ნივთიერებებში არ ხდება დიამაგნიტური თვისებების გამოვლენა. აქ დიამაგნიტური ეფექტი გადაიფარება უფრო მძლავრი პარამაგნიტური ეფექტით.

დაბოლოს, შევნიშნოთ, რომ ლითონის მაგნიტურ თვისებებზე გავლენას ახდენს ის გარემოება, რომ ბირთვიდან ყველაზე უფრო დაშორებული სავალენტო ელექტრონები, რომელთა ერთობლიობა ქმნის კვანტურ კანონებს დაქვემდებარებულ ელექტრონულ აირს, ფაქტიურად თავისუფალია. გარეშე მაგნიტური ველი ორგვარ მოქმედებას ახდენს თავისუფალ ელექტრონებზე. ერთი მხრივ, მაგნიტური ველი ამრუდებს ელექტრონების მოძრაობის ტრაექტორიას (რომელიც დაჯახებებს შორის წრფივი იყო) და აიძულებს მათ იმოძრაონ ხრახნულ წირებზე, რომელთა ღერძები თანხვედრა გარეშე მაგნიტური ველის მიმართულებას. ლ. ლანდაუმ აჩვენა, რომ, ელექტრონების ასეთი მოძრაობა იწვევს ლითონის დამაგნიტებას ველის საწინააღმდეგოდ ე.ი. წარმოშობს დიამაგნეტიზმს. მას **ლანდაუს დიამაგნეტიზმი** ეწოდება. მეორე მხრივ, ელექტრონები, რომლებსაც გააჩნია სპინური მაგნიტური მომენტები, მაგნიტური ველის მოქმედების შედეგად განიცდიან მაორიენტირებელ მოქმედებას. ეს იწვევს ლითონის დამაგნიტებას გარეშე ველის მიმართულებით, ე.ი. წარმოშობს პარამაგნიტურ ეფექტს.

ლანდაუმ თეორიულად გამოითვალა, რომ თავისუფალი ელექტრონების პარამაგნიტური ეფექტი სამჯერ მეტია დიამაგნიტურზე, ამიტომ ელექტრონული აირი მთლიანად პარამაგნიტურია.

§31. მაგნიტური ველის ცირკულაცია ნივთიერებაში

§8-ში გამოვთვალეთ მაგნიტური ველის $\vec{B}_0$ ინდუქციის ვექტორის ცირკულაცია ვაკუუმში. განვაზოგადოთ მიღებული შედეგი ნივთიერებისათვის. ვიცით, რომ ნივთიერებაში $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$, სადაც $\vec{B}'$ სხეულში მიკროდენების მიერ შექმნილი ველის ინდუქციაა. ამიტომ ცირკულაცია

$$\oint_l (\vec{B} d\vec{l}) = \oint_l (\vec{B}_0 d\vec{l}) + \oint_l (\vec{B}' d\vec{l})$$

(8.2)-ის თანახმად

$$\oint_l (\vec{B}_0 d\vec{l}) = \mu_0 \sum I_k = \mu_0 I_{\text{მაკრო}}.$$

ანალოგიურად $\vec{B}'$ ვექტორის ცირკულაციისათვის შეიძლება დაიწეროს

$$\oint_l (\vec{B}' d\vec{l}) = \mu_0 I_{\text{მიკრო}}.$$

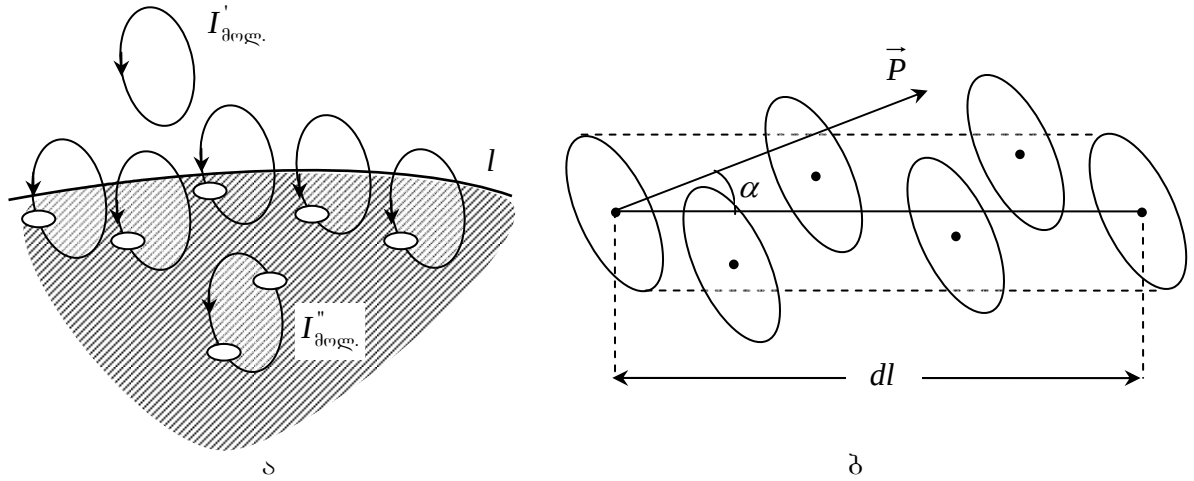
$I_{\text{მაკრო}}$ და $I_{\text{მიკრო}}$ შესაბამისად იმ მაკროსკოპული, ანუ გამტარობის და მიკროსკოპული, ანუ მოლეკულური დენების ალგებრული ჯამია, რომლებსაც მოიცავს ჩაკეტილი კონტური (ანუ ის მარეზულტირებელი მაკრო- და მიკრო- დენებია, რომლებიც გადის l კონტურით შემოსაზღვრულ S ზედაპირში).

მაშასადამე, ნივთიერებაში ჯამური მაგნიტური ველის ინდუქციის ვექტორის ცირკულაციისათვის გვექნება:

$$\oint_l (\vec{B} d\vec{l}) = \mu_0 (I_{\text{მაკრო}} + I_{\text{მიკრო}}). \quad (31.1)$$

გამოვთვალოთ $I_{\text{მიკრო}}$. შევნიშნოთ, რომ მოლეკულური დენების ალგებრულ ჯამში წვლილს გვაძლევს მხოლოდ ის მოლეკულური დენები, რომლებიც „ასხმული“ არიან l კონტურზე (სურ. 31.1ა). მართლაც, მოლეკულური დენები, რომლებიც არ აკმაყოფილებს ამ პირობას, ან საერთოდ არ გადაკვეთენ S ზედაპირს (დენი $I'_{\text{მოლ}}$), ან გადაკვეთენ ორჯერ ურთიერთსაწინააღმდეგო მიმართულებით (დენი $I''_{\text{მოლ}}$).

გამოვყოთ l კონტურის მცირე dl ელემენტი და დავუშვათ, რომ კუთხე P დამაგნიტების ვექტორსა და dl -ს შორის არის α (სურ. 31.1 ბ). სურათიდან ჩანს, რომ dl ელემენტზე „ასხმულია“ მხოლოდ ის მოლეკულური დენები, რომელთა ცენტრები მოთავსებულია ირიბ ცილინდრში, რომლის სიმაღლეა dl და ფუძე $S_{\text{მოლ}}$, სადაც $S_{\text{მოლ}}$ – მოლეკულური დენით შემოსაზღვრული ფართობია. ამ ცილინდრის მოცულობა $dV = S_{\text{მოლ}} dl \cdot \cos \alpha$. თუ მოლეკულების კონცენტრაციას აღვნიშნავთ n – ით, მაშინ მოლეკულების რაოდენობა ცილინდრში



სურ. 31.1

$$dn = n \cdot S_{\text{მოლ.}} \cdot dl \cdot \cos \alpha$$

ხოლო ჯამური dI მიკროდენი, რომელსაც „მოიცავს“ dl ელემენტი

$$dI_{\text{მიკრო}} = I_{\text{მოლ.}} n \cdot S_{\text{მოლ.}} \cdot dl \cdot \cos \alpha.$$

მაგრამ $I_{\text{მოლ.}} S_{\text{მოლ.}} = p_a$ არის ცალკეული მოლეკულის მაგნიტური მომენტი, ხოლო $n \cdot I_{\text{მოლ.}} S_{\text{მოლ.}} = np_a$ — მოცულობის ერთეულის მაგნიტური მომენტი, ანუ დამაგნიტების ვექტორი P . ამიტომ

$$dI_{\text{მიკრო}} = P dl \cdot \cos \alpha = (\vec{P} \cdot \vec{dl}). \quad (31.2)$$

ჯამური მიკროდენი ($I_{\text{მიკრო}}$), რომელსაც მოიცავს l ჩაკეტილი კონტური მიიღება (31.2) გამოსახულების ინტეგრებით:

$$I_{\text{მიკრო}} = \oint_l (\vec{P} \cdot \vec{dl}).$$

$I_{\text{მიკრო}}$ -ს მიღებული მნიშვნელობა შევიტანოთ (31.1) ფორმულაში:

$$\oint_l (\vec{B} \cdot \vec{dl}) = \mu_0 I_{\text{მიკრო}} + \mu_0 \oint_l (\vec{P} \cdot \vec{dl}),$$

საიდანაც ყველა წევრის μ_0 -ზე გაყოფისა და მცირე გარდაქმნების შემდეგ მივიღებთ:

$$\oint_l \left(\left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{P} \right) \cdot \vec{dl} \right) = I_{\text{მიკრო}}. \quad (31.3)$$

$\left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{P} \right)$ ვექტორს უწოდებენ მაგნიტური ველის დაძაბულობის ვექტორს და აღნიშნავენ $\vec{H}$ -ით:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{P} \quad (31.4)$$

და საბოლოოდ გვექნება:

$$\oint_l (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = I_{\text{მაკრო}}. \quad (31.5)$$

(31.5) ფორმულა წარმოადგენს (8.3) ფორმულის განზოგადებას და გამოსახავს სრული დენის კანონს ნივთიერებაში: მაგნიტური ველის დაძაბულობის ვექტორის ცირკულაცია ჩაკეტილი კონტურის მიმართ ტოლია იმ მაკროსკოპული დენების ალგებრული ჯამისა, რომელსაც ეს კონტური მოიცავს. როგორც ვხედავთ, დამხმარე ვექტორის – მაგნიტური ველის დაძაბულობის ვექტორის შემოტანამ საშუალება მოგვცა გამოგვერიცხა ცირკულაციის თეორეტიკულ მიკროდენები (რაც ნიშნავს იმას, რომ $\vec{H}$ არ არის დამოკიდებული ნივთიერების გვარობაზე).

ერთგვაროვანი, იზოტროპული გარემოს შემთხვევაში $\vec{P} = k_m \vec{H}$, ამიტომ

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - k_m \vec{H},$$

$$\vec{H}(1 + k_m) = \frac{\vec{B}}{\mu_0},$$

და

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu} \quad (31.6)$$

სადაც $\mu = 1 + k_m$ – ნივთიერების მაგნიტური შეღწევადობაა.

დავუშვათ, მაკროდენი ვაკუუმში ქმნის ერთგვაროვან ველს, რომლის ინდუქციაა $\vec{B}_0$. ვთქვათ, ეს არის სოლენოიდის მაგნიტური ველი. (31.6)-ის თანახმად ამ ველის დაძაბულობა

$$\vec{H}_0 = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}. \quad (31.7)$$

შევიტანოთ სოლენოიდში ცილინდრული ფორმის ერთგვაროვანი, იზოტროპული მაგნეტიკი. იგი დამაგნიტდება, ამასთან $\vec{P}$ დამაგნიტების ვექტორი კოლენიალური იქნება $\vec{B}_0$ ვექტორისა. ვიცით (§25), რომ მაგნეტიკში აღძრული საკუთარი ველის ინდუქცია $\vec{B}' = \mu_0 \vec{P}$, ამიტომ ჯამური ველი მაგნეტიკში

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{P}. \quad (31.8)$$

$\vec{B}$ -ს მიღებული მნიშვნელობა შევიტანოთ (31.4)-ში

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{P} = \frac{\vec{B}_0 + \mu_0 \vec{P}}{\mu_0} - \vec{P} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} = \vec{H}_0.$$

მივიღეთ, რომ მაგნიტური ველის დაძაბულობა მაგნეტიკში $(\vec{H})$ თანხვედება ველის დაძაბულობას ვაკუუმში $(\vec{H}_0)$. მიღებული შედეგი სამართლიანია მხოლოდ

მაშინ, როდესაც ერთგვაროვანი, იზოტროპული მაგნეტიკი მთლიანად აკვებს იმ სივრცეს, სადაც $H_0 \neq 0$. თუ ეს პირობები არ სრულდება, მაშინ $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{P}$ არ უდრის $\vec{H}_0 = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}$ -ს.

§32. ფერომაგნეტიკები

როგორც 24-ე პარაგრაფში იყო აღნიშნული, პარამაგნეტიკური სხეულებიდან გამოიყოფა მცირერიცხოვანი, მაგრამ დიდი პტაქტიკული მნიშვნელობის ჯგუფი სხეულებისა, რომლებშიც მიკროდენების მიერ შექმნილი მაგნეტიკური ველი (საკუთარი ველი) ასჯერ და ათასჯერ შეიძლება სჭარბობდეს დამამაგნეტიკებელ გარეშე ველს (მაკროდენების ველს). მათ ფერომაგნეტიკები ეწოდებათ. ფერომაგნეტიკებია: რკინა, ნიკელი, კობალტი, მთელი რიგი შენადნობები და სხვ.* **ფერო-მაგნეტიზმი მათში თავს იჩენს მხოლოდ კრისტალურ მდგომარეობაში.**

ცხრილი I

ფერომაგნეტიკური ნივთიერება	μ
კობალტი	~150
ნიკელი	~250
თუჯი ($Fe + 3\%C$)	~2000
რკინა	~5000
კაჟიანი რკინა ($Fe + 3,3\%Si$)	~10000
პერმალაი ($78\%Ni + 28\%Fe$)	~100000

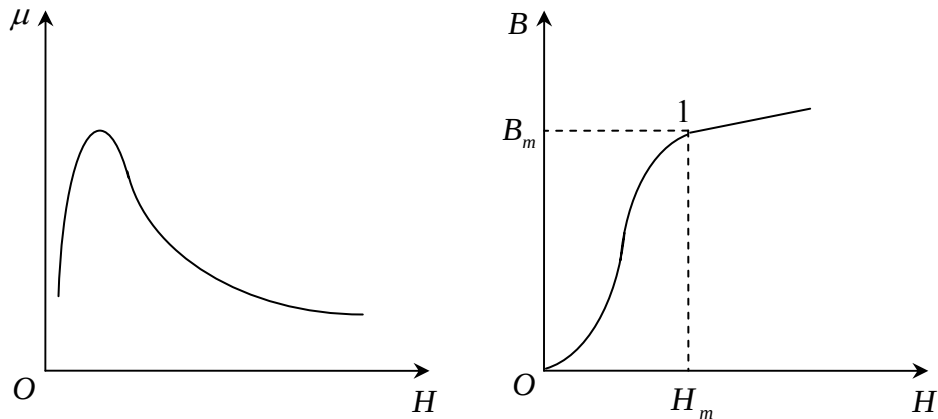
პარა- და დიამაგნეტიკებისაგან განსხვავებით (რომლებისთვისაც μ ერთისაგან უმნიშვნელოდ განსხვავდება), ფერო-მაგნეტიკური სხეულებისათვის მაგნეტიკური შეღწევადობა ძალიან დიდ მნიშვნელობებს აღწევს. I ცხრილში მოყვანილია ზოგიერთი ფერომაგნეტიკის მაგნეტიკური შეღწევადობის მაქსიმალური მნიშვნელობები.

ფერომაგნეტიკური მასალების ფართო გამოყენება მხოლოდ მე-19-ე საუკუნის ბოლოს დაიწყო, როცა წარმოიშვა ელექტრული მანქანებისა და მაგნეტიკური წრედის აპარატების შექმნის აუცილებლობა, რომლებსაც ექნებოდა რაც შეიძლება მცირე მაგნეტიკური წინაღობა.

ფერომაგნეტიკების ექსპერიმენტული შესწავლა დაწყებულ იქნა სტოლეტოვის მიერ 1871 წელს. აღმოჩნდა, რომ ფერომაგნეტიკური სხეულებისათვის დამახასიათებელია მაგნეტიკური შეღწევადობის არა მარტო დიდი მნიშვნელობა, არამედ მისი დამოკიდებულება მაგნეტიკურ ველზე: H -ის გაზრდით μ თავდაპირველად სწრაფად იზრდება, აღწევს მაქსიმუმს, შემდეგ მცირდება და (ძლიერ დიდი ველების

* ფერომაგნეტიკური თვისებების მატარებელია აგრეთვე გადოლინიუმი, ერბიუმი, დისპოზიუმი, ტულიუმი, გოლმიუმი და თერბიუმი. ამასთან, უკანასკნელი ხუთი იშვიათი ელემენტების ფერომაგნეტიზმი თავს იჩენს მხოლოდ მეტად დაბალ ტემპერატურებზე.

შემთხვევაში) მიისწრაფვის ერთისაკენ* (სურ. 32.1 ა). ამიტომ, თუმცა ფორმულა $B = \mu_0 \mu H$ მართებულია ფერომაგნეტიკებისთვისაც, ამ სხეულებში მაგნიტური ინდუქცია უკვე აღარ არის დამამაგნიტებელი ველის პროპორციული: ველის დაძაბულობის შედარებით მცირე H_m მნიშვნელობის დროს ინდუქცია აღწევს დიდ

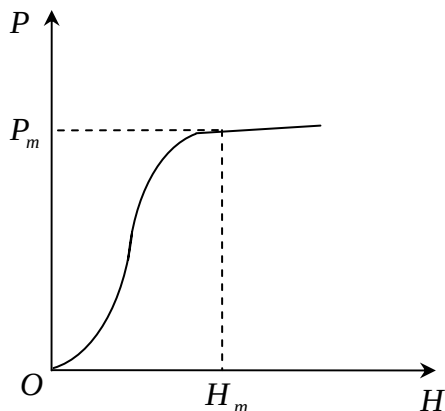


ა

სურ. 32.1

ბ

(გაჯერების) B_m მნიშვნელობას, რის შედეგადაც ის იცვლება უკვე ნელა, H -ის პროპორციულად (სურ. 32.1, ბ), ე. ი. დაახლოებით ისე, როგორც პარამაგნეტიკში. ფერომაგნეტიკის დამაგნიტების მრუდი გამოსახულია 32.2 სურათზე. აღსანიშნავია, რომ დამამაგნიტებელი ველის უკვე $\sim(10 - 100)$ ა/მ მნიშვნელობების დროს აღვილი აქვს გაჯერებას.** შევნიშნოთ, რომ $P = f(H)$ მრუდის განსაკუთრებით სწრაფი ცვლილება შეესაბამება $\mu = f(H)$ მრუდის მაქსიმუმს.



სურ. 32.2.

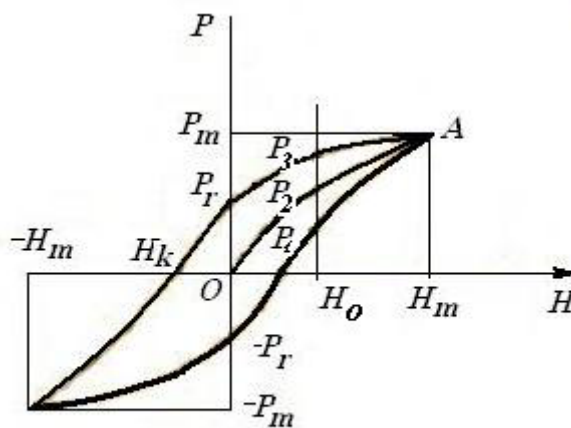
ფერომაგნიტური სხეულებისათვის დამახასიათებელია მაგნიტური ჰისტერეზისის მოვლენა – ფერომაგნეტიკის გადამაგნიტების სრული ციკლის შესრულების შედეგად მიიღება ჩაკეტილი მრუდი (სურ. 32.3), რომელსაც **ჰისტერეზისის მარყუჟი** ეწოდება. ასეთი მრუდის მიღებას განაპირობებს ის გარემოება, რომ ცვლად მაგნიტურ ველში ფერომაგნეტიკის დამაგნიტების ცვლილება ჩამორ-

* მართლაც, $\mu = \frac{B}{\mu_0 H} = \frac{\mu_0(H + P)}{\mu_0 H} = 1 + \frac{P}{H} \rightarrow 1$. როცა $H \rightarrow \infty$.

** $B = f(H)$ მრუდის სახე ეთანადება $P = f(H)$ მრუდს: გაჯერების მომენტში $P = const$ და მაგნიტური ინდუქცია $B = \mu_0(H + P)$ იზრდება H -ის პროპორციულად.

ჩება მაგნიტური ველის ცვლილებას.* ჰისტერეზისის მრუდის ძირითადი მახასიათებლებია P_r ნარჩენი მაგნეტიზმი და H_k კოერციტიული ძალა.** ვისარგებლოთ 32.3 სურათით და მივყევით $P = f(H)$ მრუდის ცვლილებას: თავდაპირველად, H -ის ზრდით იზრდება P -ც და H_m -ის რაღაც მნიშვნელობის დროს მიიღება გაჯერება P_m .

ეს პროცესი მიმდინარეობს OA მრუდის შესაბამისად, რომელსაც თავდაპირველი დამაგნიტების მრუდი ეწოდება. თუ ამის შემდეგ დავიწყებთ H -ის შემცირებას, შემცირდება დამაგნიტებაც, მაგრამ P -ს შემცირება ჩამორჩება H -ის შემცირებას, რის გამოც, როცა $H = 0$, $P = P_r \neq 0$; P_r განსაზღვრავს ნარჩენ მაგნეტიზმს. მის მოსახსნელად საჭიროა სხეულზე მოვდოთ საწინააღმდეგო მიმართულების ველი, რომლის რაღაც H_k მნიშვნელობის დროს P_r ხდება ნულის ტოლი. H_k -ს ეწოდება კოერციტიული ძალა. ამ ველის შემდგომი ზრდა გამოიწვევს ფერომაგნეტიზმის დამაგნიტებას საწინააღმდეგო მიმართულებით, რომლის $-H_m$ მნიშვნელობის დროს აღწევს ნაჯერობას ($-P_m$), ხოლო მისი ნულამდე შემცირებისას მიიღება ნარჩენი მაგნეტიზმი ($-P_r$). მაგნიტური ველის დადებითი მნიშვნელობის განმეორებითი გაზრდა გამოიწვევს სხეულის დამაგნიტებას $-P_r A$ მრუდის შესაბამისად და მრუდი შეიკვრება. ამრიგად, როგორც



სურ. 32.3

სურათიდან ჩანს, ფერომაგნეტიკის დამაგნიტების ექვტორი არ წარმოადგენს დამამაგნიტებელი ველის ცალსახა ფუნქციას. P -ს მნიშვნელობა დამოკიდებულია არა მარტო H -ის მნიშვნელობაზე, არამედ დამაგნიტების წინაისტორიაზეც: ველის ერთსა და იმავე H_0 მნიშვნელობას შეესაბამება დამაგნიტების სამი სხვადასხვა მნიშვნელობა (P_1, P_2, P_3). ჰისტერეზისის მარყუჯით შემოსაზღვრული ფართობი განსაზღვრავს ფერომაგნეტიკის გადამაგნიტების მუშაობას, რომელიც სხეულში გამოიყოფა სითბოს სახით.

ცხრილი II

ნივთიერება	კიურის წერტილი °C
კობალტი	1127
რკინა	770
ნიკელი	357
გადოლინიუმი	16
თერბიუმი	-43
დისპროზიუმი	-168
ტულიუმი	-222
ერბიუმი	-253

* ჰისტერეზისის ბერძნული სიტყვაა და ნიშნავს ჩამორჩენას.

** სიტყვა „კოერციტიული“ ლათინური წარმოშობისაა და ნიშნავს შემაკავებელს.

ცხადია, ამ მუშაობის სიდიდე დამოკიდებულია ნარჩენ მაგნეტიზმზე და კოერციტიულ ძალაზე. ეს უდევს საფუძვლად ფერომაგნეტიკების დაყოფას რბილ-მაგნიტურ და ხისტმაგნიტურ სხეულებად. რბილმაგნიტური სხეულებისათვის P_r და H_k მცირეა (მცირეა, მაშასადამე, გადამაგნიტების დროს გამოყოფილი სითბოს რაოდენობაც) და ისინი გამოიყენება. მაგალითად, ტრანსფორმატორის გულარების დასამზადებლად. ხისტმაგნიტური სხეულებისათვის, პირიქით, P_r და H_k დიდია და ისინი გამოიყენება მუდმივი მაგნიტების დასამზადებლად.

ყოველი ფერომაგნეტიკისათვის არსებობს განსაკუთრებული ტემპერატურა, ე.წ. **კიურის წერტილი**, რომლის ზევითაც სხეული კარგავს ფერომაგნიტურ თვისებებს და იქცევა ისე, როგორც ჩვეულებრივი პარამაგნეტიკი. II ცხრილში მოყვანილია ზოგიერთი ფერომაგნეტიკის კიურის წერტილი.

§33 ფერომაგნეტიზმის ახსნა

აგხსნათ ფერომაგნეტიზმი, გავარკვიოთ მისი ბუნება. ფერომაგნეტიზმის თავისებურებანი არ შეიძლება აიხსნას უბრალო კლასიკური წარმოდგენების საფუძველზე. ამ თავისებურებების ასახსნელად ფრანგმა ფიზიკოსმა ვეისმა 1907 წ. წამოაყენა ორი ჰიპოთეზა, რომელიც საფუძვლად დაედო ფერომაგნეტიზმის ნახევრად ფენომენოლოგიურ თეორიას.

პირველი ჰიპოთეზის თანახმად ყოველ ფერომაგნეტიკში კიურის წერტილზე დაბლა ადგილი აქვს გარეშე მაგნიტური ველისაგან დამოუკიდებელ სპონტანურ (თავისთავად) დამაგნიტებას.

ამ ჰიპოთეზიდან გამომდინარეობს, რომ ყოველი ფერომაგნიტური სხეული ყოველთვის უნდა იყოს დამაგნიტებული, რაც ცდით არ დასტურდება.

შექმნილი წინააღმდეგობის გადასალახავად ვეისმა წამოაყენა მეორე ჰიპოთეზა, რომლის თანახმადაც ყოველი ფერომაგნეტიკი კიურის ტემპერატურაზე დაბლა იყოფა მცირე სიდიდის ($\approx 10^{-2}$ სმ) არეებად (დომენებად), რომელთა ფარგლებში ადგილი აქვს სპონტანურ დამაგნიტებას ნაჯერობამდე.* ამასთან, გარეშე მაგნიტური ველის არარსებობის შემთხვევაში დომენების მაგნიტური ვექტორების ორიენტაცია ქაოსურია (სურ. 33.1,ა), რის გამოც სხეულის ჯამური დამაგნიტება უდრის ნულს.

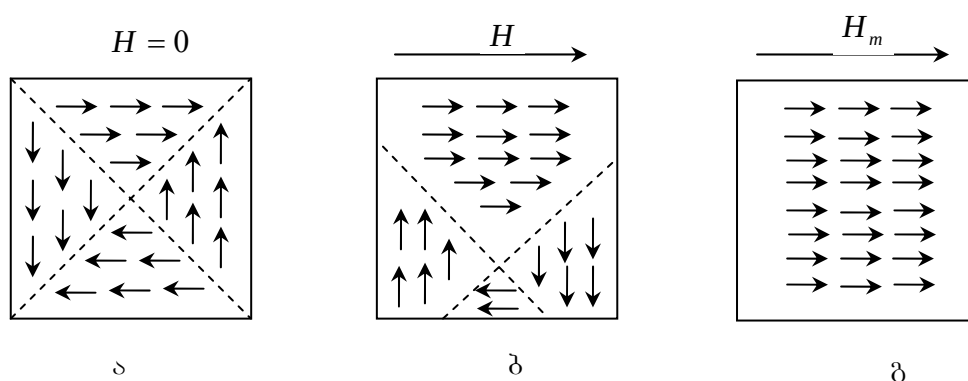
გარეშე მაგნიტური ველის მოქმედებით ხდება დომენებს შორის საზღვრების გადაადგილება და მათი მოცულობის შეცვლა. ის დომენები, რომლებიც ორიენტი-

* ამ თვალსაზრისით ფერომაგნეტიკი ჰგავს სეგნეტოელექტრიკს, რომელშიც აგრეთვე არის თავისთავადი პოლარიზაციის არეები.

რებულია ველის გასწვრივ, იზრდება სხვაგვარად ორიენტირებული დომენების ხარჯზე და სხეული მაგნიტდება (სურ. 33.1, ბ). გარეშე მაგნიტური ველის გარკვეული H_m მნიშვნელობის დროს დომენებს შორის საზღვრების გადაადგილების პროცესი დამთავრებულია, ყველა დომენი შემოტრიალებულია ველის გასწვრივ და სხეული წარმოადგენს ერთ მთლიან დომენს (სურ. 33.1, გ). ამ მდგომარეობას შეესაბამება ფერომაგნეტიკის დამაგნიტება ნაჯერობამდე.

ველის პირველი ჰიპოთეზა საფუძვლად უდევს თავისთავადი დამაგნიტების თეორიას, რომელიც ფერომაგნეტიზმის ბუნების ახსნის გასაღებს წარმოადგენს.

მეორე ჰიპოთეზა საფუძვლად უდევს დამაგნიტების მრუდის თეორიას, რომელიც ხსნის ფერომაგნეტიკის ქცევას გარეშე მაგნიტურ ველში მოთავსებისას.



სურ. 33. 1

ფერომაგნეტიზმის ბუნების გასარკვევად საჭიროა პასუხი გაეცეს შემდეგ კითხვებს:

1. ელექტრონების რომელი მაგნიტური მომენტები – ორბიტული თუ სპინური – განაპირობებს ფერომაგნეტიზმს?
2. რა არის სპონტანური დამაგნიტების მიზეზი?
3. რა არის ფერომაგნეტიკის დომენებად დაყოფის მიზეზი?

დასმულ კითხვებზე სრული პასუხის გაცემა ეყრდნობა რთულ კვანტურ-მექანიკურ გამოთვლებს და სცილდება ჩვენი კურსის ფარგლებს. განვიხილოთ ამ გამოთვლებიდან გამომდინარე მოკლე პასუხები.

1. პირველ კითხვაზე პასუხის გაცემა ხდება გირომაგნიტური ცდების საფუძველზე, რომელიც ადრე განვიხილეთ. ცდით მიღებული გირომაგნიტური ფარდობის საშუალებით დადგინდა, რომ ფერომაგნეტიზმს განაპირობებს ელექტრონის სპინური და არა ორბიტული მომენტი.

მაგრამ სპინი გააჩნია არა მარტო რკინის, ნიკელის, კობალტის ატომების ელექტრონებს, არამედ, სპილენძის, ვერცხლის, ოქროს ატომების ელექტრონებსაც

და საერთოდ, ყველა ელექტრონს. რატომაა, რომ სპილენძი, ვერცხლი და ოქრო არაფერომაგნიტური არიან?

ფერომაგნიტური ნივთიერებების ატომების ელექტრონული სტრუქტურის განხილვა გვიჩვენებს, რომ მათ აქვთ შეუვსებელი შიგა ელექტრონული ქვეშრები, რომელთა სპინები არაკომპენსირებულია. მოლიანად შევსებული ქვეშრე ყოველთვის მაგნიტურად ნეიტრალურია, ვინაიდან ადგილი აქვს ელექტრონული სპინური მომენტების სრულ კომპენსაციას.

ამრიგად, შეიძლება დავასკვნათ, რომ ნივთიერებების ფერომაგნეტიზმის არსებობისათვის აუცილებელი პირობაა მის ატომებში შეუვსებელი ქვეშრისა და მაშასადამე არაკომპენსირებული სპინური მომენტების არსებობა.

2. ნივთიერების ფერომაგნეტიზმისათვის მის ატომებში არაკომპენსირებული სპინების არსებობა წარმოადგენს აუცილებელ, მაგრამ არასაკმარის პირობას.

მართლაც, შეუვსებელი შიგა ელექტრონული შრე აქვთ არა მარტო ფერომაგნიტური ნივთიერებების ატომებს, არამედ სხვა ელემენტების ატომებსაც. ასეთებია რკინის ჯგუფის გარდამავალი ელემენტები (*Sc, Ti, Cr, V, Mn, Fe, Co, Ni*). მაშასადამე, საჭიროა კიდევ ატომებს შორის ადგილი ჰქონდეს ისეთ ურთიერთქმედებას, რომელიც განაპირობებდა სპინების პარალელურ ორიენტაციას და მაშასადამე, სპონტანურ დამაგნიტებას.

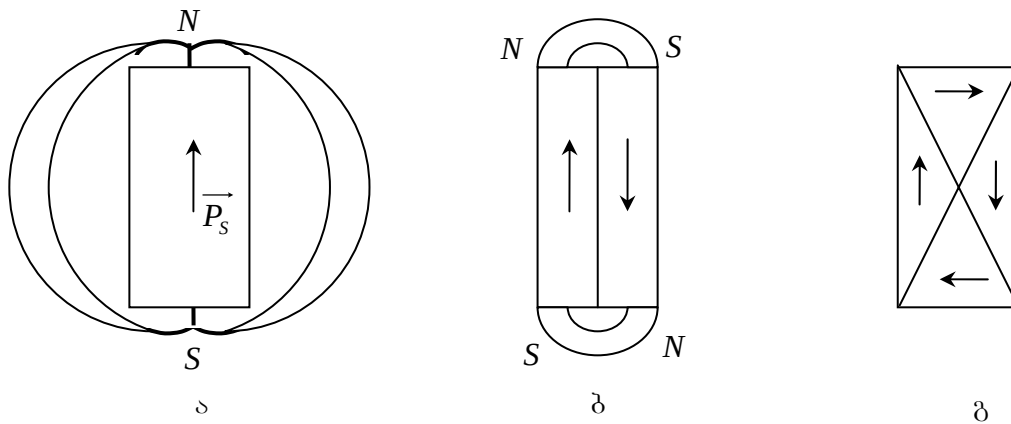
საბჭოთა ფიზიკოსების ი.დორფმანისა და ი.ფრენკელის, აგრეთვე გერმანელი ფიზიკოსის ჰაიზენბერგის შრომების შედეგად დადგინდა, რომ ფერომაგნეტიკის კრისტალურ მესერში სხვადასხვა ატომების შეუვსებელი ქვეშრის ელექტრონებს შორის ადგილი აქვს ე.წ. გაცვლით ურთიერთქმედებას, რომელიც ენერგეტიკულად უფრო ხელსაყრელს ხდის სპინების პარალელურ ორიენტაციას, რაც განაპირობებს სპონტანურ დამაგნიტებას.

3. ფერომაგნეტიზმის დომენებად დაყოფის მიზეზი უნდა ვეძიოთ ასეთი სტრუქტურის წარმოქმნის ენერგეტიკულ ხელსაყრელობაში.

მართლაც, უკვე ვიცით, რომ გაცვლითი ურთიერთქმედება ქმნის იმ პირობებს, რომ მთელ ფერომაგნეტიკში შეიქმნას ერთგვაროვანი სპონტანური დამაგნიტება. ამის შედეგად, მართალია, გაცვლითი ურთიერთქმედების ენერგია იქნებოდა მინიმუმი, მაგრამ სასრული ზომის ფერომაგნეტიკის ბოლოებზე წარმოიქმნებოდა მაგნიტური პოლუსები, ე.ი. მიიღებოდა მუდმივი მაგნიტი (სურ. 33.2, ა). ფერომაგნეტიკის ასეთ მდგომარეობას შეესაბამება მის მიერ აღძრული მაგნიტური ველის მნიშვნელოვანი სიდიდის ენერგია. ფერომაგნეტიკის დომენებად დაყოფისას მაგნიტური ველი და მასთან დაკავშირებული ენერგია მცირდება (სურ. 33.2, ბ). ღანდაუმ და ლიფშიცმა აჩვენეს, რომ ენერგეტიკულად ყველაზე უფ-

რო ხელსაყრელია ისეთი დომენური სტრუქტურა, როდესაც სპონტანურ დამაგნიტებასთან დაკავშირებული მაგნიტური ნაკადი იკვრება ფერომაგნეტიკის შიგნით (სურ. 33.2, გ).

რაც შეეხება გაცვლითი ურთიერთქმედების ენერგიას, ის ყველა ელექტრონი-



სურ. 33. 2

სათვის, გარდა დომენების საზღვრებზე მყოფისა, უცვლელი რჩება. აღმოჩნდა, რომ ფერომაგნეტიკის დომენებად დაყოფისას, ერთი მიმართულების დომენიდან მეორეზე მკვეთრი გადასვლა ენერგეტიკულად ხელსაყრელი არ არის, ამიტომ წარმოიქმნება სასაზღვრო ფენა, რომლის საშუალებითაც ხდება ერთი დომენიდან მეორეზე თანდათანობითი გადასვლა. ეს, ცხადია, ზრდის გაცვლითი ურთიერთქმედების ენერგიას, მაგრამ გამოთვლები გვიჩვენებს, რომ ეს ეფექტი მცირეა მაგნიტური ველის ენერგიის შემცირებასთან შედარებით, ამიტომ საბოლოო ჯამში ფერომაგნეტიკის დომენებად დაყოფა ენერგეტიკულად ხელსაყრელ პროცესს წარმოადგენს.

და ბოლოს შევნიშნოთ, რომ სასაზღვრო ფენაში მყოფი ატომების გაცვლითი ენერგია შეიძლება განვიხილოთ, როგორც ზედაპირული ენერგია, ვინაიდან ის პროპორციულია დომენების გამყოფი ზედაპირის ფართობისა. ფერომაგნეტიკის დომენებად დაყოფისას გამყოფი ზედაპირების ფართობი იზრდება. მასთან ერთად იზრდება გაცვლითი ურთიერთქმედების სრული ენერგიაც, ხოლო მაგნიტური ველის ენერგია მცირდება. დომენებად დაყოფა შეწყდება მაშინ, როცა მაგნიტური და გაცვლითი ენერგიების ჯამი მინიმუმი გახდება. მინიმუმის ეს პირობა განსაზღვრავს დომენების ზომას.



სურ. 33.3

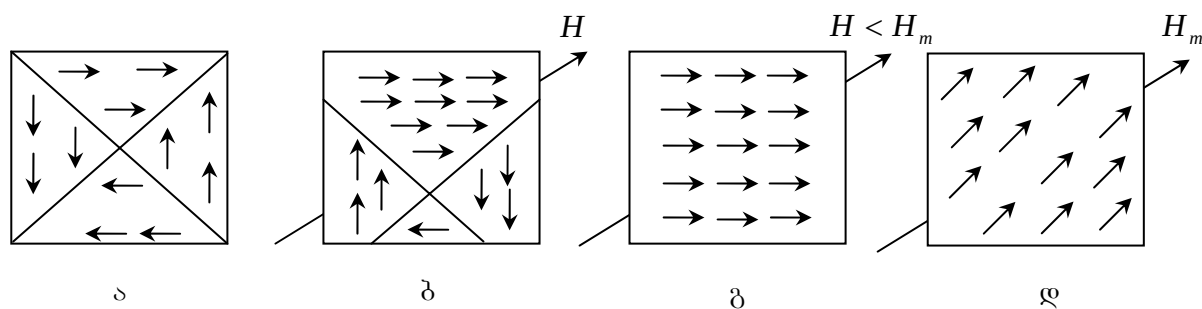
არსებობს დომენური სტრუქტური ექსპერიმენტული დაკვირვების რამდენიმე მეთოდი, რომელთაგან ყველაზე მარტივი და თვალსაჩინოა აკულოვ-ბიტერის მეთოდით. 1931 წელს საბჭოთა მეცნიერებმა ნ.აკულოვმა და მ.დუხტიარმა და მათგან დამოუკიდებლად ამერიკელმა მეცნიერმა ს.ბიტერმა მოგვცეს დომენების უშუალო

დაკვირვების მეთოდი: ფერომაგნიტური კრისტალის ზედაპირი გულმოდგინედ პოლირდება და მასზე დააქვთ ფერომაგნიტური ნივთიერების (მაგალითად, მაგნეტიტი Fe_2O_3) მეტად წვრილ მარცვლოვანი ფხვნილის წყლის სუსპენზია. ნაწილაკების განლაგება ზედაპირზე იღებს სელექციურ ხასიათს: მაგნიტური ძალების მოქმედებით ისინი მოძრაობენ დომენების საზღვრებისკენ (სადაც ხდება მაგნიტური ველის ძალწირების გამოსვლა), იქ ილექებიან და ამრიგად, გვაძლევენ დომენური სტრუქტურის მოხაზულობას, რომელიც კარგად ჩანს მიკროსკოპში (სურ. 33.3).

§34. ფერომაგნეტიზმის დამაგნიტების მექანიზმი

ჩვენ გავარკვევთ, რომ ფერომაგნეტიზმის მოვლენას საფუძვლად უდევს სპონტანური დამაგნიტება. გარეშე მაგნიტური ველის არარსებობის შემთხვევაში ფერომაგნიტური სხეული იყოფა დომენებად, რომელთა მაგნიტური მომენტები ორიენტირებულია იოლი დამაგნიტების მიმართულებით, თანაც ისე, რომ კუთხე მეზობელი დომენების მაგნიტურ მომენტებს შორის ან 180° -ია (ანტიპარალელური ორიენტაცია) ან 90° . დომენების ასეთი ორიენტაცია ენერგეტიკულად ხელსაყრელია, ვინაიდან სპონტანურ დამაგნიტებასთან დაკავშირებული მაგნიტური ნაკადი იკვრება ფერომაგნეტიკის შიგნით.

ამრიგად, გარეშე მაგნიტური ველის არარსებობის შემთხვევაში დომენების ორიენტაცია ისეთია, რომ ფერომაგნეტიკის ჯამური მაგნიტური მომენტი უდრის ნულს (სურ. 34.1,ა). გარეშე მაგნიტურ ველში შეტანისას ფერომაგნეტიკის იქნის ნულისაგან განსხვავებულ მაგნიტურ მომენტს – ის მაგნიტდება. ფერომაგნეტიკში მომდინარე ფიზიკური მოვლენების ხასიათის მიხედვით დამაგნიტების პროცესი სამ სტადიად იყოფა: დომენებს შორის საზღვრების გადანაცვლების პროცესი, დამაგნიტების ვექტორის ბრუნვის პროცესი და პარაპროცესი. დამაგნიტების მრუდზე (სურ. 34.2) ამ პროცესის შესაბამისი მონაკვეთებია: OA , AB და BC . განვიხილოთ თითოეული პროცესი ცალცალკე.

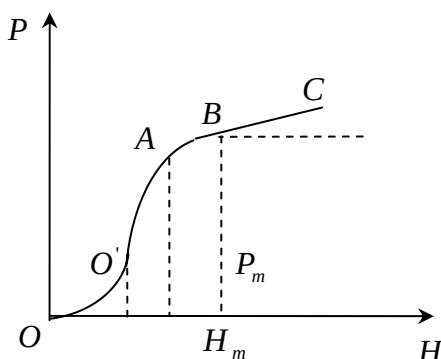


სურ. 34.1

1. **გადანაცვლების პროცესი.** შევიტანოთ ფერომაგნეტიკი გარკვეული მიმართულების მცირე სიდიდის მაგნიტურ ველში. მაშინ ფერომაგნეტიკის საერთო ენერგიას დაემატება მისი მაგნიტურ ველთან ურთიერთქმედების ენერგია. ამ შემთხვევაში ენერგიის მინიმუმის პირობა, ცხადია, განხორციელდება დომენების მაგნიტური მომენტების სხვა ორიენტაციისათვის, რაც გამოიწვევს ფერომაგნეტიკის დამაგნიტებას. მართლაც, იმ დომენების ენერგია, რომელთა მაგნიტური მომენტები ველის მიმართულებასთან აღენს დიდ კუთხეს, მეტი გახდება იმ დომენების ენერგიაზე, რომელთათვისაც ეს კუთხე შედარებით მცირეა. ამის შედეგად მოხდება ენერგეტიკულად ხელსაყრელი ორიენტაციის

დომენების ზრდა მეზობელი დომენების ხარჯზე. ეს ზრდა ხორციელდება დომენებს შორის საზღვრების გადანაცვლებით, ამიტომ პროცესს ეწოდება **გადანაცვლების პროცესი**.

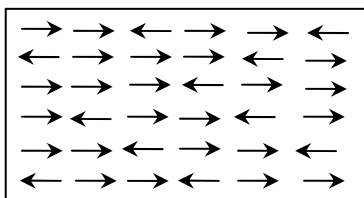
ჩვენს ნახაზზე ენერგეტიკულად ყველაზე უფრო ხელსაყრელი ორიენტაცია აქვს ზედა დომენს. ამიტომ იგი გაიზრდება მეზობელი დომენების ხარჯზე (სურ. 34.1ბ). გარეშე ველის ზრდა აგრძელებს გადანაცვლების პროცესს, რომელიც ველის გარკვეული $H < H_m$ მნიშვნელობის დროს მთავრდება. ამ დროს ფერომაგნიტური სხეული წარმოადგენს ერთ დიდ დომენს (სურ. 34.1 გ). დამაგნიტების მრუდზე (სურ. 34.2) გადანაცვლების პროცესს შეესაბამება OA მონაკვეთი. ამ მონაკვეთის დასაწყისში (OO'), H -ის მცირე მნიშვნელობების დროს, დამაგნიტება მიმდინარეობს თანდათან და პროცესს აქვს შექცევადი ხასიათი – მაგნიტური ველის მოხსნისას დამაგნიტება მთლიანად ისპობა. მაგნიტური ველის შემდეგომი ზრდისას დამაგნიტების პროცესი შეუქცევადია ($O'A$ მონაკვეთი).



სურ. 34.2.

2. ბრუნვის პროცესი. გადანაცვლების პროცესის დამთავრების შემდეგ ფერომაგნიტიკის P_m მაგნიტური მომენტი (სპონტანური დამაგნიტების ვექტორი) მაქსიმალურია, მაგრამ ის ადგენს გარკვეულ კუთხეს H -ის მიმართულებასთან. H -ის შემდგომი ზრდა იწვევს დამაგნიტების ვექტორის თანდათანობით შემობრუნებას ველის მიმართულებით. შემობრუნების ეს პროცესი მთავრდება H -ის H_m მნიშვნელობის დროს. ფერომაგნიტიკის დამაგნიტება აღწევს ტექნიკურ ნაჯერობას (სურ. 34.1 დ).

3. პარაპროცესი. ტექნიკური ნაჯერობის მიღწევის შემდეგ, H -ის ზრდით ფერომაგნიტიკის დამაგნიტება ძალიან ნელა, მაგრამ მაინც იზრდება (BC მონაკვეთი). ეს იმით აიხსნება, რომ აბსოლუტური ნულისაგან განსხვავებულ ტემპერატურაზე სპონტანურად დამაგნიტებული არეების ყველა სპინი ურთიერთპარალელური არ არის. სითბური მოძრაობის გამო ატომების ნაწილის სპინებს ანტიპარალელური ორიენტაცია აქვს (სურ. 34.3). ძლიერი მაგნიტური ველის მოქმედებით ხდება ასეთი სპინების შემობრუნება 180-ით, რაც იწვევს სხეული დამაგნიტების ზრდას. ტექნიკურ ნაჯერობამდე დამაგნიტებულ ფერომაგნიტიკის დამაგნიტების ზრდის პროცესს **პარაპროცესი** ეწოდება.



სურ. 34. 3.

დაეუშვათ, ფერომაგნიტიკი იმყოფება ტექნიკური ნაჯერობის მდგომარეობაში. დავიწყოთ მაგნიტური ველის შემცირება. ეს გამოიწვევს მაგნიტური ურთიერთქმედების შემცირებას და სპონტანური დამაგნიტების ვექტორის გადახრას $\vec{H}$ -ის მიმართულებიდან. H -ის შემცირებით დამაგნიტების ვექტორი სულ უფრო და უფრო შორდება $\vec{H}$ -ის მიმართულებას და უახლოვდება უახლოესი იოლი დამაგნიტების მიმართულებას. როდესაც ველი შემცირდება ნულამდე, სხეულის დამაგნიტება ნულის ტოლი არ იქნება, ვინაიდან ატომების სპინური მაგნიტური მომენტები უმთავრესად ორიენტირებული იქნება იოლი დამაგნიტების მიმართულებით. ამით აიხსნება ნარჩენი დამაგნიტების წარმოშობა. მის მოხსნის საჭიროა კრისტალზე მოვდოთ საწინააღმდეგო

მიმართულების ველი, რომელიც ზემოთ აღწერილი სქემის მიხედვით გამოიწვევს დომენების მოცულობის ცვლილებას – ზოგს გაზრდის, ზოგს კი შეამცირებს.

ფერომაგნიტიკის დამაგნიტების განხილული სქემა, თუმცა სწორად ასახავს დამაგნიტების ცალკეულ ეტაპს, მაგრამ იდეალიზებულია. რეალურ პირობებში ადგილი აქვს გადანაცვლების, ბრუნვის და პარაპროცესების ზედდებას. დაბეჭდვით შეიძლება მხოლოდ იმის მტკიცება, რომ სუსტი ველების შემთხვევაში სჭარბობს გადანაცვლების პროცესი, ხოლო ძლიერ ველებში – ბრუნვისა და პარაპროცესები.

თაზო IV

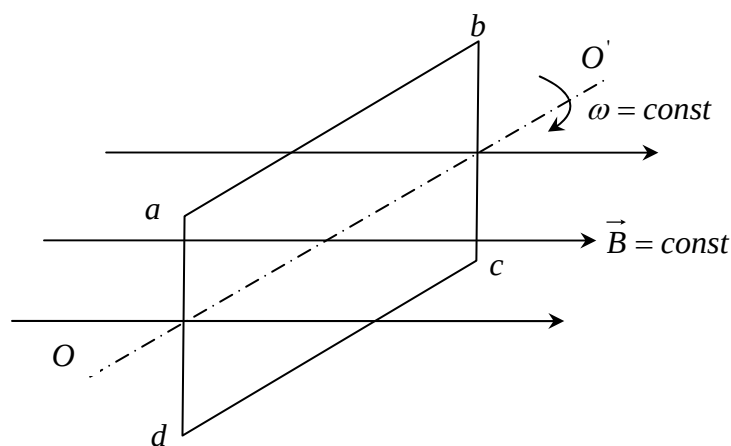
ცვლადი დენი

§35. ცვლადი დენის მიღება

ცვლადი დენი წარმოადგენს იძულებით ელექტრომაგნიტურ რხევებს. ვნახოთ, როგორ ხდება მისი მიღება.

მუდმივ და ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში მოვათავსოთ მავთულის $abcd$ ხვია (ჩარჩო). ამ ხვიის თანაბარი ბრუნვისას (მაგნიტური ველის მართობული) OO' ღერძის ირგვლივ (სურ. 35.1), მისი ფართობის გამჭოლი მაგნიტური ინდუქციის ნაკადი განუწყვეტლივ იცვლება როგორც სიდიდით, ისე მიმართულებით. ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონის თანახმად, ხვიაში აღიძვრება სიდიდით და მიმართულებით ცვლადი ინდუქციის ემ ძალა. თუ ხვიას გავწყვეტთ და მის ბოლოებს მივუერთებთ რაიმე მომხმარებელს, მომხმარებელში იდენს სიდიდით და მიმართულებით ცვლადი დენი.

ამრიგად, მაგნიტურ ველში მბრუნავი ხვია წარმოადგენს ცვლადი დენის წყაროს, ხოლო ზემოთ აღწერილი მოწყობილობა – ცვლადი დენის უმარტივესი (ერთფაზიანი) გენერატორის მოდელს.



სურ. 35.1

გამოვითვალოთ ხვიაში აღძვრული ინდუქციის ემ ძალა. ვთქვათ, საწყის მომენტში ($t = 0$), ხვიის სიბრტყე მართობულია მაგნიტური ინდუქციის წირების: $\vec{B}$ -სა და ჩარჩოს ნორმალს შორის კუთხე $\alpha = 0$. მაშინ მისი გამჭოლი მაგნიტური ინდუქციის ნაკადი Φ_0 მაქსიმალურია და გამოითვლება ფორმულით:

$\Phi_0 = BS$, სადაც S – ხვით შემოსაზღვრული ფართობია. თუ ხვია ბრუნავს ω კუთხური სიხარით, მაშინ t დროში ის შემობრუნდება $\alpha = \omega t$ კუთხით, ინდუქციის ნაკადი შემცირდება და გახდება

$$\Phi = \Phi_0 \cos \alpha = BS \cos \omega t. \quad (35.1)$$

(35.1) გვიჩვენებს, რომ ხვიის ბრუნვისას მისი გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი პერიოდულად იცვლება. (18.2)-ის თანახმად, ხვიაში აღძრული ინდუქციის ემ ძალა

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = BS\omega \sin \omega t = \mathcal{E}_0 \sin \omega t, \quad (35.2)$$

სადაც $\mathcal{E}_0 = BS\omega$ – ემ ძალის მაქსიმალური მნიშვნელობაა, (რომელსაც იგი იღებს როცა $\sin \omega t = 1$).

ამრიგად, მუდმივ მაგნიტურ ველში (გამტარი) ხვიის თანაბარი ბრუნვისას, მასში აღიძვრება ცვლადი ემ ძალა, რომელიც სინუსის კანონით იცვლება. ეს ემ ძალა მომხმარებელში წარმოქმნის სინუსოიდურ ცვლად დენს

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R} = \frac{\mathcal{E}_0}{R} \sin \omega t = I_0 \sin \omega t. \quad (35.3)$$

სადაც $I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{R}$ დენის მაქსიმალური მნიშვნელობაა, ხოლო R – მომხმარებლის წინაღობა. (35.3) გვიჩვენებს, რომ ცვლადი დენი წარმოადგენს რხევით პროცესს (ჰარმონიულ რხევას), ამიტომ, რხევითი პროცესის დამახასიათებელი სიდიდეების დასახელება (ტომი I, §36), ძალაში რჩება ცვლადი დენის შემთხვევაშიც. სახელდობრ, $\mathcal{E}_0$ -ს ეწოდება ემ ძალის ამპლიტუდა, I_0 -ს – დენის ძალის ამპლიტუდა, ω -ს – დენის წრიული სიხშირე, ωt -ს – ცვლადი დენის ფაზა. ცვლადი დენი ხასიათდება აგრეთვე პერიოდით (T) და სიხშირით (ν), ამასთან $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$.

ყოფილი საბჭოთა კავშირისა და ევროპის მთელ რიგ ქვეყნებში საყოფაცხოვრებო და ტექნიკური მიზნებისათვის იწარმოება ცვლადი დენი, რომლის სიხშირე $\nu = 50$ ჰერცს. აშშ-ში სამრეწველო დენის სიხშირე 60 ჰერცია.

თუ ემ ძალა $\mathcal{E}$ სიხშირით იცვლება, დენის ძალაც იმავე სიხშირით შეიცვლება. მაგრამ აუცილებელი არ არის რომ დენის ცვლილების ფაზა ემთხვეოდეს ემ ძალის ცვლილების ფაზას. ამიტომ, ზოგად შემთხვევაში

$$I = I_0 \sin(\omega t + \varphi), \quad (35.4)$$

სადაც φ არის ფაზათა სხვაობა (ფაზათა ძვრა) დენის ძალასა და ემ ძალას შორის.

ომის კანონი და მისგან გამომდინარე კირპოფის კანონები დადგენილი იყო მუდმივი (სტაციონარული) დენისათვის. მაგრამ ეს კანონები მართებულია ცვლადი დენისა და ძაბვისათვისაც, თუ მათი ცვლილება არ ხდება ძალიან სწრაფად. კერძოდ, თუ τ დრო, რომელიც საჭიროა ელექტრომაგნიტური შეშფოთების* მისაღწევად წრედის ყველაზე დაშორებულ უბნებამდე, გაცილებით ნაკლებია ცვლადი დენის T პერიოდზე, მაშინ დენის ძალისა და ძაბვის მყისიერი მნიშვნელობები წრედის ყველა კვეთში იქნება პრაქტიკულად ერთნაირი და შესაძლებელი იქნება მათთვის მუდმივი დენის კანონების გამოყენება. დენს, რომელიც ამ პირობას აკმაყოფილებს, **კვაზისტაციონარული დენი** ეწოდება.

ამრიგად, დენის კვაზისტაციონარობის პირობა შემდეგნაირად დაიწერება:

$$\tau \ll T \quad (35.5)$$

ელექტრომაგნიტური შეშფოთების გავრცელების სიჩქარე ძალიან დიდია (ვაკუუმში სინათლის c სიჩქარის ტოლია). თუ მანძილს წრედის ყველაზე დაშორებულ უბნამდე (ანუ წრედის ხაზოვან ზომას) აღვნიშნავთ l -ით, მაშინ $\tau \approx \frac{l}{c}$ და (35.5) პირობა ასე დაიწერება:

$$\frac{l}{c} \ll T, \text{ ანუ } l \ll cT. \text{ მაგრამ } cT = \lambda, \text{ ამიტომ } l \ll \lambda$$

ტექნიკური დენისათვის $\nu = 50$ კჰ, $T = 0,02$ წმ; სინათლის სიჩქარე $c = 3 \cdot 10^5$ კმ/წმ და კვაზისტაციონარობის პირობა ამ შემთხვევაში იქნება: $l \ll 0,02 \cdot 3 \cdot 10^5 = 6000$ კმ. ე.ი. ტექნიკური დენი ჩაითვლება კვაზისტაციონალურად, თუ წრედის სიგრძე რამდენიმე ასეული კილომეტრით განისაზღვრება.

კვაზისტაციონარობის პირობა შეიძლება შესრულდეს მაღალი სიხშირის დენის შემთხვევაშიც, თუ წრედის ზომა მცირეა. მაგალითად, რხევით კონტურში შეიძლება აღიძვრას დენი, რომლის სიხშირე $\nu = 10^6$ კჰ, ე.ი. პერიოდი $T = 10^{-6}$ წმ. თუ კონტურის (კოჭას გრაგნილის და შემაერთებელი სადენების სიგრძე $l = 3$ მ, მაშინ $\tau = \frac{l}{c} = \frac{3 \text{ მ}}{3 \cdot 10^8 \frac{\text{მ}}{\text{წმ}}} = 10^{-8}$ წმ და (35.5) პირობა სრულდება.

§36. ცვლადი და მუდმივი დენის გენერატორები

მანქანას, რომელიც მექანიკურ ენერგიას გარდაქმნის ელექტრულ ენერგიად, ელექტრომანქანური გენერატორი ეწოდება.** მის მოქმედებას საფუძვლად უდევს ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენა.*** როგორც ვიცით (§35), მუდმივ მაგნიტურ ველში

* ასე უწოდებენ ელექტრომაგნიტური ველის ცვლილებას, რომელიც განპირობებულია დენის ძალისა და მუხტების განაწილების შეცვლით.

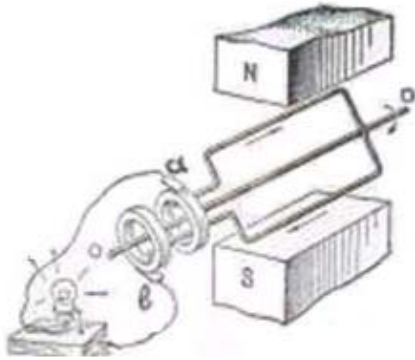
** წარმოდგება ლათინური სიტყვისაგან generator – მწარმოებელი. საზოგადოდ, გენერატორი ეწოდება ყოველგვარ მოწყობილობას, აპარატს ან მანქანას, რომელიც აწარმოებს რაიმე პროდუქციას (მაგ. კარბიდის გენერატორი, ორთქლის გენერატორი), გამოიმუშავებს ელექტროენერგიას (მაგ. ელექტრომანქანური გენერატორი, მაგნიტოჰიდროდინამიკური გენერატორი, გალვანური ელემენტი, თერმოელემენტი) ან წარმოქმნის ელექტრულ, ელექტრომაგნიტურ, ოპტიკურ, ბგერით სიგნალებს – რხევებს, იმპულსებს (მაგ. რადიოსიგნალების გენერატორი, კვანტური გენერატორი, ულტრაბგერის გენერატორი).

*** ამიტომ, რომ მას ხშირად ინდუქციურ გენერატორს უწოდებენ.

ლითონის ჩარჩოს თანაბარი ბრუნვისას, ჩარჩოში აღიძვრება სიდიდით და მიმართულებით ცვლადი ინდუქციის ემ ძალა. თუ ჩარჩოს ბოლოებზე ლითონის რგოლებს მივარჩილავთ, ამ უკანასკნელიდან, მოსრიალე a და b მუსების საშუალებით, ჩარჩოში აღძრული ცვლადი დენი შეიძლება გადავიყვანოთ გარე წრედში. ცხადია, რომ ჩარჩოს ერთი ბრუნვის დროს მუსების პოლარობა ორჯერ იცვლება.

ამ პრინციპზე აგებული უმარტივესი გენერატორის სქემა მოცემულია 36.1. სურათზე.

გენერატორების მომჭერებზე მაღალი ძაბვის მისაღებად იღებენ არა ერთ ხვიას, არამედ მიმდევრობით შეერთებულ ხვიათა დიდ რიცხვს – გრაგნილს.



სურ. 36. 1

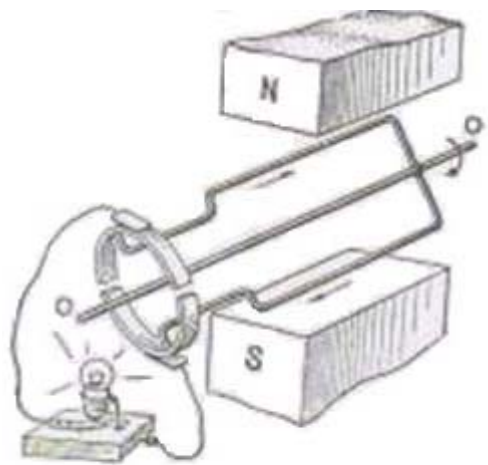
ცვლადი დენის გენერატორის ზემოაღწერილი ტიპი, რომელშიც მაგნიტური სისტემა (ინდუქტორი) უძრავია, ხოლო გრაგნილი, რომელშიც აღიძვრება ცვლადი დენი (დუზა) მოძრავი, დიდი სიმძლავრის მისაღებად არ გამოიყენება. საქმე იმაშია, რომ დიდი ძაბვის შემთხვევაში მოსრიალე მუსებსა და რგოლებს შორის ადგილი აქვს ძლიერ ნაპერწკლურ განმუხტვას, რომელსაც შეუძლია მწყობრიდან გამოიყვანოს გენერატორი. ამიტომ, ცვლადი დენის გენერატორებში, გრაგნილი (დუზა) მაგრდება უძრავად, ხოლო მაგნიტური სისტემა

(ინდუქტორი) მოჰყავთ ბრუნვით მოძრაობაში. მანქანის უძრავ ნაწილს **სტატორი*** ეწოდება, ხოლო მოძრავს – **როტორი.**** უნდა აღინიშნოს, რომ ინდუქტორი, როგორც წესი, **ელექტრომაგნიტს წარმოადგენს, რომელიც მუდმივი დენით იკვებება.** ამიტომ მოსრიალე მუსები და რგოლები აქაც საჭიროა. მაგრამ ელექტრომაგნიტის დამამაგნიტებელი დენი მნიშვნელოვნად სუსტია გენერატორის მიერ გამოშუშავებულ დენზე, ამიტომ კონტაქტების მწყობრიდან გამოსვლის ალბათობაც ბევრად ნაკლებია.

თუ ჩვენს მიერ განხილულ მანქანაში რგოლებს შევცვლით ნახევარრგოლებით, გარე წრედში მივიღებთ მუდმივი მიმართულების დენს. ასეთ მანქანას მუდმივი დენის გენერატორი ეწოდება. მისი სქემა მოცემულია 36.2 სურათზე.

სურათიდან ჩანს, რომ იმ მომენტში, როდესაც ჩარჩოში დენი იცვლის მიმართულებას, ნახევარრგოლები მუსებს შეიცვლიან. ამიტომ გარე წრედში დენს მუდამ ერთი და იგივე მიმართულება ექნება. დენის სიდიდე კი მუდამ იცვლება ისე, როგორც იცვლება სინუსის ფუნქცია 0° -დან 180° -მდე. ასეთ დენს გამართული პულსირებული დენი ეწოდება. 36.3 სურათზე ნაჩვენებია გარე წრედში გამავალი ასეთი პულსირებული დენის გრაფიკი. პუნქტირ-სინუსოიდით გამოსახულია დენის გრაფიკი ჩარჩოში.

ზემოაღწერილი წესით ჩარჩოს ბოლოებზე მირჩილული ნახევარრგოლები უმარტივეს კოლექტორს წარმოადგენს, ხოლო მისი საშუალებით ცვლადი დენის გამართვას კოლექტორული გამართვა ეწოდება. ამრიგად, მუდმივი დენის გენერატორის უმარტივესი მოდელი ცვლადი დენის



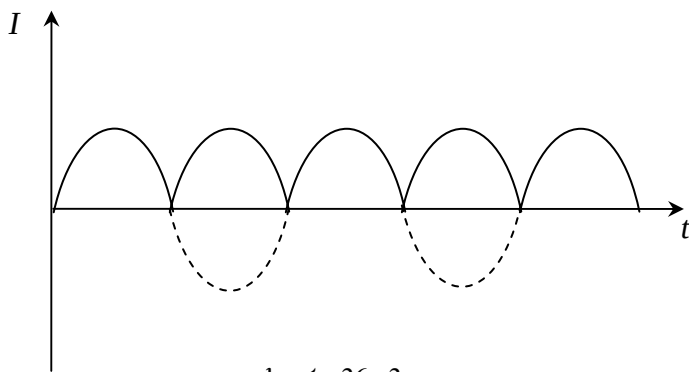
სურ. 36. 2

* წარმოდგება ლათინური სიტყვისაგან stator – დგომა.

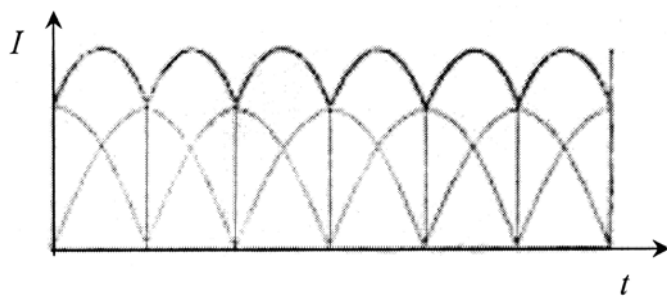
** წარმოდგება ლათინური სიტყვისაგან rotore – ბრუნვა.

გენერატორისაგან განსხვავდება მხოლოდ განსაკუთრებული ავტომატური (მექანიკური) გადამრთველით – კოლექტორით.

დენის პულსაცია შემცირდება ანუ უფრო „გასწორებულ“ დენს მივიღებთ, თუ ერთი ხეიის ნაცვლად ავიღებთ 2,3,4 და ა.შ. ხეიას. შესაბამისად მოგვიხდება კოლექტორის არა ერთი, არამედ 2,3,4 და ა.შ. წვეილის გამოყენება. 36.4 სურათზე მოცემულია დენის ცვლილების გრაფიკი (მსვილი მრუდი) იმ შემთხვევისათვის, როდესაც აღებულია მიმდევრობით შეერთებული ორი მართკუთხა ჩარჩო, რომელთა გვერდები ღუზაზე თანაბრადაა განაწილებული. დენის ცვლილების გრაფიკი თითოეულ ხეიაში გამოისახება ერთი და იმავე მრუდით (სურათზე წვრილი წირები), მაგრამ თვით



სურ. 36. 3



სურ. 36. 3

მრუდები წანაცვლებულია ერთმანეთის მიმართ პერიოდის მეოთხედით. დენის საერთო სიდიდე ყოველ მომენტისათვის მიიღება ორივე მრუდის ორდინატების შეკრებით.

მუდმივი დენის თანამედროვე გენერატორის ღუზა მეტად რთული, ჩაკეტილი სისტემაა. იგი შედგება დიდი რაოდენობის (რამდენიმე ათეული) ცალკე ნახევრებისაგან – სექციებისაგან, რომლებიც ჩაწყობილია ღუზის დოლური გულარის კილოებში და ფირფიტოვანი კოლექტორისაგან. კოლექტორის ფირფიტების რიცხვი უდრის სექციების რიცხვს. კოლექტორის ყოველ ფირფიტასთან მიერთებულია ერთი სექციის ბოლო და მეორის დასაწყისი. სექციების დიდი რაოდენობა უზრუნველყოფს პრაქტიკულად მუდმივ დენს მომხმარებელში.

§37. ცვლადი დენის სრული წრედი

განვიხილოთ ცვლადი დენის სრული წრედი. ეს ელექტრული წრედის ყველაზე ზოგადი შემთხვევაა, ვინაიდან იგი შეიცავს წრედის ყველა ელემენტს – R ომურ წინაღობას,* L ინდუქციურობის კოჭას და C ტევადობის კონდენსატორს (სურ. 37.1). ვთქვათ, წრედში ჩართული ცვლადი დენის წყარო იცვლება პარმონიული კანონით:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t$$

მივიღოთ დენის ძალის გამოსათვლელი ფორმულა. როდესაც K ჩამრთველს ჩავრთავთ, წრედში გაივლის I დენი, რომელიც გამოიწვევს ძაბვის ვარდნას R

* ომურ წინაღობას აქამდე უბრალოდ წინაღობას ვუწოდებდით. მისი ახალი სახელწოდება დაკავშირებულია იმასთან, რომ ცვლადი დენის წრედში გვხვდება სხვა სახის წინაღობებიც.

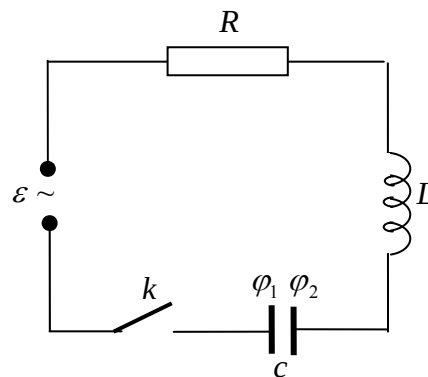
წინააღმდეგობაზე (IR) და C კონდენსატორზე ($u = \varphi_1 - \varphi_2$). კირხჰოფის მეორე კანონის თანახმად, ჩაკეტილ წრედში ძაბვათა ვარდნის ჯამი წრედში მოქმედ ემ ძალთა ჯამის ტოლია. ჩვენს წრედში მოქმედებს ორი ემ ძალა: 1. წრედში ჩართული დენის წყაროს ემ ძალა $\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t$ და 2. დენის ცვლილების შედეგად L კოჭაში აღძრული თვითინდუქციის ემ ძალა $\varepsilon_s = -L \frac{dI}{dt}$.

ამრიგად, კირხჰოფის მეორე კანონის თანახმად გვექნება:

$$IR + U = \varepsilon_0 \sin \omega t - L \frac{dI}{dt}.$$

მაგრამ კონდენსატორის ტევადობის განმარტების თანახმად $U = \frac{q}{C}$, ამიტომ

$$IR + \frac{1}{C}q = \varepsilon_0 \sin \omega t - L \frac{dI}{dt}.$$



სურ. 37.1.

გავაწარმოვოთ მიღებული ტოლობა დროით და გავითვალისწინოთ რომ $\frac{dq}{dt} = I$, გვექნება:

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} I = \varepsilon_0 \omega \cos \omega t \quad (37.1)$$

მივიღეთ მეორე რიგის დიფერენციალური განტოლება, ზუსტად ისეთი, როგორიც გვექონდა იძულებითი მექანიკური რხევების განხილვის დროს (ტომი I, §41). ამიტომ, მის ამოხსნას (რომლის შესრულებასაც მკითხველს ვთავაზობთ) ჩვენ არ გავიმეორებთ. უბრალოდ მივუთითებთ ამოხსნის გზას:

დაუშვათ, (37.1) განტოლების ამოხსნას აქვს სახე:

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi), \quad (37.2)$$

სადაც I_0 არის ცვლადი დენის ამპლიტუდა, ხოლო φ – ფაზათა სხვაობა დენის ძალასა და ემ ძალას შორის. მათ მნიშვნელობებს ვიპოვით მოთხოვნიდან, რომ როცა (37.2) ფუნქციას ჩავსვამთ (37.1) განტოლებაში, იგი უნდა გადაიქცეს იგივეობად. ამისათვის (37.2) გავაწარმოთ ორჯერ, I -ს და მისი წარმოებულის მნიშვნელობები შევიტანოთ (37.1) განტოლებაში და მოვახდინოთ $\sin(\omega t - \varphi)$ -ს და $\cos(\omega t - \varphi)$ -ს გაშლა.* მივიღებთ რაღაც განტოლებას. ეს განტოლება რომ იგივეობას წარმოადგენდეს, საჭიროა ტოლობის ორივე მხარეს $\sin \omega t$ -სთან და $\cos \omega t$ -სთან მდგომი კოეფიციენტები იყოს ერთმანეთის ტოლი. ეს მოთხოვნა

* $\sin(\omega t - \varphi) = \sin \omega t \cdot \cos \varphi - \cos \omega t \cdot \sin \varphi$; $\cos(\omega t - \varphi) = \cos \omega t \cdot \cos \varphi + \sin \omega t \cdot \sin \varphi$.

მოგვცემს ორ განტოლებას, რომელთა ამოხსნით მიიღება შემდეგი მნიშვნელობები ფაზათა სხვაობისა და ამპლიტუდისათვის:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R} \quad (37.3)$$

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \quad (37.4)$$

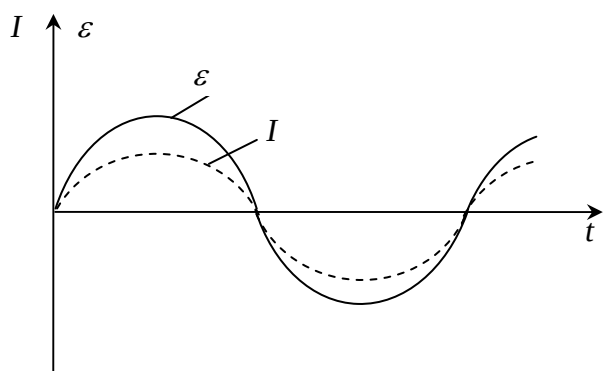
თუ ფაზათა სხვაობისა და ამპლიტუდის მიღებულ მნიშვნელობებს შევიტანთ (37.2)-ში, მივიღებთ ცვლადი დენის სრულ წრედში დენის ძალის გამოსათვლელ ფორმულას:

$$I = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \sin \left(\omega t - \operatorname{arctg} \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R} \right) *$$

განვიხილოთ კერძო შემთხვევები.

1. ცვლადი დენის წრედი შეიცავს მხოლოდ ომურ წინაღობას, ე.ი. $R \neq 0$, $L = 0$ და $C = \infty$. ეს უკანასკნელი გამომდინარეობს იმ ფაქტიდან, რომ, თუ წრედი არ შეიცავს კონდენსატორს, რაც ნიშნავს, რომ იგი შეცვლილია უწყვეტი გამტარით, მაშინ დამატებითი პოტენციალთა სხვაობა არ წარმოიქმნება, ანუ $u = \varphi_1 - \varphi_2 = 0$. მაგრამ $u = \frac{q}{C}$ და რადგან $q \neq 0$, მაშასადამე, $C = \infty$. **

(37.3) ტოლობიდან გამომდინარეობს, რომ ამ შემთხვევაში $\operatorname{tg} \varphi = 0$ და $\varphi = 0$. მაშასადამე, როდესაც წრედი შეიცავს მხოლოდ ომურ წინაღობას, ფაზათა სხვაო-



სურ. 37. 2

ბა ემ ძალასა და დენის ძალას შორის ნულის ტოლია, ანუ ისინი ირხევიან ერთნაირ ფაზებში, რაც ნიშნავს იმას, რომ ერთდროულად აღწევენ ამპლიტუდურ და ნულოვან მნიშვნელობებს (სურ. 37.2). გარდა ამისა, (37.4) ტოლობის თანახმად, ამ დროს

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{R} \text{ და (37.2)-დან მივიღებთ } (\varphi = 0):$$

* გავიხსენოთ, რომ $\operatorname{arctg} x$ არის კუთხე, რომლის ტანგენსი x -ის ტოლია. ჩვეულებრივ, ამ ჩანაწერის დროს, კუთხე გამოსახება არა გრადუსულ, არამედ რადიალურ ზომებში.

** იგივე შედეგი შეიძლება შემდეგნაირადაც აიხსნას: კონდენსატორის ფირფიტების ერთმანეთთან მიახლოებით კონდენსატორის ტევადობა იზრდება და როდესაც ისინი ერთმანეთს შეეხება (ანუ როდესაც კონდენსატორი, როგორც ასეთი, ისპობა) მათ შორის მანძილი $d = 0$ და $C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} = \infty$.

$$I = I_0 \sin \omega t = \frac{\varepsilon_0 \sin \omega t}{R} = \frac{\varepsilon}{R},$$

ე.ი. სრულდება ომის კანონი იმ სახით, როგორც ეს მუდმივი დენისათვის გვექონდა.

აქვე აღვნიშნოთ, რომ როდესაც ცვლადი დენის წრედი შეიცავს მიმდევრობით შეერთებულ წრედის ყველა ელემენტს, ომის კანონი სრულდება დენის ძალის მხოლოდ ამპლიტუდური (და როგორც შემდეგ ვნახავთ, ეფექტური)

მნიშვნელობისათვის (ფორმულა 37.4), სადაც სიდიდეს $Z = \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}$

წრედის სრული წინაღობა ან იმპედანსი* ეწოდება.

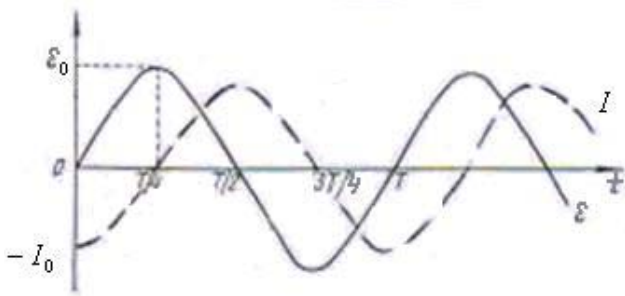
2. ცვლადი დენის წრედი შეიცავს მხოლოდ L ინდუქციურობის კოჭას,**

ე.ი. $L \neq 0$, $R = 0$ და $C = \infty$.

(37.3)-დან $\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega}{R} = \infty$ და $\varphi = \frac{\pi}{2}$. ამიტომ $I = I_0 \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$.

მაშასადამე, როდესაც წრედი შეიცავს მხოლოდ ინდუქციურობის კოჭას, დენის ძალა ჩამორჩება ელექტრომაგნიტურ ძალას $\frac{\pi}{2}$ -ის ტოლი ფაზით.*** ჩა-

მორჩენა $\frac{\pi}{2}$ ფაზით გრაფიკულად მოცემულია 37.3 სურათზე.****



სურ. 37. 3

(37.4)-დან გამომდინარეობს, რომ ომის კანონს ამ შემთხვევაში აქვს შემდეგი სახე: $I_0 = \frac{\varepsilon_0}{L\omega}$, ანუ წინაღობის როლს ასრულებს სიდიდე $L\omega$. მას ეწოდება ინდუქციური წინაღობა და აღინიშნება R_L -ით:

* იმპედანსი, რომელიც ცვლადი დენის წრედის სრული წინაღობის მოძველებული სახელწოდებაა, წარმოადგება ინგლისური სიტყვიდან impedance – ლათ. imedio – ვეწინააღმდეგები.

** შემაერთებელი გამტარების R ომური წინაღობა იმდენად მცირეა, რომ შეიძლება მისი უგულებელყოფა.

*** თუ წრედი შეიცავს ომურ წინაღობასაც, მაშინ $\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega}{R}$, ე.ი. ამ დროს ჩამორჩენა

$\varphi = \arctg \frac{L\omega}{R}$ -ის ტოლია, რაც $\frac{\pi}{2}$ -ზე ნაკლებია. მაშასადამე, ომური წინაღობის არსებობა ამცირებს ფაზათა სხვაობას.

**** გავიხსენოთ, რომ $\sin\left(\omega t \mp \frac{\pi}{2}\right) = \mp \cos \omega t$.

$$R_L = L \cdot \omega \quad (37.6)$$

როგორც მისი გამოსახულება გვიჩვენებს, ინდუქციური წინაღობა სიხშირის პროპორციულია. მუდმივი დენის შემთხვევაში $\omega = 0$ და ინდუქციური წინაღობაც

ნულის ტოლია. ცხადია, R_L -ს აქვს წინაღობის განზომილება $\left(R_L = \frac{\varepsilon_0}{I_0} = \frac{\text{ვოლტი}}{\text{ამპერი}} \right)$

და იზომება ომეებით. მაგალითად, ინდუქციური წინაღობა 1 ჰენრი ინდუქციურობის მქონე კოჭასი, რომელიც ჩართულია $\nu = 50$ ჰერცი სიხშირის ცვლადი დენის

წრედში, ტოლია: $R_L = L\omega = L2\pi\nu = 314 \frac{\text{ჰენრი}}{\text{წმ}} \frac{1}{\text{წმ}} = 314 \text{ ომი}$. $\nu = 5000$ ჰერცი სიხშირის

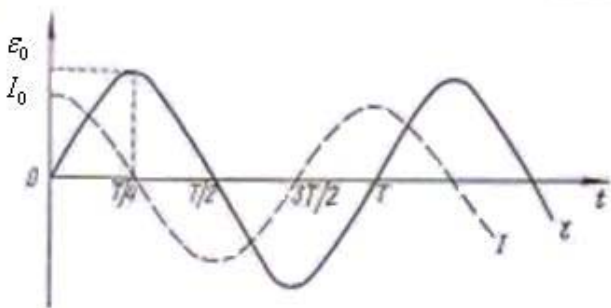
დროს იმავე კოჭას ინდუქციური წინაღობა იზრდება 31400 ომამდე.

3. ცვლადი დენის წრედი შეიცავს მხოლოდ C ტევადობის კონდენსატორს, ე.ი. $C \neq \infty$, $R = 0$ და $L = 0$.

$$(37.3)\text{-დან } \operatorname{tg} \varphi = -\frac{C\omega}{R} = -\infty \text{ და } \varphi = -\frac{\pi}{2}. \text{ ამიტომ } I = I_0 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right).$$

მაშასადამე, როდესაც წრედი შეიცავს მხოლოდ ტევადობას, დენის ძალა წინ უსწრებს ემ ძალას $\frac{\pi}{2}$ ფაზით, ან დროში $\frac{T}{4}$ -ით.

წინსწრება $\frac{\pi}{2}$ ფაზით გრაფიკულად მოცემულია (37.4) სურათზე.



სურ. 37.4

წინსწრება ფაზით შემდეგნაირად აიხსნება: კონდენსატორის დენის წყაროსთან მიერთებისთანავე ($t = 0$, დაბვა კონდენსატორის შემონაფენებზე $u = 0$), იმის გამო, რომ შემადგენელი გამტარების წინაღობა პრაქტიკულად ნულის ტოლია, დენი მაშინვე იღებს მაქსიმალურ მნიშვნელობას ($I = I_0$). იწყება კონდენსატორის დამუხტვა. კონდენსატორის დამუხტვასთან ერთად დაბვა მის შემონაფენებზე

თანდათან იზრდება, ეწინააღმდეგება რა მუხტების შემდგომ მოდინებას. ამიტომ, დენი წრედში თანდათან მცირდება, მიუხედავად იმისა, რომ წყაროს ემ ძალა თანდათან იზრდება. როდესაც $\frac{T}{4}$

დროის შემდეგ ემ ძალა მიაღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას ($\varepsilon = \varepsilon_0$), დაბვა კონდენსატორის შემონაფენებზე მაქსიმალურია და ტოლია ε_0 -ის ($u = \varepsilon_0$). ცხადია, ამ დროს მუხტების მოდინება შემონაფენებზე შეწყდება და დენი გახდება ნულის ტოლი. ამრიგად, საწყის მომენტში დენი იყო

მაქსიმალური, ემ ძალა კი მინიმალური ($\varepsilon = 0$). $\frac{T}{4}$ დროის შემდეგ დენის ძალა მინიმალურია ($I = 0$), ემ ძალა კი – მაქსიმალური. ამის შემდეგ იწყება კონდენსატორის განმუხტვა, დენი თანდათანობით იზრდება (საპირისპირო მიმართულებით, ემ ძალა კი – მცირდება. $\frac{T}{2}$ დროის შემდეგ დენი მაქსიმალურია, ემ ძალა კი მინიმალური და ა.შ.

(37.4)-დან გამომდინარეობს, რომ ომის კანონს ამ შემთხვევაში აქვს სახე:

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{1/C\omega}, \text{ ანუ წინააღობის როლს ასრულებს სიდიდე } \frac{1}{C\omega}. \text{ მას ეწოდება}$$

ტევადური წინააღობა და აღინიშნება R_C -თი:

$$R_C = \frac{1}{C\omega} \quad (37.7)$$

როგორც მისი გამოსახულება გვიჩვენებს, ტევადური წინააღობა სიხშირის უკუპროპორციულია. მუდმივი დენისათვის $\omega = 0$ და $R_C = \infty$. ე.ი. კონდენსატორი მუდმივ დენს არ ატარებს. ცხადია, SI სისტემაში ტევადური წინააღობაც იზომება ომებით. მაგალითად ტევადური წინააღობა $C = 10 \text{ მკფ} = 10^{-5} \text{ ფ}$ ტევადობის კონდენსატორისა, რომელიც ჩართულია $\nu = 50 \text{ კც}$ სიხშირის ცვლადი დენის წრედში, ტოლია: $R_C = \frac{1}{C\omega} = \frac{1}{C2\pi\nu} = \frac{1}{314 \cdot 10^{-5}} \approx 318 \text{ ომი}$. $\nu = 5000 \text{ კც}$ სიხშირის დროს იმავე კონდენსატორის ტევადური წინააღობა მცირდება ~ 3 ომამდე.

უნდა აღინიშნოს, რომ ინდუქციური და ტევადური წინააღობები ანალოგიურია ომური წინააღობისა მხოლოდ დენის ძალის ამპლიტუდაზე მოქმედების თვალსაზრისით. განსახეავება კი მდგომარეობს იმაში, რომ:

1. ინდუქციური და ტევადური წინააღობები წარმოქმნიან ფაზათა სხვაობას დენის ძალასა და ემ ძალას შორის, აგრეთვე დამოკიდებული არიან სიხშირეზე. ომური წინააღობა კი არ წარმოქმნის ფაზათა სხვაობას და არც სიხშირეზე დამოკიდებული.

2. ომურ. წინააღობაზე ხდება ენერგიის გამოყოფა ჯოულის სითბოს სახით, ინდუქციურ და ტევადურ წინააღობებზე კი ენერგია არ გამოიყოფა.* ამის გამო

* საკმე იმაშია, რომ ენერგია, რომელიც პერიოდულად იხარჯება კონდენსატორის შემონაფენებს შორის ელექტრული ველის შექმნაზე (მისი დამუხტვის დროს), იმავე რაოდენობით და იმავე პერიოდულობით ბრუნდება წრედში ამ ველის მოსპობისას (მისი განმუხტვის დროს). ზუსტად ასევე, ენერგია, რომელიც პერიოდულად იხარჯება მაგნიტური ველის შექმნაზე ინდუქციურობის კოჭაში (დენის ზრდის დროს), იმავე რაოდენობით და იმავე პერიოდულობით ბრუნდება წრედში ამ მაგნიტური ველის მოსპობისას (დენის შემცირების დროს). სინამდვილეში ენერგიის მცირე დანაკარგებს მაინც აქვს ადგილი კონდენსატორის ელექტრული ველისა და კოჭას მაგნიტური ველის ენერგიის გაბნევის გამო, კოჭას ომურ წინააღობაზე (რომელიც მცირე, მაგრამ ნულისაგან განსხვავებულია) ჯოულის სითბოს გამოყოფის გამო და სხვ.

ომურ წინაღობას უწოდებენ **აქტიურ** წინაღობას, ინდუქციურ და ტევადურ წინაღობებს კი – **რეაქტიულს**.

(37.4)-დან გამომდინარეობს, რომ თუ წრედი შედგება მიმდევრობით შეერთებული L ინდუქციურობის კოჭასა და C ტევადობის კონდენსატორისაგან, მაშინ წრედის რეაქტიული წინაღობა ინდუქციური და ტევადური წინაღობების სხვაობის ტოლია: $\chi = L\omega - \frac{1}{C\omega}$.

§ 38. ძაბვითა რეზონანსი

(37.3) და (37.4) ფორმულები გადავწეროთ ჩვენს მიერ შემოღებული აღნიშვნების შესაბამისად:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R_L - R_C}{R}. \quad (38.1)$$

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{R^2 + (R_L - R_C)^2}}. \quad (38.2)$$

(38.1) გვიჩვენებს, რომ თუ $R_L > R_C$, მაშინ $\operatorname{tg} \varphi > 0$ და $\varphi > 0$ $\left(0 < \varphi < \frac{\pi}{2}\right)$,

ხოლო თუ $R_L < R_C$, მაშინ $\operatorname{tg} \varphi < 0$ და $\varphi < 0$ $\left(-\frac{\pi}{2} < \varphi < 0\right)$. ე.ი. დენის ძალა გარკვეული ფაზით ჩამორჩება ან წინ უსწრებს ემ ძალას იმის მიხედვით, თუ რომელი წინაღობაა მეტი – ინდუქციური თუ ტევადური. განსაკუთრებით საინტერესოა შემთხვევა, როცა

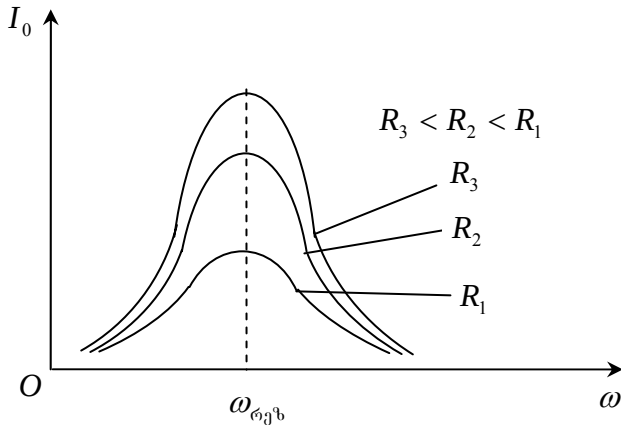
$$R_L = R_C. \quad (38.3)$$

მაშინ, (38.1)-დან $\operatorname{tg} \varphi = 0$ და $\varphi = 0$. ე.ი. ფაზათა სხვაობა დენის ძალასა და ემ ძალას შორის არა მარტო მაშინ არის ნულის ტოლი, როცა წრედში ჩართულია მხოლოდ ომური წინაღობა, არამედ მაშინაც, როცა წრედი შეიცავს (მიმდევრობით შეერთებულ) ყველა ელემენტს და სრულდება (38.3) პირობა.

გარდა ამისა, ამ დროს წრედის რეაქტიული წინაღობა ($\chi = R_L - R_C$) ნულის ტოლია, სრული წინაღობა Z მინიმალურია ($Z = Z_{\min} = R$), ხოლო დენის ძალის ამ-პლიტუდა $I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{R}$ – მაქსიმალური. ამ მოვლენას **ელექტრული რეზონანსი** ეწოდება. რეზონანსის პირობას გამოსახავს (38.3) ტოლობა, საიდანაც გავიგებთ **რეზონანსულ სიხშირეს** ($\omega_{\text{რეზ}}$), თუ მასში შევიტანთ R_L -სა და R_C -ს მნიშვნელობებს:

$$L\omega_{\text{რეზ}} = \frac{1}{C\omega_{\text{რეზ}}}, \quad \text{საიდანაც} \quad \omega_{\text{რეზ}} = \sqrt{\frac{1}{LC}}. \quad (38.4)$$

რაც ნაკლებია წრედის აქტიური წინაღობა (R), მით მეტია რეზონანსული ამპლიტუდის სიდიდე, ან, როგორც ამბობენ ხოლმე, მით უფრო მკვეთრია რეზონანსი (სურ. 38.1).



სურ. 38. 1

დენის ძალის გაზრდასთან ერთად რეზონანსის დროს მკვეთრად იზრდება ძაბვა (ძაბვის ვარდნა) ინდუქციურობის კოჭაზე და კონდენსატორზე. მაქსიმალური ძაბვა ინდუქციურობის კოჭაზე და კონდენსატორზე (როცა $\omega = \omega_{\text{რეზ}}$) შესაბამისად ტოლია:

$$u_{0L} = I_0 R_L = I_0 L \omega_{\text{რეზ}} = \frac{\varepsilon_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}};$$

$$u_{0C} = I_0 R_C = I_0 \frac{1}{C \omega_{\text{რეზ}}} = \frac{\varepsilon_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}};$$

როგორც ვხედავთ, ძაბვის ამპლიტუდები ინდუქციურობის კოჭაზე და კონდენსატორზე ერთმანეთის ტოლია, მაგრამ ფაზები აქვთ საწინააღმდეგო (ძაბვა ინდუქციურობაზე დენის ძალას უსწრებს $\frac{\pi}{2}$ ფაზით, ხოლო ძაბვა კონდენსატორზე ჩამორჩება დენის ძალას $\frac{\pi}{2}$ ფაზით), რის გამოც ისინი ერთმანეთს აკომპენსირებენ და მთელ ჩაკეტილ წრედში ძაბვის ვარდნა განისაზღვრება ძაბვის ვარდნით აქტიურ წინაღობაზე ($u_R = I_0 R$), რომელიც წრედში ჩართული ემ ძალის ტოლია.*

თუ წრედის აქტიური წინაღობა მცირეა $\left(R \ll \sqrt{\frac{L}{C}}\right)$, მაშინ ძაბვის ამპლიტუდამ ინდუქციურობის კოჭაზე და კონდენსატორზე შეიძლება ბევრად გადააჭარბოს წყაროს ემ ძალის ამპლიტუდას ($u_{0L} \gg \varepsilon_0$ და $u_{0C} \gg \varepsilon_0$).

წინა პარაგრაფში მოყვანილი მაგალითებიდან ჩანს, რომ სიხშირე $\nu = 50$ კც ($\omega = 314$ კც), წარმოადგენს რეზონანსულ სიხშირეს წრედისათვის, რომელიც შედგება მიმდევრობით შეერთებული $L = 136$ -ის ტოლი ინდუქციურობის კოჭასაგან და $C = 10$ მკფ-ის ტოლი ტევადობის

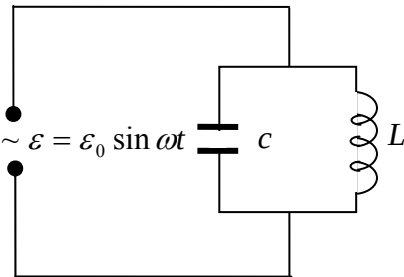
* კირხჰოფის მეორე კანონის თანახმად $\mathcal{E} = u_R + u_L + u_C$. რეზონანსის დროს u_L და u_C ერთმანეთს აკომპენსირებს, ამიტომ $\mathcal{E} = u_R$.

კონდენსატორისაგან. ამ შემთხვევაში $R_L = R_C \approx 315$ ომ. თუ წრედის აქტიური წინაღობა $R = 10$ ომს,* ხოლო წრედში ჩართული დენის წყაროს ემ ძალის ამპლიტუდა $\mathcal{E}_0 = 180$ ვოლტს (ეს ნიშნავს, რომ ემ ძალის ეფექტური მნიშვნელობა $\mathcal{E}_{\text{ეფ}} = 127$ ვ. იხ. შემდეგი პარაგრაფი), მაშინ დენის ძალის ამპლიტუდა $I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{R} = 18$ ა, ხოლო ძაბვების ამპლიტუდები ინდუქციურობის კოჭაზე და კონდენსატორზე ტოლი იქნება:

$$u_{0L} = u_{0C} = I_0 R_L = I_0 R_C = 18 \cdot 315 = 5670 \text{ ვ.}$$

აქტიური წინააღობის შემცირებით დენის ძალის ამპლიტუდა და შესაბამისად ძაბვათა ამპლიტუდები რეაქტიულ წინააღობებზე იზრდება. მაგ. თუ $R = 1$ ომს, მაშინ $I_0 = 180$ ა და $u_{0L} = u_{0C} = 56700$ ვ.

ვინაიდან განხილულ შემთხვევაში ძაბვის ვარდნა ინდუქციურობის კოჭაზე და კონდენსატორზე მკვეთრად იზრდება და ამასთან ისინი წრედში მიმდევრობით არიან ჩართული, ელექტრული რეზონანსის ამ სახეს ეწოდება ძაბვათა რეზონანსი (მიმდევრობითი რეზონანსი).



სურ. 38. 2

არსებობს ელექტრული რეზონანსის მეორე სახე, რომელსაც დენების რეზონანსი (პარალელური რეზონანსი) ეწოდება. ამას მაშინ აქვს ადგილი, როცა ინდუქციურობის L კოჭა და C ტევადობის კონდენსატორი პარალელურადაა ჩართული (სურ. 38.2). რეზონანსული სიხშირე ამ შემთხვევაშიც (38.4) ტოლობიდან განისაზღვრება. პარალელური რეზონანსი

რეზონანსის განსაკუთრებული სახეა, რომელსაც ანტირეზონანსიც კი შეიძლება ეწოდოს. საქმე იმაშია, რომ ამ დროს პარალელურ შტოებში გამავალი დენების ამპლიტუდები აღწევენ უდიდეს მნიშვნელობას, მაგრამ იმყოფებიან საწინააღმდეგო ფაზებში, ამიტომ გარე წრედში ამპლიტუდა იმ I დენისა, რომელიც ცალკეულ შტოებში დენების ალგებრული ჯამის ტოლია, არის მინიმალური. იდეალურ შემთხვევაში, როცა შტოების აქტიური წინააღობა ნულის ტოლია, იქნება ნულის ტოლი. სწორედ ამ მოვლენას, ანუ გარე წრედში მკვეთრ შემცირებას დენის ძალისა, რომელიც კვებავს პარალელურად ჩართულ კონდენსატორსა და ინდუქციურობის კოჭას, როდესაც მოდებული ძაბვის სიხშირე უახლოვდება რეზონანსულ სიხშირეს, ეწოდება დენების რეზონანსი (პარალელური რეზონანსი). საზოგადოდ, პარალელური რეზონანსი (ისევე როგორც მიმდევრობითი) მით უფრო მკვეთრად გამოისახება, რაც ნაკლებია წრედის აქტიური წინააღობა.

* ამ შემთხვევაში სრულდება პირობა $R \ll \sqrt{\frac{L}{C}}$.

§39. სიმძლავრე ცვლადი დენის წრეში

ელექტრული სიმძლავრე არის ფიზიკური ისდიდე, რომელიც ახასიათებს ელექტრული ენერგიის გადაცემის ან გარდაქმნის სიჩქარეს.

როგორც ვიცით (ტომი I, §133), მუდმივი დენის ჩაკეტილ წრეში გამოყოფილი სიმძლავრე დენის ძალისა და ემ ძალის ნამრავლის ტოლია:

$$P = I\varepsilon. \quad (39.1)$$

დროის ძალიან მცირე ინტერვალში ცვლადი დენიც შეიძლება ჩაითვალოს მუდმივად, ამიტომ ცვლადი დენის მყისი სიმძლავრე იმავე (38.1) ფორმულით განისაზღვრება, ოღონდ $I = I_0 \sin(\omega t - \varphi)$ და $\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t$. მაშასადამე, ცვლადი დენის მყისი სიმძლავრისათვის გვექნება:

$$P = I_0 \varepsilon_0 \sin \omega t \cdot \sin(\omega t - \varphi). \quad (39.2)$$

პრაქტიკული მიზნებისათვის საინტერესოა ვიცოდეთ სიმძლავრის არა მყისი, არამედ საშუალო მნიშვნელობა მრავალი პერიოდის შემცველი დიდი დროის განმავლობაში. ამისათვის საკმარისია განვსაზღვროთ საშუალო სიმძლავრე ერთი პერიოდის განმავლობაში, რადგან მომდევნო პერიოდებშიც სიმძლავრე ცხადია, იგივე იქნება.

ამ ამოცანას ადვილად გადავწყვეტთ, თუ გამოვიყენებთ ორი სინუსის ნამრავლის ფორმულას:

$$\sin \alpha \cdot \sin \beta = \frac{1}{2} [\cos(\alpha - \beta) - \cos(\alpha + \beta)].$$

ჩვენ შემთხვევაში $\alpha = \omega t$, $\beta = (\omega t - \varphi)$, ამიტომ (39.2) ფორმულა შემდეგნაირად გადაიწერება:

$$P = \frac{1}{2} I_0 \varepsilon_0 [\cos \varphi - \cos(2\omega t - \varphi)]. \quad (39.3)$$

(39.3) ფორმულაში დროზე მხოლოდ ფრჩხილებში მოთავსებული მეორე წევრია დამოკიდებული. პერიოდის განმავლობაში მისი საშუალო მნიშვნელობა უდრის ნულს: $\overline{\cos(2\omega t - \varphi)} = 0$. ამიტომ პერიოდის განმავლობაში საშუალო სიმძლავრისათვის მივიღებთ:

$$\bar{P} = \frac{1}{2} I_0 \varepsilon_0 \cos \varphi. \quad (39.4)$$

ვისარგებლოთ დაყვანის ცნობილი ფორმულით: $\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}}$ და გავიხსენოთ, რომ $\operatorname{tg} \varphi = \frac{R_L - R_C}{R}$. მაშინ $\cos \varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + (R_L - R_C)^2}}$. $\cos \varphi$ -ს მიღებული მნიშვნე-

ლობა შევიტანოთ (39.4)-ში და გავითვალისწინოთ, რომ (38.2)-ის თანახმად $\sqrt{R^2 + (R_L - R_C)^2} = \frac{\varepsilon_0}{I_0}$. მივიღებთ: $\bar{P} = \frac{1}{2} I_0^2 R$. შემოვიღოთ აღნიშვნა $I_{\text{კვ}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$, მაშინ

$$\bar{P} = I_{\text{კვ}}^2 R. \quad (39.5)$$

თუ დენი წრედში არ ასრულებს მექანიკურ მუშაობას, მაშინ საშუალო სიმძლავრე გამოიყოფა აქტიურ წინაღობაზე სითბოს სახით.

სასრულ t დროში დენის მიერ გამოყოფილი სითბოს რაოდენობისათვის გვექნება:

$$Q = \bar{P}t = I_{\text{კვ}}^2 Rt. \quad (39.6)$$

მიღებული ფორმულა შევადაროთ მუდმივი I დენის მიერ იმავე R აქტიურ წინაღობაზე იმავე t დროში გამოყოფილი სითბოს რაოდენობის ფორმულას (ჯოულ-ლენცის კანონი):

$$Q' = I^2 Rt. \quad (39.7)$$

ამ შედარებიდან ჩანს, რომ თუ $Q = Q'$, მაშინ $I_{\text{კვ}} = I$. $I_{\text{კვ}}$ -ს ეწოდება ცვლადი დენის ძალის მოქმედი ანუ ეფექტური მნიშვნელობა. ამ დასახელებას საფუძვლად უდევს ის ფაქტი, რომ იგი იძლევა ისეთივე ენერგეტიკულ ეფექტს, როგორც მისი ტოლი მუდმივი დენი. ამრიგად, ცვლადი დენის ძალის მოქმედი ანუ ეფექტური მნიშვნელობა ეწოდება ისეთი მუდმივი დენის ძალას, რომელიც იმავე წინაღობაზე და იმავე დროში გამოყოფს ისეთივე სითბოს რაოდენობას, როგორსაც მოცემული ცვლადი დენი.

ანალოგიურად განისაზღვრება ემ ძალისა და ძაბვის ეფექტური მნიშვნელობები:

$$\varepsilon_{\text{კვ}} = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{2}}; \quad u_{\text{კვ}} = \frac{u_0}{\sqrt{2}}.$$

ამიტომ ცვლადი დენის საშუალო სიმძლავრისათვის (39.4) ფორმულის საფუძველზე საბოლოოდ გვექნება:

$$\bar{P} = I_{\text{კვ}} \cdot \varepsilon_{\text{კვ}} \cdot \cos \varphi. \quad (39.8)$$

მიღებული ფორმულა გვიჩვენებს, რომ საშუალო სიმძლავრე, გარდა დენის ძალისა და ემ ძალისა, დამოკიდებულია კიდევ ფაზათა სხვაობაზე I -სა და ε -ს შორის. სიმძლავრე მაშინაა მაქსიმალური, როცა $\cos \varphi = 1$, ანუ როცა $\varphi = 0$. ამას კი, როგორც ვიცით, ადგილი აქვს ორ შემთხვევაში:

1. როცა წრედში ჩართულია მხოლოდ ომური წინაღობა. ეს შემთხვევა პრაქტიკულ ინტერესს არ წარმოადგენს.
2. როცა წრედში ჩართულია ყველა ელემენტი, მაგრამ სრულდება რეზონანსის პირობა $R_L = R_C$.

თუ წრედი შეიცავს მხოლოდ რეაქტიულ წინაღობას ($R = 0$), მაშინ $\cos \varphi = 0$ და საშუალო სიმძლავრე ნულის ტოლია, რა სიდიდისაც არ უნდა იყოს დენის ძალა და ემ ძალა. ეს იმით აიხსნება, რომ ენერგია, რომელსაც წყარო აწვდის წრედს პერიოდის მეოთხედის განმავლობაში (ვთქვათ, კონდენსატორის დამუხტვისას), უკანვე უბრუნდება წყაროს პერიოდის მეორე მეოთხედში (კონდენსატორის განმუხტვისას).

ვინაიდან ცვლადი დენის საშუალო სიმძლავრე $\cos \varphi$ -ს პროპორციულია, $\cos \varphi$ -ს უწოდებენ სიმძლავრის კოეფიციენტს. გამოთქმა „გაიზარდა წრედის $\cos \varphi$ “ ნიშნავს, რომ გაიზარდა ცვლადი დენის წრედში გამოყოფილი სიმძლავრე. ცვლადი დენის წრედების პროექტირებისას ინდუქციურ და ტევადურ დატვირთვებს ისეთნაირად არჩევენ, რომ $\cos \varphi$ ახლოს იყოს ერთთან. $\cos \varphi$ -ს უმცირესი დასაშვები მნიშვნელობა დაახლოებით 0,85-ია.

თუ (38.2) ფორმულის ორივე მხარეს გაგყოფთ $\sqrt{2}$ -ზე, ამპლიტუდური მნიშვნელობები შეიცვლება ეფექტურით:

$$I_{\text{eff}} = \frac{\mathcal{E}_{\text{eff}}}{\sqrt{R^2 + (R_L - R_C)^2}} \quad (39.10)$$

მაშასადამე, ცვლადი დენის შემთხვევაში ომის კანონი სრულდება დენის ძალის და ემ ძალის არა მარტო ამპლიტუდური, არამედ ეფექტური მნიშვნელობებისათვისაც.

გავარკვიოთ, თუ რატომ ავირჩიეთ ცვლადი დენის დასახასიათებლად მისი სითბური მოქმედება. საქმე იმაშია, რომ ცვლადი დენის დასახასიათებლად მისი საშუალო მნიშვნელობით არ შეიძლება, ვინაიდან საშუალო მნიშვნელობა პერიოდის განმავლობაში ნულის ტოლია. საზოგადოდ, ცვლადი დენის დასახასიათებლად არ შეიძლება არც ერთი ისეთი მოვლენით, რომლის დამახასიათებელი ფიზიკური სიდიდე იცვლის ნიშანს დენის ძალის მიმართულების შეცვლის დროს (მაგ. მაგნიტურ ველში დენიანი კონტურის გადახრა, ელექტროლიზის დროს გამოყოფილი ნივთიერების რაოდენობა და სხვა). ცვლადი დენის დასახასიათებლად მისი ამპლიტუდური მნიშვნელობით პრინციპში შესაძლებელია, მაგრამ პრაქტიკულად ძნელია ისეთი ხელსაწყო აგება, რომელიც უშუალოდ ამ სიდიდეს გაზომავდა. მაშასადამე, ცვლადი დენის დასახასიათებლად უნდა გამოვიყენოთ მისი ისეთი მოქმედება, რომელიც დენის მიმართულებაზე არ არის დამოკიდებული და მუდმივ დენსაც ახასიათებს. ასეთია დენის სითბური მოქმედება – გამოყოფილი სითბოს რაოდენობა დენის ძალის კვადრატის პროპორციულია და ე.ი. დენის მიმართულებაზე დამოკიდებული არ არის. ამიტომაც, რომ დენის სითბური მოქმედების საფუძველზე შემოვიღეთ მისი დამახასიათებელი სიდიდე – დენის ძალის ეფექტური მნიშვნელობა. როცა ლაპარაკია ცვლადი დენის ძალის, ძაბვის ან ემ ძალის კონკრეტულ მნიშვნელობებზე, ამ სიდიდეების ეფექტური მნიშვნელობები იგულისხმება.

ცვლადი დენის ელექტროსაზომი ხელსაწყო გვიჩვენებს სწორედ ცვლადი დენის ძალის, ძაბვის ან ემ ძალის ეფექტურ მნიშვნელობას, რომელიც $\sqrt{2}$ -ჯერ ნაკლებია მის ამპლიტუდურ მნიშვნელობაზე. ამიტომ ხელსაწყოს გაანგარიშება საჭიროა იმ ვარაუდით, რომ ზემოთხამოთვლილი სიდიდეები ცალკეულ მომენტებში აღწევს $\sqrt{2}$ -ჯერ მეტ მნიშვნელობებს.

§40. სამფაზიანი დენი

ჩვენ მიერ §35-ში განხილულ ცვლად დენს (რომელიც გენერატორის ერთი ელექტრო-მამოძრავებელი ძალის მიერაა შექმნილი) ერთფაზიანი დენი ეწოდება. ერთფაზიანმა დენმა, რიგი მიზეზების გამო, რომლებზეც ქვემოთ გვექნება საუბარი, ვერ ჰპოვა ისეთი ფართო გამოყენება, როგორც ე.წ. სამფაზიანმა დენმა, რომელიც დღეისათვის ელექტროენერგიის წარმოების, გადაცემისა და გამოყენების დენის ძირითად სისტემას წარმოადგენს.

სამფაზიანი დენი ეწოდება ისეთი სამი ერთფაზიანი დენის ერთობლიობას, რომლებსაც ტოლი ამპლიტუდები და სიხშირეები აქვთ, ფაზებით კი წანაცვლებული არიან ერთიმეორის მიმართ 120° -ით $\left(\frac{2}{3}\pi - \text{ით}\right)$, ან დროში $-\frac{1}{3}$ პერიოდით.

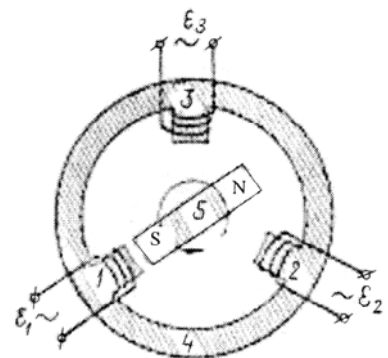
ასეთი ხასიათის დენები მიიღება დენის სამფაზიანი გენერატორის საშუალებით, რომლის სქემა მოცემულია 40.1 სურათზე: გენერატორის სტატორზე (4) მოთავსებულია სამი ერთნაირი გრაგნილი („პოლუსური გრაგნილები“) 1, 2, 3, რომლებსაც გენერატორის ფაზები ეწოდება და რომლებიც წანაცვლებულია ერთმანეთის მიმართ 120° -ით (ანუ წრეწირის მესამედით). როტორს, ისევე როგორც ერთფაზიანი გენერატორის შემთხვევაში, წარმოადგენს მუდმივი მაგნიტი ან ელექტრომაგნიტი (5). როტორის ბრუნვისას თითოეულ გრაგნილში აღიძვრება ცვლადი ემ ძალა, რომელთაც ერთნაირი სიხშირე და ამპლიტუდა აქვთ, მაგრამ წანაცვლებულნი არიან ერთმანეთის მიმართ $\frac{2}{3}\pi$ ფაზით, ან დროში $-\frac{1}{3}$ პერიოდის მესამედით:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 \sin \omega t, \quad \varepsilon_2 = \varepsilon_0 \sin\left(\omega t - \frac{2}{3}\pi\right), \quad \varepsilon_3 = \varepsilon_0 \sin\left(\omega t - \frac{4}{3}\pi\right). \quad (40.1)$$

ვთქვათ, თითოეული გრაგნილის წრედში ჩართულია ტოლი სიდიდის R_1, R_2, R_3 ომური წინაღობები („სიმეტრიული დატვირთვა“), მაშინ ამ წრედში მივიღებთ ტოლი სიდიდის დენებს, რომლებიც ფაზებით სათანადო ემ ძალებს ემთხვევა:

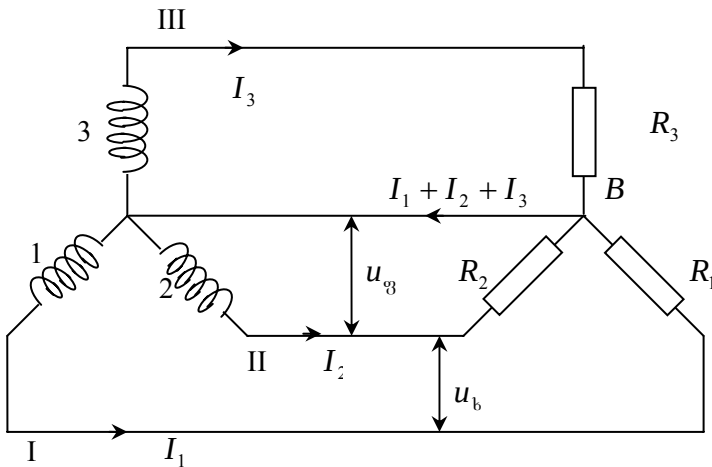
$$I_1 = I_0 \sin \omega t, \quad I_2 = I_0 \sin\left(\omega t - \frac{2}{3}\pi\right), \quad I_3 = I_0 \sin\left(\omega t - \frac{4}{3}\pi\right). \quad (40.2)$$

ამრიგად, სამფაზიანი დენის გენერატორი წარმოადგენს სამი ჩვეულებრივი (ერთფაზიანი) ცვლადი დენის გენერატორის ერთობლიობას. მისი თითოეული გრაგნილი წარმოადგენს ელექტროენერგიის დამოუკიდებელ წყაროს და შეიძლება შეერთებულ იქნეს ცალკეულ მომხმარებელთან, რისთვისაც საჭირო იქნება ექვსი გამტარი – სამი გამტარში დენი მიდის დენის წყაროდან მომხმარებელთან, დანარჩენ სამში კი უკან ბრუნდება. ასეთი დამოუკიდებელი სისტემები (როდესაც გენერატორის ცალკეული ფაზები ერთმანეთთან ელექტრულად დაკავშირებულნი არ არიან) პრაქტიკაში თითქმის არ გამოიყენება, ვინაიდან აღმოჩნდა, რომ სამფაზიანი გენერატორის გრაგნილების გარკვეული წესით შეერთებისას, მიიღება სამი ან ოთხგამტარიანი სისტემები, რაც ეკონომიკურად გაცილებით ხელსაყრელია. არსებობს გრაგნილების შეერთების ორი წესი: „ვარსკვლავისებურად“ და „სამკუთხედად“.



სურ. 40. 1

ვარსკვლავისებურად შეერთებას მივიღებთ, თუ გენერატორის სამივე გრაგნილის ბოლოებს შევეერთებთ ერთ საერთო A წერტილში, რომელსაც ნულოვანი ან ნეიტრალური წერტილი ეწოდება, ხოლო დასაწყისებს მივეერთებთ მომხმარებელთან (ჩვენ შემთხვევაში R_1, R_2, R_3 წინააღობებთან) მიმყვან I, II, III სადენებს. თუ წინააღობებსაც შევეერთებთ ვარსკვლავისებურად, მივიღებთ სურ. 40.2-ზე გამოსახულ სქემას.



სურ. 40.2

მომხმარებელთან (დატვირთვებთან) შემაერთებელ I, II, III სადენებს **ხაზის სადენები** ეწოდება, ხოლო ნულოვანი წერტილების შემაერთებელ AB სადენს – **ნულოვანი** (ნეიტრალური) სადენი.

ძაბვებს ხაზის სადენებს შორის და ამ სადენებში გამავალ დენებს **ხაზურს** უწოდებენ, ხოლო დენს, რომელიც გადის გენერატორის ფაზის გრაგნილებსა და დატვირთვის ფაზებში, აგრეთვე მათ ძაბვებს – **ფაზურს**. ამრიგად ფაზური ძაბვა გენერატორის ფაზის ძაბვაა (რომელიც სურ. 40.2-ზე მოყვანილი სქემის თანახმად ნულოვან სადენსა და ნებისმიერ ხაზის სადენს შორის არსებული ძაბვის ტოლია), ხოლო ხაზური ძაბვა გენერატორის ფაზებს შორის არსებული ძაბვაა. სურათიდან ჩანს აგრეთვე, რომ ვარსკვლავისებური შეერთების დროს ხაზური და ფაზური დენები ერთმანეთის ტოლია ($I_b = I_{\phi}$), ხოლო ხაზური და ფაზური ძაბვები ერთმანეთისაგან განსხვავდება.

გამოვითვალოთ ნულოვან სადენში გამავალი I_1, I_2, I_3 დენების ჯამი იმ შემთხვევისათვის, როცა დატვირთვის წინააღობები ერთმანეთის ტოლია. მაშინ I_1, I_2, I_3 დენებიც სიდიდით ტოლი იქნება და გამოითვლება (40.2) ფორმულებით. შევკრიბოთ ჯერ I_1 და I_2 . ამისათვის გამოვიყენოთ ტრიგონომეტრიიდან ცნობილი ორი კუთხის სინუსის ჯამის ფორმულა:

$$\sin \alpha + \sin \beta = 2 \sin \frac{\alpha + \beta}{2} \cdot \cos \frac{\alpha - \beta}{2}; \text{ ჩვენ შემთხვევაში } \alpha = \omega t, \quad \beta = \omega t - \frac{2}{3}\pi, \text{ ამიტომ}$$

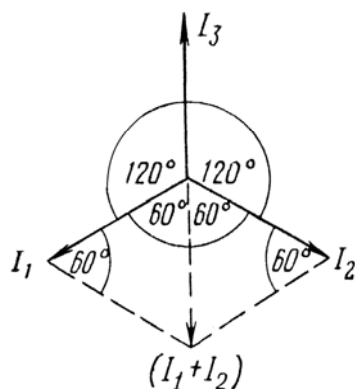
$$I_1 + I_2 = I_0 \sin \omega t + I_0 \sin \left(\omega t - \frac{2}{3}\pi \right) = 2I_0 \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{3} \right) \cos \frac{\pi}{3} = I_0 \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{3} \right).$$

დავუმატოთ ამ ჯამს I_3 :

$$I_1 + I_2 + I_3 = I_0 \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{3} \right) + I_0 \sin \left(\omega t - \frac{4}{3}\pi \right) = 2I_0 \sin \left(\omega t - \frac{5}{6}\pi \right) \cdot \cos \frac{\pi}{2} = 0.$$

ე.ი. ამ შემთხვევაში AB სადენში დენი ნულის ტოლია (ამიტომ უწოდებენ მას ნულოვან სადენს) და იგი საჭირო აღარ არის. ამრიგად, როცა დატვირთვის წინააღობები ერთმანეთის ტოლია გენერატორის მომხმარებელთან სამფაზიანი დენის მისაყვანად ექვსის ნაცვლად სამი სადენია საკმარისი. იგივე შედეგი ($I_1 + I_2 + I_3 = 0$) მარტივად მიიღება ვექტორული დიაგრამის გამოყენებით (სურ. 40.3).

სამფაზიანი დენის ძრავაში სამივე გრაგნილის წინაღობა ერთნაირია, ამიტომ ასეთი ძრავას წრედში ჩართვისას სამი სადენია საჭირო.



სურ. 40.3

თუ დატვირთვის წინააღობები ერთმანეთის ტოლი არ არის, მაშინ I_1 , I_2 , I_3 დენების ჯამი ნულის ტოლი არ იქნება და საჭიროა მეოთხე სადენის გამოყენებაც. საცხოვრებელი სახლების (და საერთოდ შენობების) ელექტროფიცირებისას, საჭიროა ოთხი სადენის შეყვანა, რადგან ნაკლებ საფარაუდოა, რომ სამივე ფაზაში დენის ძალა ერთნაირი იყოს. გარდა ამისა, ნულოვანი სადენი იმიტომაც არის საჭირო, რომ იგი უზრუნველყოფს სამფაზიან წრედში ერთფაზიანი დატვირთვის (ტელევიზორის, მაგივრის და ა.შ.) ჩართვის შესაძლებლობას.

როგორც აღვნიშნეთ, ვარსკვლავისებურად შეერთების დროს ფაზური და ხაზური ძაბვები (u_{ϕ} და $u_{\text{ხ}}$) ერთმანეთისაგან განსხვავდება. დავადგინოთ მათ შორის დამოკიდებულება. მეტი

სიცხადისათვის დავუშვათ, რომ წრედი განთავსებულია ($R_1 = R_2 = R_3 = \infty$), მაშინ, განმარტების თანახმად, $u_{\phi} = \varepsilon_1 = \varepsilon_0 \sin \omega t$, ხოლო $u_{\text{ხ}} = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$. ვისარგებლოთ (40.1) ფორმულებით და ორი კუთხის სინუსის სხვაობის ფორმულით:

$$\sin \alpha - \sin \beta = 2 \cos \frac{\alpha + \beta}{2} \sin \frac{\alpha - \beta}{2},$$

სადაც α და β იგივე სიდიდეებია, რაც წინა შემთხვევაში. გვექნება:

$$u_{\text{ხ}} = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 = \varepsilon_0 \sin \omega t - \varepsilon_0 \left(\sin \omega t - \frac{2}{3} \pi \right) = 2 \varepsilon_0 \sin \frac{\pi}{3} \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{3} \right).$$

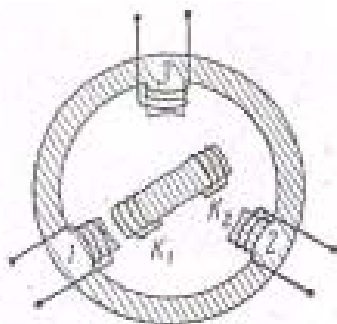
მაგრამ $\sin \frac{\pi}{3} = \frac{\sqrt{3}}{2}$, ხოლო $\cos \left(\omega t - \frac{\pi}{3} \right) = \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{3} + \frac{\pi}{2} \right) = \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{6} \right)$,

ამიტომ

$$u_{\text{ხ}} = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 = \sqrt{3} \varepsilon_0 \left(\sin \omega t - \frac{\pi}{6} \right).$$

მივიღეთ, რომ ხაზური ძაბვის, ანუ ფაზებს შორის ძაბვის ამპლიტუდა $\sqrt{3}$ -ჯერ მეტია ფაზური ძაბვის ამპლიტუდაზე (ε_0 -ზე). ცხადია, იგივე შედეგს მივიღებთ თუ გამოვითვლით (რომლის შესრულებასაც მკითხველს ვთავაზობთ) $(\varepsilon_2 - \varepsilon_3)$ -ს, ან $(\varepsilon_1 - \varepsilon_3)$ -ს.

საქართველოს ელექტროქსელის თითოეულ ფაზაში ძაბვა 220 ვოლტია, ფაზებს შორის ძაბვა კი $\sqrt{3} \cdot 220 = 1,73 \cdot 220 = 380$ ვოლტი.



სურ. 40. 4

თუ შევაჯამებთ ზემოთ ნათქვამს შეიძლება დავასკვნათ: სამფაზიანი დენის ერთი უპირატესობა ერთფაზიანთან შედარებით ისაა, რომ ექვსი მიმყვანი სადენის ნაცვლად საჭიროა სამი (მაქსიმუმ ოთხი) სადენი, რაც მნიშვნელოვანად ამცირებს მასალის დანახარჯს.

სამფაზიანი დენის მეორე და შეიძლება ითქვას, ყველაზე მნიშვნელოვანი უპირატესობა ისაა, რომ იგი წარმოქმნის მბრუ-

ნავ მაგნიტურ ველს. როგორც ვიცით, სამფაზიანი დენი მიიღება როტორის მუდმივი მაგნიტური ველის ბრუნვით სტატორის შიგნით. ცდა და თეორია გვიჩვენებს, რომ შესაძლებელია შებრუნებული პროცესიც: თუ სამფაზიანი გენერატორის ფაზებს ჩაერთავთ სამფაზიან ელექტრულ ქსელში, სტატორის შიგნით ჩნდება მუდმივი მბრუნავი მაგნიტური ველი. ამაში ადვილად აერწმუნდებით, თუ სტატორის შიგნით მოვათავსებთ მაგნიტურ ისარს – იგი დაიწყებს ბრუნვას. სამფაზიანი დენის ეს თვისება საფუძვლად უდევს **სამფაზიანი ასინქრონული ძრავას** მოქმედებას.

სამფაზიანი ასინქრონული ძრავას უმარტივესი სქემა მოცემულია 40.4 სურათზე. მისი სტატორი ისეთივეა როგორც გენერატორის, როტორზე კი მოთავსებულია ორი მოკლედი ჩართული K_1 და K_2 პოლუსური კოჭები.* სტატორის 1, 2, 3 გრაგნილების სამფაზიან წრედში ჩართვისას, მასში წარმოიქმნება მბრუნავი მაგნიტური ველი, რის გამოც K_1 და K_2 კოჭებს განჭოლავს ცვლადი მაგნიტური ნაკადი და აღძრავს მათში ინდუქციურ დენს. ამ დენების ურთიერთქმედების შედეგად მბრუნავ მაგნიტურ ველთან, როტორი დაიწყებს ბრუნვას (ყოველგვარი მოსრიალე კონტაქტების გარეშე). ლენცის წესის თანახმად, ინდუქციური დენი ეწინააღმდეგება მის გამომწვევ მიზეზს. ასეთი მიზეზია მაგნიტური ველის ბრუნვა როტორის მიმართ, რაც იწვევს როტორის კოჭების გამჭოლი მაგნიტური ნაკადის ცვლილებას. მაშასადამე, ინდუქციური დენი წინააღმდეგობას გაუწევს ამ ბრუნვას, მაგრამ ვინაიდან მაგნიტური ველის ბრუნვის შეფერხება მას არ შეუძლია (იგი გარეშე ფაქტორითაა განპირობებული), წინააღმდეგობის გაწევა ამ შემთხვევაში იმით გამოიხატება, რომ როტორი დაიწყებს ბრუნვას მაგნიტური ველის ბრუნვის მიმართულებით, რაც გამოიწვევს გამჭოლი მაგნიტური ნაკადის ცვლილების შემცირებას. როტორის ბრუნვის ზრდასთან ერთად ეს ცვლილება სულ უფრო მცირდება. ამის გამო მცირდება მასში აღძრული ინდუქციური დენი და მბრუნებელი მომენტიც. თუ დავეშვებით, რომ როტორის ბრუნვა გაუტოლდა მაგნიტური ველის ბრუნვას, ნაკადის ცვლილება და მბრუნებელი მომენტიც გახდება ნულის ტოლი. ამიტომ როტორი, რომელზეც ყოველთვის მოქმედებს წინააღმდეგობის ძალის (მაგ. ხახუნის) მომენტი, დაიწყებს გაჩერებას, დამუხრუჭებას. ბრუნვის სიჩქარის შემცირება თავის მხრივ გამოიწვევს გამჭოლი მაგნიტური ნაკადის ცვლილებას და კვლავ გაჩნდება მბრუნებელი მომენტი, რომელიც როტორის თანაბარი ბრუნვის დროს ყოველთვის წინააღმდეგობის ძალის (ძალების) მომენტის ტოლია.

დავეშვათ ახლა, რომ წინააღმდეგობის ძალის მომენტი (მამუხრუჭებელი მომენტი) იქმნება როტორის მექანიკური დატვირთვით. მაშინ, ამით გამოწვეული როტორის ბრუნვის შენელების შედეგად, მის კოჭებში აღიძვრება ინდუქციური დენი და როტორზე იმოქმედებს მბრუნებელი მომენტი, რომელიც შესაძლებლობას მისცემს ძრავას დაძლიოს დატვირთვის მამუხრუჭებელი მომენტი ე.ი. შეასრულოს მექანიკური მუშაობა. ზემონათქვამიდან ცხადია, რომ აღნიშნული ძრავას ბრუნთარიცხვი არ იქნება მუდმივი და რამდენადმე შეიცვლება დატვირთვის ცვლილებასთან ერთად.

ამრიგად, დატვირთული ძრავას როტორის ბრუნვის სიჩქარე ყოველთვის ჩამორჩება მაგნიტური ველის ბრუნვის სიჩქარეს. ამ შემთხვევაში ამბობენ, რომ როტორის ბრუნვა მაგნიტური ველის მიმართ არის ასინქრონული (არაერთდროული), რის გამოც აღნიშნული ტიპის ძრავას **ასინქრონული ძრავა** ეწოდება.

ჩამორჩენა ბრუნვაში ხასიათდება ე.წ. **სრიალის კოეფიციენტით**:

$$K = \frac{N - n}{n} \cdot 100\%,$$

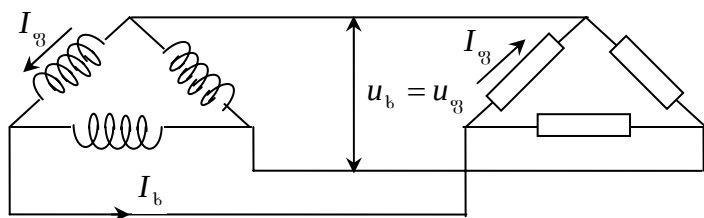
* არსებობს სხვა კონსტრუქციის როტორებიც.

სადაც N და n შესაბამისად მაგნიტური ველისა და როტორის ბრუნთა რიცხვებია წუთში. ნორმალური დატვირთვებისას K ჩვეულებრივ შეადგენს (3-4)%-ს.

ასინქრონული ძრავა ხასიათდება კონსტრუქციის განსაკუთრებული სიმარტივით (არ საჭიროებს მოსრიდლე კონტაქტებს და სხვ.) და მაღალი საიმედოობით, ამიტომ მან ფართო გამოყენება პოვა ტექნიკაში.

სამკუთხედად შეერთების დროს გენერატორის პირველი გრაგნილის ბოლო უერთდება მეორეის დასაწყისს, მეორის ბოლო მესამის დასაწყისს და მესამის ბოლო – პირველის დასაწყისს. თუ დატვირთვის R_1 , R_2 და R_3 წინააღობებსაც შევაერთებთ სამკუთხედად, მივიღებთ 40.5 სურათზე გამოსახულ სქემას. სურათიდან ჩანს, რომ სამკუთხედად შეერთების დროს იქმნება მხოლოდ სამ-გამტარიანი სისტემა, რომელშიც მოქმედებს მხოლოდ ერთი ძაბვა, ვინაიდან ძაბვა ფაზებს შორის იგივეა, რაც ერთ ფაზაში: $u_{\text{ფ}} = u_{\text{ბ}}$. რაც შეეხება დენის ძალას, შეიძლება ჩვენება, რომ დენის ძალის ამპლიტუდა ხაზის სადენში $\sqrt{3}$ -ჯერ მეტია, ვიდრე ფაზაში.

დასასრულ, აღვნიშნოთ, რომ 40.2 და 40.5 სურათებზე წარმოდგენილია ის შემთხვევები,



სურ. 40. 5

როცა გენერატორის ფაზები და დატვირთვები შეერთებულია ერთნაირად – ან ვარსკვლავისებურად, ან სამკუთხედად. რა თქმა უნდა, შეიძლება ვისარგებლოთ კომბინირებული სქემით, როცა გენერატორის ფაზები შეერთებულია ვარსკვლავისებურად, დატვირთვები კი სამკუთხედად, ან პირიქით.

§41. ელექტრული ენერგიის გადაცემა. ტრანსფორმატორი.

ელექტრული ენერგიის უმთავრესი უპირატესობა სხვა სახის ენერგიებთან შედარებით მდგომარეობს იმაში, რომ შესაძლებელია მისი გადაცემა შორ მანძილზე სადენების საშუალებით. მაგრამ სადენში დენის გავლისას იგი თბება (ჯოულ-ლენცის კანონი). სადენის გათბობაზე დახარჯული ენერგია ფუჭად დახარჯული ენერგიაა. ელექტროენერგიის გადაცემა ეკონომიკურად ხელსაყრელი რომ იყოს, საჭიროა სადენების გათბობაზე დახარჯული ენერგია რაც შეიძლება შევამციროთ. როგორ მოვახერხოთ ეს?

ჯოულ-ლენცის კანონი $Q = I^2 R t$ გვიჩვენებს, რომ სადენების გათბობაზე დახარჯული ენერგია შეიძლება შემცირდეს ორი გზით: ან სადენების წინააღობის შემცირებით, ან დენის ძალის შემცირებით. პირველი გზა მოითხოვს სადენის განიკვეთის გაზრდას $\left(R = \rho \frac{l}{S}\right)$, რაც ეკონომიკურად არახელსაყრელი (ბევრი

სპილენძი დაიხარჯება) და ტექნიკურად მოუხერხებელია (მძიმე სადენებს ანბებზე ვერ დავამაგრებთ).

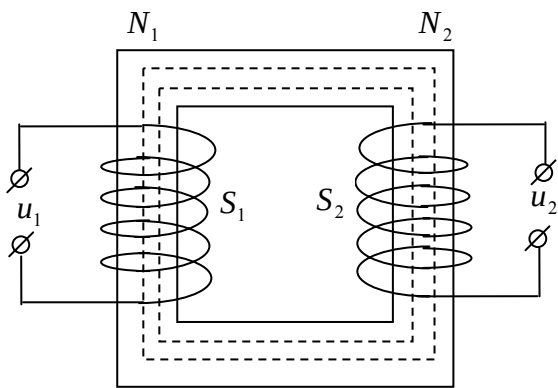
მაშასადამე, სითბური დანაკარგების შესამცირებლად უნდა გამოვიყენოთ მეორე გზა – დენის ძალის შემცირება. ეს კი მოითხოვს ძაბვის შესაბამისად გაზრდას, ვინაიდან სიმძლავრე $P = Iu$.

ამრიგად, შორ მანძილზე ელექტროენერგიის გადასაცემად აუცილებლად უნდა ვისარგებლოთ მაღალი ძაბვით.

მომხმარებელთან მიყვანისას მაღალი ძაბვის დენი უნდა გარდაექმნათ დაბალი ძაბვის დენად.

ნათქვამიდან გამომდინარეობს, რომ ცვლადი დენის გადაცემისა და მოხმარებისათვის უნდა შეგვეძლოს მისი ძაბვის რეგულირება – გაზრდა და შემცირება. ამის განხორციელება ხდება ტრანსფორმატორის საშუალებით.

ტრანსფორმატორი* ეწოდება ისეთ სტატიკურ (უძრავნაწილებიან) ელექტრო-



სურ. 41.1.

ძაბვის და დენის სიდიდეების გარდაქმნა – გაზრდა ან შემცირება (სიხშირის შეუცვლელად). მის მოქმედებას საფუძვლად უდევს ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენა.

ტრანსფორმატორის გულარი შედგება ფოლადის ცალკეული ფირფიტებისაგან (ფუკოს დენებთან ბრძოლის მიზნით), რომლებიც შეკრულია ჩაკეტილი ჩარჩოს სახით. გულარზე მოთავსებულია ორი გრაგნილი (კოჭა) S_1 და S_2 (სურ. 41.1). გრაგნილებს აქვთ მცირე

ომური წინაღობა და დიდი ინდუქციურობა. S_1 გრაგნილს (რომელიც მიერთებულია ცვლადი ძაბვის წყაროსთან) ეუწოდოთ **პირველადი**, ხოლო S_2 -ს (რომელიც მიერთებულია მომხმარებელთან) – **მეორადი**. ხვეულების რიცხვი გრაგნილებში შესაბამისად აღვნიშნოთ N_1 -ით და N_2 -თი.

ტრანსფორმატორის სრული თეორია, განსაკუთრებით თუ იგი ითვალისწინებს გულარის ჰისტერეზისის როლსაც, რთულია. ჩვენ შემოვიფარგლოთ ტრანსფორმატორის მუშაობის გამარტივებული აღწერით.

* წარმოდგება ლათინური სიტყვისაგან transformo – გარდაექმნი.

S_1 გრაგნილის ბოლოებს მოვდოთ ცვლადი u_1 ძაბვა. გრაგნილში გაივლის ცვლადი I_0 დენი, რომელიც დაამაგნიტებს გულარს და წარმოშობს მასში ცვლად მაგნიტურ ნაკადს.

დენის თანდათან ზრდასთან ერთად იზრდება გულარში მაგნიტური ნაკადი. მაგნიტური ნაკადის ზრდა კი იწვევს S_1 გრაგნილში თვითინდუქციის ემ ძალის აღძვრას ($\mathcal{E}_s$). ეს უკანასკნელი, ლენცის წესის თანახმად, ეწინააღმდეგება დენის ზრდას გრაგნილში და როგორც კი თვითინდუქციის ემ ძალა გაუტოლდება მოდებული ძაბვის სიდიდეს, პირველადი გრაგნილის წრედში დენის ზრდა შეწყდება. ამრიგად, პირველადი გრაგნილის წრედში მოქმედებს მოდებული ძაბვა u_1 და თვითინდუქციის ემ ძალა $\mathcal{E}_s$. u_1 მეტია $\mathcal{E}_s$ -ზე გრაგნილში ძაბვის ვარდნის სიდიდით $(I_0 R)^*$, მაგრამ იგი ძალიან მცირეა, ვინაიდან გრაგნილის ომური წინაღობა (R) არის მცირე. ამიტომ, მიახლოებით შეიძლება დაიწეროს (სიდიდით):

$$u_1 \approx \mathcal{E}_s. \quad (41.1)$$

ტრანსფორმატორის გულარში წარმოქმნილი ცვლადი მაგნიტური ნაკადი, განჭოლავს რა S_2 გრაგნილს, აღძვრავს მასში ინდუქციის ემ ძალას $\mathcal{E}_2$ -ს. როდესაც მეორადი გრაგნილის წრედი განრთულია, მის ბოლოებს შორის u_2 ძაბვა ტოლია ინდუქციის ემ ძალისა, ე.ი.

$$u_2 = \mathcal{E}_2. \quad (41.2)$$

სატრანსფორმატორო ფოლადისაგან დამზადებული გულარი ახდენს მაგნიტური ველის კონცენტრაციას, ასე რომ მაგნიტური ნაკადი არსებობს პრაქტიკულად მხოლოდ გულარში და მის ყველა კვეთაში ერთნაირია.** ვინაიდან S_1 და S_2 გრაგნილებს განჭოლავს ერთიდაიგივე მაგნიტური ნაკადი, ცხადია, მათ თითოეულ ხვიაში აღიძვრება ერთიდაიგივე სიდიდის ინდუქციის ემ ძალა. თუ მას აღვნიშნავთ e -თი, გვექნება:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_s &= N_1 e \\ \mathcal{E}_2 &= N_2 e \end{aligned} \quad (41.3)$$

(41.1), (41.2) და (41.3) ტოლობების შედარება გვაძლევს:

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{N_1}{N_2} = K, \quad \text{ე.ი.} \quad (41.4)$$

* პირველადი გრაგნილის წრედი წარმოადგენს წრედის არაერთგვაროვან უბანს, ამიტომ მისთვის ომის კანონს აქვს სახე: $I_0 R = u + \mathcal{E}_s$. თუ $I_0 R \approx 0$, მაშინ $u_1 \approx -\mathcal{E}_s$

** სინამდვილეში, ნაკადის გაბნევის გამო, S_2 გრაგნილის გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი რამდენადმე ნაკლებია, ვიდრე S_1 -ის.

ტრანსფორმატორის პირველადი გრაგნილების ბოლოებზე მოდებული ძაბვა ისე შეეფარდება მეორადი გრაგნილის ბოლოებზე მიღებულ ძაბვას, როგორც პირველადი გრაგნილის ხვიათა რიცხვი მეორადი გრაგნილის ხვიათა რიცხვს.

მუდმივ K სიდიდეს ეწოდება ტრანსფორმატორის ტრანსფორმაციის კოეფიციენტი. (41.4)-დან ჩანს, რომ თუ $N_2 > N_1$ ($K < 1$), მაშინ $u_2 > u_1$. ასეთ ტრანსფორმატორს ეწოდება **სამაღლებელი** და პირიქით.

ვიდრე მეორადი გრაგნილის წრედი განთულია (ე.ი. მასში დენი არ გადის), ტრანსფორმატორის მუშაობა ფუჭია.* ამ დროს ენერგიის გადაცემა პირველადი გრაგნილის წრედიდან მეორეში არ ხდება. ფუჭი სვლის დროს ტრანსფორმატორის მიერ მოხმარებული ენერგია მცირეა, ვინაიდან S_1 კოჭას დიდი ინდუქციურობის გამო გულარის დამამაგნიტებელი I_0 დენი მეტად მცირეა.

დავტვირთოთ ტრანსფორმატორი – მეორადი გრაგნილის წრედში ჩავრთოთ R წინაღობის რაიმე მომხმარებელი. მასში გაივლის ინდუქციური დენი (I_2). I_2 დენი, ლენცის წესის თანახმად, გამოიწვევს გულარში მაგნიტური ნაკადის შემცირებას. მაგნიტური ნაკადის შემცირებას მოჰყვება პირველად გრაგნილში თვითინდუქციის ემ ძალის შემცირება და წონასწორობა u_1 -სა და $\mathcal{E}_s$ -ს შორის დაირღვევა. ამის შედეგად პირველად გრაგნილში დენი გაიზრდება, რაღაც I_1 სიდიდით და გახდება $(I_0 + I_1)$ -ის ტოლი. დენის გაზრდა გამოიწვევს მაგნიტური ნაკადის გაზრდას და დარღვეული წონასწორობა u_1 -სა და $\mathcal{E}_s$ -ს შორის კვლავ აღდგება. ამრიგად, **ტრანსფორმატორის დატვირთვა იწვევს პირველადი გრაგნილის წრედში დენის გაზრდას I_1 სიდიდით.** I_1 დენი განსაზღვრავს S_1 გრაგნილის დატვირთვის დენს.

პირველად გრაგნილში დენის ძალის გაზრდა ხდება ენერგიის მუდმივობის კანონის შესაბამისად. კერძოდ, მეორადი გრაგნილის წრედში მომხმარებლის მიერ დახარჯული ენერგია, ტოლია პირველადი გრაგნილის მიერ ქსელიდან მიღებული ენერგიისა. თუ ტრანსფორმატორის დატვირთვა ახლოა ნომინალურთან,** სიმძლავრეები პირველადი და მეორადი გრაგნილის წრედში დაახლოებით ტოლია:

$$I_1 u_1 \approx I_2 u_2, \quad \text{საიდანაც} \quad \frac{u_1}{u_2} = \frac{I_2}{I_1}, \quad (41.5)$$

* უნდა აღინიშნოს, რომ (41.4) ტოლობა ზუსტად მხოლოდ ამ დროს სრულდება. მუშა სვლის დროს ტოლობაში შემავალ სიდიდეებს შორის დამოკიდებულება უფრო რთულია.

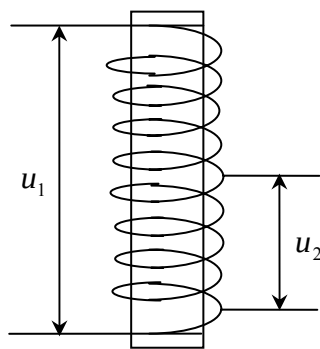
** წარმოდგება ლათინური სიტყვისაგან nominalis – სახელობითი, რაც აღნიშნულია რამეზე (ხელსაწყოზე, დანადგარზე და ა.შ.).

ე.ი. ძაბვის რამდენჯერმე გაზრდა იწვევს დენის ძალის იმდენჯერვე შემცირებას და პირიქით. (41.5)-ის შედარება (41.4)-თან გვაძლევს: $\frac{I_2}{I_1} = \frac{N_1}{N_2}$, ე.ი.

ტრანსფორმატორის პირველადი და მეორადი გრაგნილების დატვირთვის დენები მათში ხვეების რიცხვის უკუპროპორციულია.

როგორც აღვნიშნეთ (41.5) ტოლობა მიახლოებითია, სინამდვილეში $I_2 u_2 < I_1 u_1$, ვინაიდან ტრანსფორმატორის მუშაობის დროს ენერგიის ნაწილი იხარჯება გრაგნილების გათბობაზე, გულარში ფუკოს დენების აღძვრაზე, ადგილი აქვს მაგნიტური ნაკადის გაბნევის და სხვ. მაგრამ ეს დანაკარგები მცირეა. თანამედროვე ტრანსფორმატორის მქკ 97-99%-ია.

არსებობს ტრანსფორმატორების სხვადასხვა სახე. ლაბორატორიული მიზნებისათვის ფართოდ გამოიყენება ავტოტრანსფორმატორი. ასეთი ტრანსფორმა-



სურ. 41.2

ტორის მეორად გრაგნილს წარმოადგენს პირველადი გრაგნილის ნაწილი (სურ. 41.2). ასეთი ტრანსფორმატორები სადაბლებელია და პირიქით – თუ u_1 ძაბვა მოდებულია გრაგნილის ნაწილზე, u_2 ძაბვის მოხსნა კი ხდება მთელი გრაგნილიდან – ავტოტრანსფორმატორი სამაღლებელია. ავტოტრანსფორმატორის ერთერთ კონტაქტს ხშირად აკეთებენ მოსრიადეს, რაც საშუალებას იძლევა მდორედ ვცვალოთ მეორადი გრაგნილიდან მოსახსნელი ძაბვის სიდიდე.*

ამაღლებელ ტრანსფორმატორებს შორის გამოიყოფა სრულიად განსხვავებული ტიპის ტრანსფორმატორი, რომელსაც **საინდუქციო კოჭა** (ინდუქტორი, ბობინა) ეწოდება. ინდუქტორის განსხვავებულობა იმით გამოიხატება, რომ მისი საშუალებით ხდება **მუდმივი დენის** გარდაქმნა მაღალი სიხშირის ცვლად დენად. მაგრამ მუდმივი დენი აღძრავს ინდუქციურ დენს მხოლოდ მისი ჩართვის და ამორთვის მომენტში. ამიტომ, მუდმივი დენის ტრანსფორმაციისათვის აუცილებელია იგი გარდაიქმნას **წყვეტილ (პულსირებულ) დენად**. ეს ხორციელდება სხვადასხვა კონსტრუქციის ავტომატური **მწყვეტების** საშუალებით, რომლებსაც ჩვენ არ განვიხილავთ.

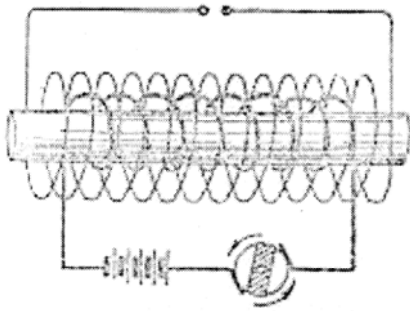
საინდუქციო კოჭას გულარი ჩაუკეცავია, იგი შედგება ფოლადის ცალკეული ღეროებისაგან. მასზე მოთავსებულია ორი გრაგნილი (კოჭა) – პირველადი და მეორადი. პირველადი გრაგნილი დამზადებულია მცირე წინაღობის მქონე მსხვილი მავთულისაგან და შეიცავს ხვიათა შედარებით მცირე რაოდენობას. მეორადი გრაგნილი პირიქით – დამზადებულია მეტად წვრილი მავთულისაგან და შეიცავს ხვიათა ძალიან დიდ რაოდენობას.**

პირველადი გრაგნილი, რომლის წრედში ჩართულია ამა თუ იმ კონსტრუქციის ავტომატური მწყვეტი, იკვებება მუდმივი დენის წყაროდან, მაგალითად, აკუმულატორების ბატარეიდან (სურ. 41.3).

* ასეთია, მაგალითად ჩვენთან ფართოდ გავრცელებული რუსული წარმოების ლაბორატორიული ავტოტრანსფორმატორი „ЛАТР“.

** მეორადი გრაგნილის დასამზადებლად კილომეტრობით სიგრძის მავთული იხარჯება.

მეორადი გრაგნილის ბოლოები გამოტანილია გარეთ (მომხმარებელთან მისაერთებლად). პირველად გრაგნილში დენის („პირველადი დენის“) ყოველი ჩართვის დროს მეორად გრაგნილში აღიძვრება პირველადი დენის საწინააღმდეგო მიმართულების დენი, ამორთვისას კი – პირველადი დენის მი-



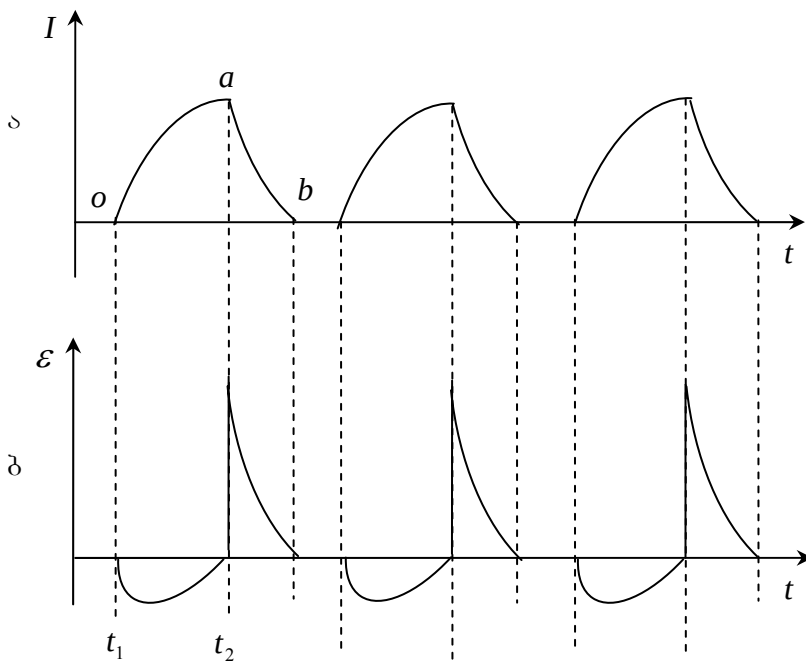
სურ. 41.3

მართულების დენი (ლენცის წესი). ამასთან, ვინაიდან მეორადი გრაგნილის სვიათა რიცხვი გაცილებით აღემატება პირველადი გრაგნილის სვიათა რიცხვს, მასში აღძრული ემ ძალა აღწევს რამდენიმე ასეულ ათას ვოლტს (სიხშირით 1000-2000 ჰც).

სურ. 41.4-ზე მოცემული გრაფიკები გამოსახავს ინდუქტორის პირველად გრაგნილში გამავალი დენის (ა) და მეორად გრაგნილში აღძრული ინდუქციის ემ ძალის (ბ) დროზე დამოკიდებულებას. t_1 შეესაბამება დროს იმ მომენტს, როდესაც

მწვევტი რთავს პირველად დენს, ხოლო t_2 – როცა ამორთავს.

41.4 ა გრაფიკიდან ჩანს, რომ პირველად გრაგნილში დენის ძალის ზრდა ჩართვისას მიმდინარეობს უფრო ნელა (oa უბანი), ვიდრე მისი შემცირება ამორთვისას (ab უბანი). შესაბამისად, მეორად გრაგნილში აღძრული ინდუქციის ემ ძალა ჩართვისას უფრო ნაკლებია ვიდრე ამორთვისას (სურ. 41.4 ბ). ამრიგად, მეორადი გრაგნილის მომხმარებელთან მიერთებისას, მასში გადის ასიმეტრიული ცვლადი დენი, მაგრამ, ცხადია, რომ ორივე მიმართულებით გადატანილი ელექტრობის რაოდენობა იქნება ერთი და იგივე. თუ მეორადი გრაგნილის ბოლოებს შორის დავტოვებთ რაიმე შუალედს (როგორც ეს ჩვენს სურათზეა გაკეთებული), მაშინ ჩართვის მომენტში აღძრული ინდუქციის ემ ძალა არ იქნება საკმარისი ბოლოებს შორის არსებული აირის გარღვევისა და ნაპერწკლის წარმოქმნისათვის. ნაპერწკალი წარმოიშობა მხოლოდ პირველად გრაგნილში დენის ამორთვის



სურ. 41.4

მომენტში. ამ შემთხვევაში მეორადი გრაგნილის წრედში გაივლის პულსირებული, მაგრამ ყოველთვის ერთი და იგივე მიმართულების დენი.

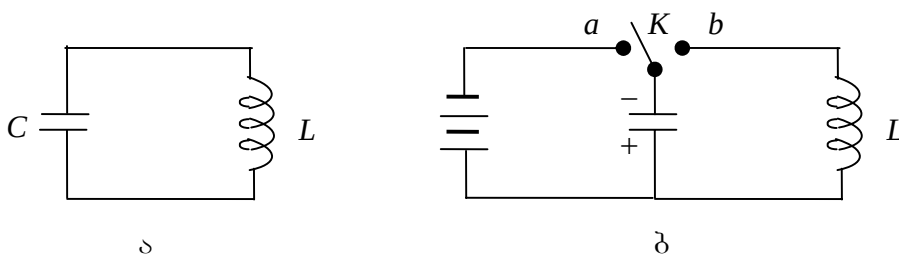
საინდუქციო კოჭა ფართოდ გამოიყენება როგორც ლაბორატორიულ პრაქტიკაში, ასევე ტექნიკაში. მაგალითად, ინდუქტორის გამოყენებით პერცმა, პირველად მსოფლიოში, მიიღო ელექტრომაგნიტური ტალღები (§49), ინდუქტორის (ბობინის) მეშვეობით ხდება შიგა-წვის ძრავაში საწვავი ნარევის აალება და სხვ.

ელექტრომაგნიტური რხევები და ტალღები.

მაქსველის განტოლებები

§42. რხევითი კონტური. ტომსონის ფორმულა.

ელექტრომაგნიტურ რხევებს გააჩნია სიხშირეთა ერთობ ფართო დიაპაზონი. სხვადასხვა სიხშირის რხევები არსებითად განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან, როგორც თვისებებით, ისე მიღების საშუალებებით. ამიტომ მიღებულია მათი დაყოფა რამოდენიმე სახედ. ასეთი დაყოფა მოცემულია ცხრილში, 49-ე პარაგრაფის ბოლოს. ცხადია, რომ სახეობებს შორის საზღვარი არ არის და არც შეიძლება იყოს მკვეთრი. ადგილი აქვს მეზობელ სახეთა სიხშირეთა ინტერვალის ნაწილობრივ გადაფარვას. მოცემულ პარაგრაფში განხილულია იმ მაღალი სიხშირის ელექტრომაგნიტური რხევების მიღება, რომელიც გამოყენებულია რადიოკავშირგაბმულობაში (რადიოტალღები). ასეთი რხევები მიიღება რხევითი კონტურის საშუალებით, რომელიც წარმოადგენს ნებისმიერი რადიოტექნიკური მოწყობილობის განუყოფელ ნაწილს.



სურ. 42.1

რხევითი კონტური ეწოდება ელექტრულ წრედს, რომელიც შედგება C კონდენსატორისა და L ინდუქციურობის კოჭასაგან (სურ. 42.1. ა). მისი და-

ნიშნულებაა მაღალი სიხშირის (რადიოსიხშირის) ელექტრომაგნიტური რხევების აღძვრა. ვნახოთ, როგორ ხდება ეს.

K გადამრთველი გადავრთოთ a კონტაქტზე და დავმუხტოთ კონდენსატორი (სურ. 42.1.ბ). ამის შედეგად ფირფიტებს შორის შეიქმნება ელექტრული ველი, რომლის

ენერგია $W = \frac{q^2}{2C} = \frac{Cu^2}{2}$, სადაც q კონდენსატორის მუხტია, C – მისი ელექტროტევადობა, ხოლო u – ფირფიტებს შორის პოტენციალთა სხვაობა. ამის შემდეგ K გადამ-

რთველი გადავრთოთ b კონტაქტზე და დავიწყოთ აქედან დროის ათვლა ($t = 0$). ამ მომენტისათვის კონდენსატორის მუხტი და ფირფიტებს შორის ძაბვა მაქსიმალურია, შესაბამისად მაქსიმალურია ელექტრული ველის ენერგია. კოჭაში კი ჯერ დენი არ

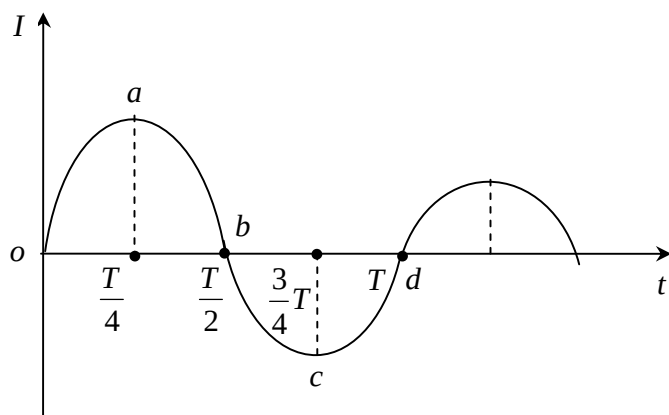
გადის, ამიტომ ნულის ტოლია კოჭას მაგნიტური ველის ენერგია $\left(\frac{LI^2}{2} = 0\right)$

(სურ. 42.3. ბ). K გადამრთველის b კონტაქტზე გადართვის შემდეგ კონდენსატორი იწყებს განმუხტვას – ელექტრონები დაიწყებენ მოძრაობას უარყოფითად დამუხტული ფირფიტიდან დადებითისაკენ და წრედში გაივლის საწინააღმდეგო მიმართულების დენი. ეს დენი აღძრავს მაგნიტურ ველს, რომელიც ფაქტიურად კოჭას შიგნითაა კონცენტრირებული. კონდენსატორის განმუხტვისას მისი ელექტრული ველის ენერგია გარდაიქმნება კოჭას მაგნიტური ველის ენერგიად, მსგავსად იმისა, როგორც წონასწორობის მდგომარეობიდან გადახრილი ზამბარიანი ქანქარას პოტენციური ენერგია $\left(\frac{Kx^2}{2}\right)$, გადადის კინეტიკურში $\left(\frac{mv^2}{2}\right)$ ბურთულას წონასწორობის

მდებარეობისაკენ მოძრაობისას. როგორც ვიცით (იგ. §36), ბურთულა, მიაღწევს რა წონასწორობის მდებარეობას, არ ჩერდება – იგი ინერციით განაგრძობს მოძრაობას, რომლის დროსაც ხდება შექმნილი კინეტიკური ენერგიის გადასვლა პოტენციურში.

რამდენადმე ანალოგიურ მოვლენას აქვს ადგილი რხევით კონტურში. უფრო კარგად რომ გავერკვეთ რხევით კონტურში მიმდინარე პროცესებში, გავწყვიტოთ იგი და მიუყეროთ ელექტრონულ ოსცილოგრაფს (§16). ეკრანზე მივიღებთ კონტურში გამავალი დენის ცვლილებას დროის მიხედვით (სურ. 42.2). გრაფიკიდან ჩანს, რომ განმუხტვის დენი უცვბ კი არ აღწევს თავის მაქსიმალურ მნიშვნელობას (oa უბანი), არამედ იზრდება თანდათან, ისევე როგორც თანდათან განიმუხტება კონდენსატორი. ამის მიზეზია კოჭაში აღძრული თვითინდუქციის ემ ძალა, რომელიც ლენცის წესის თანახმად, ეწინააღმდეგება დენის ყოველგვარ ცვლილებას (ამ შემთხვევაში – გაზრდას).

როდესაც დენი მიაღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას (a წერტილი. ეს მოხდა



სურ. 42.2

კონტურის ჩართვიდან $t = \frac{T}{4}$ დროის შემდეგ), კონდენსატორის ფირფიტებს შორის ძაბვა ნულამდე დაეცემა. ამრიგად, $\frac{T}{4}$ დროის განმავლობაში კონდენსატორის ელექტრული ველის ენერგია გარდაიქმნა კოჭას მაგნიტური ველის ენერგიად (ეს ზამბარიანი ქანქარას შემთხვევაში ექვივალენტურია იმისა,

რომ ბურთულა მივიდა წონასწორობის მდებარეობაში და მისი პოტენციური ენერგია მთლიანად გადავიდა კინეტიკურში). ომის კანონის თანახმად $\left(I = \frac{u}{R}\right)$, როგორც კი ძაბვა ფირფიტებს შორის გახდა ნულის ტოლი, დენის ძალაც მყისვე უნდა შემცირებულიყო ნულამდე. გრაფიკი კი გვიჩვენებს, რომ დენი, მიედინება რა იმავე მიმართულებით, მცირდება თანდათან (ab უბანი) და მხოლოდ გარკვეული დროის შემდეგ (კერძოდ, $\frac{T}{4}$ დროის შემდეგ) ხდება ნულის ტოლი (b წერტილი). ამის მიზეზია L კოჭაში აღძრული თვითინდუქციის ემ ძალა, რომელიც ეწინააღმდეგება დენის სწრაფ შემცირებას. დენის თანდათანობითი შემცირებისას ხდება კონდენსატორის ფირფიტების გადამუხტვა. (კოჭას მაგნიტური ველის ენერგია გარდაიქმნება კონდენსატორის ელექტრული ველის ენერგიად). ეს გადამუხტვა მთავრდება მაშინ, როცა დენი კოჭაში გახდება ნულის ტოლი. ამ დროს ძაბვა კონდენსატორის ფირფიტებს შორის მაქსიმალურია, მაგრამ ელექტრულ ველს აქვს თავდაპირველი ველის საწინააღმდეგო მიმართულება: ახლა უკვე კონდენსატორის ქვედა ფირფიტაზე გვაქვს უარყოფითი მუხტი, ზედაზე – დადებითი (კონტურის ჩართვიდან გავიდა $\frac{T}{2}$ დრო).

ამის შემდეგ ყველაფერი მეორდება საწინააღმდეგო მიმართულებით (bcd უბანი) და კიდევ $\frac{T}{2}$ დროის შემდეგ, ე.ი. კონტურის ჩართვიდან T დროის შემდეგ, იგი აღმოჩნდება თავდაპირველ მდგომარეობაში.

ამრიგად, რხევით კონტურში აღგილი აქვს კონდენსატორის ელექტრული ველი-სა და კოჭას მაგნიტური ველის პერიოდულ ცვლილებას. **ელექტრული და მაგნიტური ველების პერიოდულ ცვლილებას ელექტრომაგნიტური რხევები ეწოდება.**

სურ. 42.3-ზე მოცემულია შედარება რხევით კონტურში მიმდინარე პროცესსა და ზამბარიანი ქანქარას რხევებს შორის.

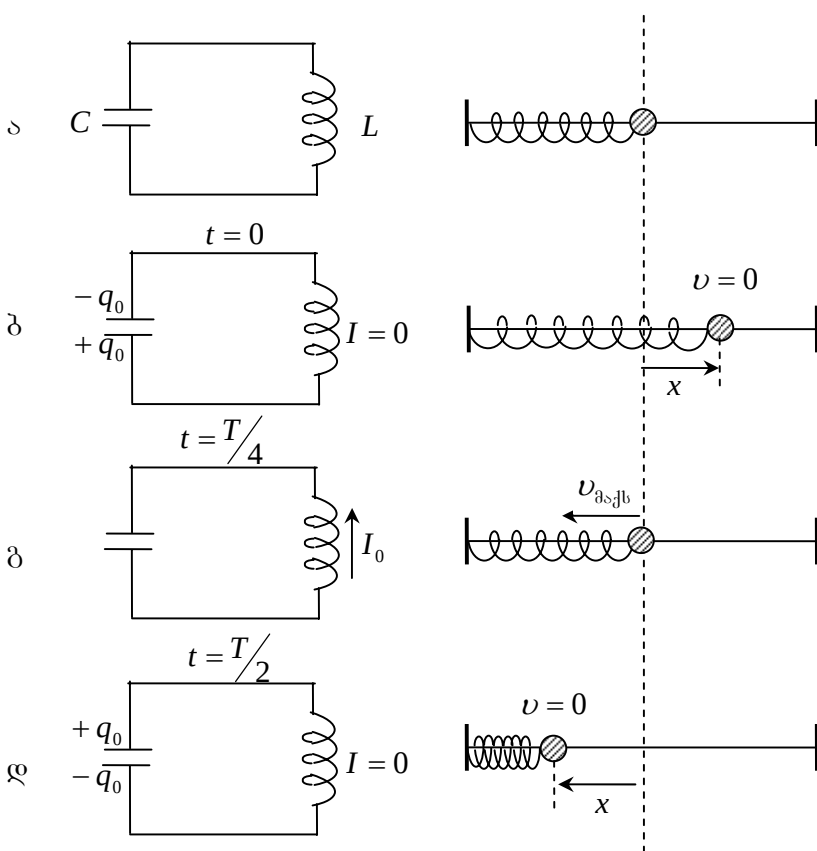
სურ. 42.3 ა გამოსახავს იმ შემთხვევას, როცა კონდენსატორი ჯერ არ დამუხტულა, ანუ რხევით კონტურს ენერგია არ გადაცემია. ზამბარიანი ქანქარას სემთხვევაში ამას შეესაბამება მისი ის მდგომარეობა, როცა ბურთულა წონასწორობის მდგომარეობიდან ჯერ არ გამოუყვანიათ. კონდენსატორის დამუხტვას შეესაბამება ბურთულას გადახრა წონასწორობის მდებარეობიდან x სიდიდით.

დროის ათვლა ($t = 0$) იწყება კონტურის ჩართვიდან ანუ K გადამრთველის b კონტაქტზე გადაყვანიდან. ქანქარას შემთხვევაში ეს შეესაბამება წონასწორობის მდგომარეობიდან x მანძილით გადახრილი ბურთულას განთავისუფლებას (ხელის გაშვებას). ამ მომენტისათვის კონდენსატორის

მუხტი და ძაბვა ფირფიტებს შორის მაქსიმალურია, ე.ი. მაქსიმალურია კონდენსატორის ელექტრული ველის ენერგია, კოჭაში დენის ძალა კი ნულის ტოლია, ე.ი. ნულის ტოლია მაგნიტური ველის ენერგია. ქანქარას შემთხვევაში ამას შეესაბამება ბურთულას მაქსიმალური გადახრა, ე.ი. მისი პოტენციური ენერგია $\left(\frac{Kx^2}{2}\right)$ მაქსიმალურია, ხოლო კინეტიკური ენერგია ნულის ტოლია, ვინაიდან ბურთულა ჯერ კიდევ გაჩერებულია (სურ. 42.3 ბ).

$t = \frac{T}{4}$ მომენტისათვის კონდენსატორი მთლიანად განმუხტულია, ხოლო დენი კოჭაში მაქსიმალურია (I_0). ე.ი. ამ დროისათვის კონდენსატორის ელექტრული ველის ენერგია მთლიანად გარდაქმნილია კოჭას მაგნიტური ველის ენერგიად. ქანქარას შემთხვევაში ამას შეესაბამება ბურთულას წონასწორობის მდგომარეობაში მოსვლა, როცა მისი სიჩქარე მაქსიმალურია, ე.ი. მაქსიმალურია მისი კინეტიკური ენერგია; პოტენციური ენერგია კი ნულის ტოლია, ვინაიდან ზამბარას დეფორმაცია ნული (სურ. 42.3 გ).

ამ მომენტიდან იწყება კოჭაში დენის შემცირება და კონდენსატორის გადამუხტვა. ამ პროცესს სჭირდება კიდევ $\frac{T}{4}$ დრო და კონტურის ჩართვიდან $\frac{T}{2}$ დროის გასვლის შემდეგ გვაქვს: კოჭაში დენი ნულის ტოლია, კონდენსატორის მუხტი კი მაქსიმალურია (გადამუხტვა დამთავრებულია), ოღონდ ელ-



ექტრულ ველს კონდენსატორში აქვს თავდაპირველის საწინააღმდეგო მიმართულება. ქანქარას შემთხვევაში ამას შეესაბამება ბურთულას გადახრა მარცხენა უკიდურეს მდგომარეობაში, როცა მისი პოტენციური ენერგია მაქსიმალურია, კინეტიკური კი ნულის ტოლია, ვინაიდან ბურთულა წამიერად გაჩერებულია (სურ. 42.3დ).

ამის შემდეგ ყველაფერი მეორდება საწინააღმდეგო მიმართულებით და კიდევ $\frac{T}{2}$ დროის შემდეგ, ანუ კონტურის ჩართვიდან T დროის შემდეგ, სისტემა აღმოჩნდება თავდაპირველ მდგომარეობაში (სურ. 42.3ბ). შესრულდება ერთი სრული რხევა. ამის შემდეგ აღწერილი პროცესი განმეორდება.

სურ. 42.3

ელექტრომაგნიტური რხევის პერიოდი (T) ეწოდება დროის იმ უმცირეს შუალედს, რომლის განმავლობაშიც ელექტრული ველი კონდენსატორის შემონაფენებს შორის (E), ან მაგნიტური ველი კოჭაში (B), იცვლება რა თავის რომელიღაც მნიშვნელობიდან, კელავ დებულობს ამავე მნიშვნელობას როგორც სიდიდით, ისე მიმართულებით.

ცხადია, რომ ელექტრომაგნიტური რხევის პერიოდი დამოკიდებული უნდა იყოს რხევითი კონტურის პარამეტრებზე – კონდენსატორის ტევადობაზე და კოჭას ინდუქციურობაზე. კერძოდ, C -ს და L -ის გაზრდით T უნდა გაიზარდოს. მართლაც, რაც მეტია კონდენსატორის ტევადობა, მით მეტ მუხტს დაიტევს იგი და მით მეტი დრო იქნება საჭირო მისი განმუხტვისათვის. მეორეს მხრივ, რაც მეტია L , მით მეტი თვითინდუქციის ემ ძალა აღიძვრება კოჭაში და მით უფრო ნელა მოხდება მასში დენის გაზრდა ან შემცირება (ე.ი. მით უფრო ნელა მოხდება კონდენსატორის განმუხტვა). თეორია იძლევა შემდეგ ფორმულას:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}, \quad (42.1)$$

სადაც L არის კოჭას ინდუქციურობა გამოსახული ჰენრებში, C – ტევადობა ფარადებში, T – პერიოდი წამებში. (42.1) ფორმულას **ტომსონის** ფორმულა ეწოდება.

გამოვიყვანოთ ტომსონის ფორმულა. ამისათვის უნდა დავეუშვათ, რომ რხევითი კონტური იდეალურია, ანუ მისი ომური წინაღობა $R=0$. ამ შემთხვევაში კონტურში გვექნება ერთი ძაბვის ვარდნა (კონდენსატორზე) და ერთი ინდუქციის ემ ძალა (კოჭაში აღძრული თვითინდუქციის ემ ძალა ε_s). ამიტომ კირხჰოფის II კანონი შემდგენიარად დაიწერება:

$$u = \varepsilon_s. \quad (42.2)$$

მაგრამ $u = \frac{q}{C}$; $\varepsilon_s = -L \frac{dI}{dt}$, ხოლო $I = \frac{dq}{dt}$. ამ სიდიდეების ჩასმა (42.2)-ში მოგვცემს:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{C}q = 0.$$

თუ ტოლობის ყველა წევრს გავყოფთ L -ზე და შემოვიღებთ აღნიშვნას

$$\omega_0^2 = \frac{1}{CL}, \quad (42.3)$$

საბოლოოდ მივიღებთ:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0. \quad (42.4)$$

ეს განტოლება ზუსტად თანხვდება პარმონიული რხევის დიფერენციალურ განტოლებას (I ტომი, §36). ვიცით, რომ მის ამონახსენს აქვს სახე

$$q = q_0 \cos(\omega_0 t + \varphi). \quad (42.5)$$

ამიტომ

$$u = \frac{q}{C} = \frac{q_0}{C} \cos(\omega_0 t + \varphi) = u_0 \cos(\omega_0 t + \varphi)$$

და

$$I = \frac{dq}{dt} = -\omega_0 q_0 \sin(\omega_0 t + \varphi), \quad \text{ან} \quad I = I_0 \cos\left(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right) \quad (42.6)$$

სადაც q_0 , u_0 და I_0 მუხტის, ძაბვისა და დენის ძალის მაქსიმალური ანუ ამპლიტუდური მნიშვნელობებია.

მიღებული ფორმულები გვიჩვენებს, რომ რხევით კონტურში კონდენსატორის შემონაფენებზე მუხტი და ძაბვა, ხოლო კოჭაში დენი პერიოდულად იცვლება, რაც სავსებით ეთანხმება ჩვენს მიერ პარაგრაფის დასაწყისში გაკეთებულ თვისობრივ დასკვნას.

$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ არის კონტურის რხევის წრიული სიხშირე. მაგრამ ვიცით (I ტომი, §36) რომ $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$, ამიტომ $T = 2\pi\sqrt{LC}$, რაც თანხვდება (42.1)-ს.

რხევის სიხშირე (რხევათა რიცხვი წამში) ν პერიოდის შებრუნებული სიდიდეა. ამიტომ

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (42.7)$$

(42.7) ფორმულის თანახმად, მაღალი სიხშირის ელექტრომაგნიტური რხევების მისაღებად L და C უნდა იყოს რაც შეიძლება მცირე. მაგ. რხევითი კონტური, რომელიც შეიცავს $C = 0,0001 \mu\text{ფ} = 10^{-10}$ ფარადის ტოლ ტევადობას და $L = 0,0001 \text{ჰნ}$ -ის ტოლ ინდუქციურობას, აღძრავს რხევებს, რომლის სიხშირე

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = \frac{1}{2 \cdot 3,14 \sqrt{10^{-4} \cdot 10^{-10}}} \text{ჰც} \approx 1,6 \cdot 10^6 \text{ჰც}.$$

ცხადია, ვერავითარი ინდუქციური გენერატორი ასეთი სიხშირის რხევებს (ცვლად დენს) ვერ აღძრავს, ვინაიდან ამისათვის საჭირო იქნებოდა როტორს შეესრულებინა მილიონი ბრუნე წამში.

თუ კონტურის ომური წინაღობა $R \neq 0$, რხევის პერიოდი იზრდება (§43):

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}}.$$

ჩვეულებრივ, რხევითი კონტურის ომური წინაღობა მცირეა, ამიტომ პერიოდის გამოსათვლელად, როგორც წესი, სარგებლობენ (42.1) ფორმულით.

§43. მილევადი ელექტრომაგნიტური რხევები

ჩვენს მიერ წინა პარაგრაფში განხილული ელექტრომაგნიტური რხევები რხევით კონტურში აღიძვრა ერთხელ მინიჭებული ენერგიის ხარჯზე – კონდენსატორი ერთხელ დავმუხტეთ. ასეთ რხევას, რომელიც წარმოებს ერთხელ მინიჭებული ენერგიის ხარჯზე, საკუთარი ანუ თავისუფალი რხევა ეწოდება,* ხოლო შესაბამის სიხშირეს – რხევის საკუთარი სიხშირე. საკუთარი იმიტომ, რომ იგი დამოკიდებულია მერხევი სისტემის საკუთარ თვისებებზე (C -ზე და L -ზე). საკუთარი ელექტრომაგნიტური რხევები, როგორც ამას სურ. 42.2-ზე მოყვანილი გრაფიკი გვიჩვენებს, ყოველთვის მილევადია (მექანიკურის მსგავსად), ვინაიდან ერთხელ მინიჭებული ენერგია იხარჯება კონტურის წინააღმდეგობის დაძლევაზე (რეალურად კონტურის ომური წინაღობა ყოველთვის განსხვავდება ნულისაგან), მისი შევსება კი არ ხდება.

გამოვიყვანოთ მუხტის ძაბვისა და დენის ცვლილების ფორმულები რეალური კონტურისათვის ($R \neq 0$). ამ შემთხვევაში კირხჰოფის მეორე კანონი შემდეგნაირად დაიწერება:

$$u + IR = \varepsilon_s. \quad (43.1)$$

რადგან $u = \frac{q}{C}$, $I = \frac{dq}{dt}$, ხოლო $\varepsilon_s = -L \frac{dI}{dt}$, მივიღებთ:

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = 0. \quad (43.2)$$

ეს დიფერენციალური განტოლება თავისი ფორმით საკლებით ანალოგიურია ზამბარიანი ქანქარის მილევადი რხევის დიფერენციალური განტოლებისა (I ტომი, §40, 40.3 განტოლება):

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + kx = 0. \quad (43.3)$$

* ან, რაც იგივეა, თავისუფალი რხევა ეწოდება ისეთ რხევას, რომელიც აღიძვრება სისტემაში შინაგანი ძალების მოქმედებით, მისი წონასწორობის მდგომარეობიდან გამოყვანის შემდეგ.

(43.2)-ში m მასის ანალოგს წარმოადგენს L ინდუქციურობა, წინააღობის r კოეფიციენტისას – წრედის R ომური წინააღობა, წინააღობის $r \frac{dx}{dt}$ ძალისას – $R \frac{dq}{dt}$, ზამბარის დრეკადობის K კოეფიციენტისას – $\frac{1}{C}$, ხოლო x გადახრისას – q მუხტი.

(43.3) განტოლების ამოხსნისათვის, ახალი ცვლადის შემოყვანის მეთოდის გამოყენებით, ჩვენ მივიღეთ:

$$x = A_0 e^{-\frac{r}{2m}t} \cos(\omega t + \varphi) = A \cos(\omega t + \varphi), \quad (43.4)$$

სადაც $A = A_0 e^{-\frac{r}{2m}t}$ და φ – ამპლიტუდა და საწყისი ფაზაა, ხოლო

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{K}{m} - \left(\frac{r}{2m}\right)^2} \quad (43.5)$$

მიღებული რხევის წრიული სიხშირეა.

(43.4)-ის ანალოგიურად (43.3)-ის ამოხსნას აქვს სახე:

$$q = q_0 e^{-\frac{R}{2L}t} \cos(\omega t + \varphi) = A \cos(\omega t + \varphi), \quad (43.6)$$

სადაც

$$A = q_0 e^{-\frac{R}{2L}t} \quad (43.7)$$

კონდენსატორის მუხტის რხევის ამპლიტუდაა, φ - საწყისი ფაზა, ხოლო ω – წრიული სიხშირე, რომლისთვისაც (43.5)-ის ანალოგიურად გვექნება:

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}. \quad (43.8)$$

(43.7) გვიჩვენებს, რომ რეალურ კონტურში მუხტის რხევის ამპლიტუდა დროის მიხედვით ექსპონენციალურად მცირდება, ანუ რხევა მიღებულია. (43.6) წარმოადგენს მიღებული ელექტრომაგნიტური რხევის განტოლებას. რხევის მიღება მით უფრო სწრაფად ხდება, რაც მეტია $\beta = \frac{R}{2L}$ -ის სიდიდე, ანუ რაც მეტია R და ნაკლებია L .

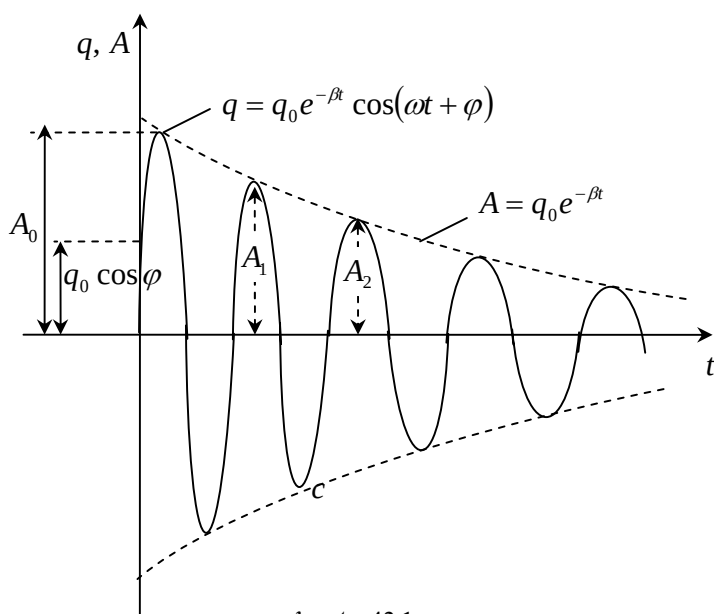
β -ს ეწოდება მიღევის კოეფიციენტი.

მიღებული რხევის პერიოდი*

* საზოგადოდ მიღებული რხევა პერიოდული არ არის, ვინაიდან მერხევი სიდიდე თანდათან მცირდება და აღარ უბრუნდება საწყის მნიშვნელობას. ამიტომ, მკაცრად თუ ვიმსჯელებთ, მისთვის გამოუსადეგარია სიხშირისა და პერიოდის ცნებები. მაგრამ თუ მიღევა დიდი არ არის, შეიძლება პირობითად პერიოდი ვუწოდოთ დროის შუალედს მერხევი ფიზიკური სიდიდის ორ მომდევნო მაქსიმუმს (ან მინიმუმს) შორის.

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}}. \quad (43.9)$$

(43.8) და (43.9) ფორმულები გვიჩვენებს, რომ რეალური რხევითი კონტურის სიხშირე ნაკლებია, ხოლო პერიოდი მეტია, ვიდრე იდეალურის, რაც გასაგებია, ვინაიდან წინააღმდეგობის ძალის არსებობა, ცხადია, გამოიწვევს ყოველგვარი რხევის (როგორც მექანიკურის, ასევე ელექტრომაგნიტურის) სიხშირის შემცირებას.



სურ. 43.1

მუხტის ცვლილების (43.6) კანონზომიერებიდან ადვილად დავადგენთ ძაბვისა და დენის ძალის ცვლილების კანონზომიერებებს, რადგანაც $u = \frac{q}{C}$, ხოლო $I = \frac{dq}{dt}$.

(43.1) სურათზე მოცემულია მუხტის (უწყვეტი წირი) და ამპლიტუდის (წყვეტილი წირი) ცვლილების გრაფიკები* (I ტომის 40.2 სურათზე მიღებული რხევის გრაფიკი შეესაბამება იმ შემთხვევას, როცა $\phi = 0$).

(43.9) ფორმულა საშუალებას გვაძლევს დავადგინოთ პირობა, რომელსაც უნდა აკმაყოფილებდეს კონტურის დამახასიათებელი სიდიდეები (C, L, R) იმისათვის, რომ კონტურში აღიძვრას რხევა. ეს პირობა მდგომარეობს იმაში, რომ კონტურს უნდა გააჩნდეს ნამდვილი პერიოდი, ანუ ფსევდოპერიოდში გამოსახულება უნდა იყოს დადებითი:

$$\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2} > 0, \quad \text{ანუ} \quad L > \frac{CR^2}{4}.$$

წინააღმდეგ შემთხვევაში კონდენსატორის რხევა იქნება **აპერიოდული** (არაპერიოდული) ხასიათის – q მუხტი მონოტონურად შემცირდება დროის მიხედვით.

* როცა $t = 0$, $A = A_0 = q_0$, ხოლო $q = q_0 \cos \phi < q_0$.

§44. იძულებითი ელექტრომაგნიტური რხევები. თვითრხევები

განმარტების თანახმად, იძულებითი რხევა ეწოდება ისეთ რხევას, რომელიც წარმოებს პერიოდულად ცვლადი გარეშე ძალის მოქმედებით. იძულებით ელექტრომაგნიტურ რხევებთან ჩვენ საქმე გვქონდა ცვლადი დენის სრული წრედის განხილვისას (§37) – ცვლადი დენი სწორედ დაბალი სიხშირის ელექტრომაგნიტური რხევებია. აქ პერიოდულად ცვლად გარეშე ძალას წარმოადგენდა წრედში ჩართული ცვლადი დენის წყაროს ემ ძალა:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t.$$

დენი ასეთ კონტურში იცვლება კანონით

$$I = I_0 \cos(\omega t - \varphi),$$

სადაც

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \quad \text{და} \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}.$$

ამ შემთხვევაში კონტურში რხევა იარსებებს ნებისმიერად დიდი დროის განმავლობაში, ანუ სისტემა შეასრულებს არამიღვევად რხევებს.

მაგრამ ეს რხევები, რომელიც აღიძვრება ელექტროსადგურში ცვლადი დენის გენერატორის მიერ გამომუშავებული ემ ძალის მოქმედებით, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, დაბალი სიხშირის ელექტრომაგნიტური რხევებია. ასეთ გენერატორს არ შეუძლია რადიოკავშირისათვის აუცილებელი მაღალი სიხშირის ელექტრომაგნიტური რხევების აღძვრა, ვინაიდან ამისათვის საჭირო იქნებოდა როტორს შეესრულებინა ასიათასობით ბრუნი წამში.

მაღალი სიხშირის ელექტრომაგნიტურ რხევებს წარმოქმნის რხევითი კონტური, მაგრამ როგორც §43-ში ვნახეთ, რეალური კონტურის შემთხვევაში ($R \neq 0$), ეს რხევები ყოველთვის მიღვევადია. რხევები რომ არამიღვევადი იყოს, საჭიროა განუწყვეტლივ შეივსოს კონტურის ომური წინაღობის დაძლევაზე დახარჯული ენერგია. გარე პერიოდული ძალის მოქმედებით ამის მიღწევა, თუ გავითვალისწინებთ რხევის სიხშირეს, პრაქტიკულად შეუძლებელია. მაგრამ აღმოჩნდა, რომ არსებობს არამიღვევადი რხევების აღძვრის სხვა გზაც. კერძოდ, თუ სისტემა რომელშიც შესაძლებელია თავისუფალი რხევების აღძვრა, შეიცავს ენერგიის წყაროს და თუ სისტემას თვითონვე შეუძლია არეგულიროს რხევითი კონტურისათვის ენერგიის მიწოდება

ომური წინააღობის დაძლევაზე დახარჯული ენერგიის საკომპენსაციოდ, მაშინ რხევის მიღევას აღვილი არ ექნება.

სისტემას, რომელშიც წარმოიქმნება არამიღვეადი რხევა სისტემაშივე არსებული წყაროდან ენერგიის მიღების ხარჯზე, თვითმერხევი სისტემა ეწოდება, ხოლო არამიღვეად რხევებს, რომელშიც არსებობენ სისტემაში გარე პერიოდული ძალის მოქმედების გარეშე – **თვითრხევები*** (ავტორხევები). აღსანიშნავია, რომ თვითრხევების ამპლიტუდა და პერიოდი განისაზღვრება სისტემის თვისებებით (იძულებითი რხევისაგან განსხვავებით).

თვითმერხევი სისტემებს, რომელთა საშუალებითაც მიიღება მაღალი სიხშირის ელექტრომაგნიტური რხევები მიეკუთვნება მილაკიანი და ტრანზისტორული გენერატორები. მათ ასე ეწოდება იმიტომ, რომ რხევითი კონტურისა და ენერგიის წყაროს გარდა, პირველი შეიცავს სამელექტროდიან ელექტრონულ მილაკს (ტრიოდს), ხოლო მეორე – აგრეთვე სამელექტროდიან ნახევარგამტარულ ხელსაწყოს, რომელსაც **ტრანზისტორი**** ეწოდება („ნახევარგამტარული ტრიოდი“ ტრანზისტორის მოძველებული სახელწოდება).

§45. წანაცვლების დენი

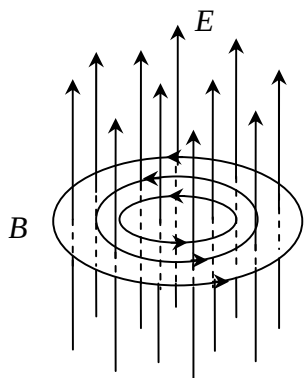
როგორც ვიცით (§19), ცვლად მაგნიტურ ველში ველში მოთავსებულ უძრავ გამტარ კონტურში ინდუქციური დენის აღბერის ასახსნელად მაქსველმა ჩამოაყალიბა ელექტრომაგნიტური ველის თეორიის **პირველი ძირითადი დებულება**: მაგნიტური ველის ყოველგვარი ცვლილებისას დროში წარმოიქმნება გრიგალური ელექტრული ველი.

სხვადასხვა ელექტრომაგნიტური პროცესების ანალიზის საფუძველზე მაქსველი მივიდა დასკვნამდე, რომ უნდა არსებობდეს შებრუნებული მოვლენაც: **ელექტრული ველის ყოველგვარი ცვლილება დროში იწვევს გრიგალური მაგნიტური ველის წარმოქმნას**. ეს მტკიცება გამოსახავს ელექტრომაგნიტური ველის უმნიშვნელოვანეს თვისებას და წარმოადგენს მაქსველის თეორიის **მეორე ძირითად დებულებას**. რადგან მაგნიტური ველი ყოველთვის დაკავშირებულია ელექტრულ დენტან (ელექტრული დენი წარმოადგენს მაგნიტური ველის პირველწყაროს (§2)),

* თვითრხევები აღიძვრება არა მარტო ელექტრულ, არამედ მექანიკურ სისტემებშიც. უმარტივეს მექანიკურ თვითმერხევი სისტემას წარმოადგენს ქანქარიანი საათი, რომელშიც ენერგიის წყაროს წარმოადგენს აწეული ტვირთის პოტენციური ენერგია.

** წარმოდგება ინგლისური სიტყვებიდან transfer – გადატანა და resistor – წინააღობა.

ამიტომ მაქსველმა ცვლად ელექტრულ ველს უწოდა წანაცვლების დენი, განასხვავა რა იგი გამტარობის დენისაგან, რომელიც განპირობებულია მუხტების მოწესრიგებული მოძრაობით.



$$\frac{dE}{dt} > 0$$

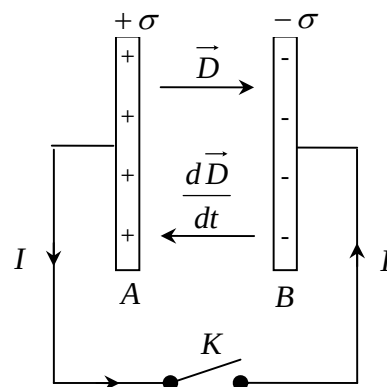
სურ. 45. 1.

ელექტრული ველის ცვლილების შედეგად წარმოქმნილი გრიგალური მაგნიტური ველის ინდუქციის წირები მოიცავს ელექტრული ველის ძალწირებს, მსგავსად იმისა, როგორც გრიგალური ელექტრული ველის ძალწირები მოიცავს მაგნიტური ინდუქციის წირებს, მაგრამ ახლა, ელექტრული ველის დაძაბულობის ზრდისას ($\frac{dE}{dt} > 0$), კავშირი მაგნიტური ინდუქციის წირების მიმართულებასა და $\vec{E}$ ვექტორის მიმართულებას შორის მოცემულია მარჯვენა ბურღის წესით (ამბობენ, რომ ინდუქციის წირების მიმართულება $\vec{E}$ ვექტორის მიმართულებასთან ქმნის მარ-

ჯვენა ხრახნს) (სურ. 45.1).

წანაცვლების დენის შემოდების შემდეგ შეიცვალა ჩვენი წარმოდგენა ცვლადი დენის წრედის ჩაუკეტავობის შესახებ. როგორც ვიცით (I ტომი, §127), მუდმივი დენის წრედი ყოველთვის ჩაკეტილია. რაც შეეხება ცვლადი დენის წრედს, ითვლებოდა, რომ იგი შეიძლება იყოს ჩაუკეტავიც. ამას მაშინ აქვს ადგილი, როცა ცვლადი დენის წრედი შეიცავს კონდენსატორს. კონდენსატორის დამუხტვისა და განმუხტვის დროს დენის გადის შემონაფენების შემაერთებელ გამტარში და არ გადის შემონაფენებს შორის დიელექტრიკში.

წანაცვლების დენის ცნების შემოსატანად განვიხილოთ ბრტყელი კონდენსატორი, რომლის A და B ფირფიტების (შემონაფენები) დამუხტულია $\pm\sigma$ ზედაპირული სიმკვრივით (სურ. 45.2). ვიდრე წრედი განთავსებულია, ფირფიტებს შორის ველი ერთგავროვანია, მაგრამ K ჩამრთველის ჩართვისას კონდენსატორი იწყებს განმუხტვას და ველიც იცვლება (მცირდება) დროის მიხედვით. განმუხტვის I დენი, რომელიც მიმართულია ფირფიტების შემაერთებელ გამტარში („გარე წრედში“) A-დან B-სკენ, გამტარობის დენია – იგი



სურ. 45.2

განპირობებულია თავისუფალი მუხტების მოძრაობით. გამტარობის დენის ძალა

$$I = \frac{dq}{dt}, \text{ ხოლო სიმკვრივე}$$

$$i = \frac{I}{S} = \frac{1}{S} \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{q}{S} \right) = \frac{d\sigma}{dt}. \quad (45.1)$$

ცხადია, რომ გამტარობის დენის სიმკვრივის ვექტორიც მიმართული იქნება A -დან B -სკენ.

რადგან A და B ფირფიტებს შორის დიელექტრიკია (ან ვაკუუმი), აქ მუხტების მოძრაობას ადგილი არა აქვს და გამტარობის დენი ნულის ტოლია – დენის წირები ჩაუკეტავია. დენის წირების უწყვეტობის შესანარჩუნებლად მაქსველმა შემოიტანა წანაცვლების დენის ცნება:

$$t \text{ მომენტში ფირფიტებს შორის ველის დაძაბულობა (I ტომი, §120)} \quad E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon},$$

ხოლო ინდუქცია (§121) $D = \varepsilon_0 \varepsilon E$, საიდანაც

$$D = \sigma. \quad (45.2)$$

ამასთან, ვინაიდან A ფირფიტა დამუხტულია დადებითად, $\vec{D}$ მიმართულია A -დან B -სკენ. განმუხტვისას, რაღაც dt დროში ფირფიტის მუხტი შეიცვლება $d\sigma$ -თი, ამიტომ A და B ფირფიტებს შორის სივრცეში ინდუქციის ვექტორის ცვლილების სიჩქარე იქნება

$$\frac{dD}{dt} = \frac{d\sigma}{dt}. \quad (45.3)$$

D ინდუქციის, ისევე როგორც σ -ის ცვლილება ხდება დროის მიხედვით, ამიტომ (45.3) ტოლობაში სრული წარმოებული შეიძლება შეიცვალოს კერძო წარმოებულით:

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{\partial \sigma}{\partial t}. \quad (45.4)$$

სიდიდეს $\frac{\partial D}{\partial t}$ მაქსველმა უწოდა **წანაცვლების დენის სიმკვრივე**.

$$i_{\text{წან}} = \frac{\partial D}{\partial t} \quad (45.5)$$

როგორც (45.3) ტოლობა გვიჩვენებს, იგი გამტარობის დენის სიმკვრივის ტოლია $i_{\text{წან}} = i$, ე.ი. ნებისმიერ მომენტში ფირფიტებს შორის წანაცვლების დენის სიმკვრივე ისეთია, როგორც გარე წრედში გამტარობის დენის სიმკვრივე.

ვინაიდან განმუხტვისას σ მცირდება, შემცირდება D -ც, ამიტომ $\frac{\partial D}{\partial t}$ უარყოფითია და $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ ვექტორს ექნება $\vec{D}$ ვექტორის საწინააღმდეგო მიმართულება (სურ. 45.2).

მაგრამ

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{i}_{\text{წახ}} \quad (45.6)$$

არის წანაცვლების დენის სიმკვრივის ვექტორი. ე.ი. წანაცვლების დენის სიმკვრივის ვექტორი ფირფიტებს შორის მიმართულია B -დან A -სკენ, რაც იმას ნიშნავს, რომ გარე წრედში გამტარობის დენის წირები უწყვეტად გადადიან ფირფიტებს შორის წანაცვლების დენის წირებში (გამტარობის დენი იკვრება წანაცვლების დენით)* სრული სიმკვრივე

$$\vec{i}_{\text{სრ}} = \vec{i} + \vec{i}_{\text{წახ}} = \vec{i} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (45.7)$$

სრული სიმკვრივე უწყვეტია როგორც სიდიდით, ისე მიმართულებით. ამიტომ, თუ ელექტრული დენის ქვეშ ვიგულისხმებთ სრულ დენს, აღმოჩნდება, რომ ბუნებაში ყველა ელექტრული დენები შეკრულია. ეს მნიშვნელოვანი დასკვნა გააკეთა მაქსველმა.

დიელექტრიკში ინდუქციის ვექტორი ორი ნაწილისაგან შედგება (I ტომი, §121):

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}. \quad (45.8)$$

მეორე წევრი, $\vec{P}$ პოლარიზაციის ვექტორი, მართლაც ახასიათებს ბმული მუხტების წანაცვლებას დიელექტრიკის პოლარიზაციის პროცესში. დიელექტრიკში წანაცვლების დენის სიმკვრივე (45.8)-ის შესაბამისად ორი ნაწილისაგან შედგება:

$$\vec{i}_{\text{წახ}} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t};$$

პირველ შესაკრებს ეწოდება წანაცვლების დენის სიმკვრივე ვაკუუმში, მეორეს – პოლარიზაციის დენის სიმკვრივე.

* კონდენსატორის დამუხტვის შემთხვევაში, როცა A ფირფიტის დადებითი მუხტი იზრდება, დენი ფირფიტებს შორის შემაერთებელ გამტარში მიმართულია B -დან A -სკენ. მაგრამ ამ დროს $\frac{\partial D}{\partial t}$

დადებითია და $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ ვექტორს აქვს $\vec{D}$ -ს მიმართულება. ე.ი. ამ შემთხვევაშიც გამტარობის დენი იკვრება დიელექტრიკში წანაცვლების დენით.

როდესაც გამტარში გადის ცვლადი დენი, გამტარის შიგნით წარმოიქმნება ცვლადი ელექტრული ველი, მაშასადამე, წანაცვლების დენიც და დენის სრული სიმკვრივე განისაზღვრება (45.7) ფორმულით. მაგრამ ჩვეულებრივ, თუ ცვლილების სიხშირე (დენის სიხშირე) ძალიან დიდი არ არის, წანაცვლების დენი მცირეა და გათვლებისას მას მხედველობაში არ იღებენ.

თუ გამტარობის დენი შეკრული არ არის, რასაც ადგილი ჰქონდა ჩვენს მიერ განხილულ მაგალითში, როგორც ეს გამომდინარეობს (45.3) ტოლობიდან, გამტარობისა და წანაცვლების დენები, უბრალოდ, ერთმანეთის ტოლია. მიუხედავად წანაცვლების დენის მნიშვნელოვანი სიდიდისა, მთელი რიგი გათვლები ტარდება მისი გათვალისწინების გარეშე. მართლაც, წანაცვლების დენი, კრავს რა კონდენსატორის ფირფიტებს შორის გამტარობის დენს, ამ სივრცეში ქმნის ისეთივე მაგნიტურ ველს, როგორიც შეიქმნებოდა გამტარობის დენს რომ გაეგლო გაუწყვეტელ წრედში. ამიტომ წანაცვლების დენის არსებობა გავლენას არ ახდენს მაგნიტური ველის, თვითინდუქციის კოეფიციენტის და ა.შ. გათვლაზე.

დასასრულ, უნდა აღინიშნოს, რომ ტერმინი „წანაცვლების დენი“ არ არის მთლად მოსახერხებელი. დიფერენციალში ამ ტერმინის არსებობას კიდევ აქვს გარკვეული საფუძველი, ვინაიდან ელექტრული ველის მოქმედებით იქ მართლაც ხდება ბმული მუხტების წანაცვლება. მაგრამ ტერმინი გამოიყენება ვაკუუმისათვისაც, სადაც არავითარი მუხტები არ არის. ტერმინი ისტორიულია და შესაძლოა, დაკავშირებულია იმ დროსთან, როცა ელექტრული ველის ცვლილება ვაკუუმში განიხილებოდა, როგორც ჰიპოტეზური გარემოს – ეთერის ნაწილაკების წანაცვლება. ერთადერთ გამართლებად, $\frac{\partial D}{\partial t}$ სიდიდეს რომ წანაცვლების დენის სიმკვრივე უწოდეს, შეიძლება ჩაითვალოს ის, რომ მას აქვს დენის სიმკვრივის განზომილება.

წანაცვლების დენს არ ახასიათებს გამტარობის დენის არც ერთ თვისება (სითბური, ქიმიური და სხვ.) გარდა ერთისა – იგი ქმნის მაგნიტურ ველს.

§46. მაქსველის განტოლებები

წანაცვლების დენის ცნების შემოღებამ მაქსველს საშუალება მისცა შეექმნა (მე-19 საუკუნის 60-იან წლებში) ელექტრული და მაგნიტური მოვლენების ერთიანი თეორია, რომელშიც გადაწყვეტილია ელექტროდინამიკის ძირითადი ამოცანა: ელექტ-

ტრული და მაგნიტური ველების დამახასიათებელი სიდიდეების (E, B, D, H) პოვნა მათი შემქმნელი მუხტებისა და დენების საშუალებით.

მაქსველის თეორია ელექტრომაგნიტური ველის **ფენომენოლოგიური** თეორიაა, რაც ნიშნავს იმას, რომ თეორიაში არ განიხილება გარემოს (რომელშიც არსებობს ელექტრომაგნიტური ველი) მოლეკულური აღნაგობა და მასში მიმდინარე შიგა პროცესები. გარემოს ელექტრული და მაგნიტური თვისებები ხასიათდება სამი პარამეტრით (ϵ, μ, γ), რომელთა მნიშვნელობები ცდებითაა დადგენილი.

მაქსველის თეორია **მაკროსკოპული** თეორიაა, ვინაიდან იგი განიხილავს მაკროსკოპულ ელექტრულ და მაგნიტურ ველებს, რომლებიც შექმნილია მაკროსკოპული მუხტებისა და დენების მიერ*.

მაქსველის თეორიის მათემატიკურ გამოსახულებას წარმოადგენს მაქსველის ოთხი განტოლება, რომელთა ჩაწერა მიღებულია ორი ფორმით – ინტეგრალურით და დიფერენციალურით.

მაქსველის განტოლებები ბუნების ფუნდამენტური განტოლებებია, რომლებიც ისეთივე როლს თამაშობს ელექტრომაგნეტიზმის მოძღვრებაში, როგორსაც ნიუტონის კანონები მექანიკაში. მაქსველის განტოლებებმა არა მარტო ახსნა იმ დროისათვის ცნობილი ყველა ცდისეული ფაქტი, (რაც თავისთავად მეტად მნიშვნელოვანია), არამედ იწინასწარმეტყველა მთელი რიგი ახალი მოვლენები, რომელთა არსებობა შემდეგში დადასტურდა ცდით. მაქსველის განტოლებებიდან გამომდინარე შედეგებს შორის ყველაზე მნიშვნელოვანია დასკვნა **ელექტრომაგნიტური ტალღების არსებობის შესახებ, რომელთა გავრცელების სიჩქარე სასრულია და სინათლის სიჩქარის ტოლია.**** ამ ტალღების თეორიული გამოკვლევის შედეგად მაქსველმა შექმნა სინათლის ელექტრომაგნიტური თეორია.

ხაზგასმით უნდა აღინიშნოს, რომ მაქსველის განტოლებების გამოყვანა არ შეიძლება. ისინი მიღებულია ელექტროსტატიკისა და ელექტრომაგნეტიზმის ისეთი მნიშვნელოვანი კანონების განზოგადების საფუძველზე, როგორებიცაა გაუს-ოსტროგრადსკის თეორემა, სრული დენის კანონი და ელექტრომაგნიტური ინდუქციის ძირითადი კანონი. გავეცნოთ ამ კანონების განზოგადებას.

* ე.ი. ისეთი უძრავი და მოძრავი მუხტების მიერ, რომელთა ზომები გაცილებით მეტია ატომის ზომაზე.

** იმ დროისათვის ფიზოსა და მაიკელსონის ცდების შედეგად ცნობილი იყო სინათლის გავრცელების სიჩქარე.

1. მაქსველის პირველი განტოლება. ელექტრომაგნიტური ინდუქციის ძირითადი კანონის თანახმად ცვლად მაგნიტურ ველში მოთავსებულ უძრავ გამტარ კონტურში აღძრული ინდუქციის ემ ძალა გამოითვლება ფორმულით:

$$\oint (\vec{E} d\vec{l}) = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (46.1)$$

ერთი შეხედვით შეიძლება მოგვეჩვენოს, რომ ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენაში მთავარ როლს გამტარი თამაშობს. მაგრამ მაქსველის მოსაზრების თანახმად, ეს ასე არ არის – გამტარი მხოლოდ ხელს გვიწყობს, გვეხმარება ამ მოვლენის აღმოჩენაში. ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენის ჭეშმარიტი არსი კი მდგომარეობს იმაში, რომ დროში ცვალებადი მაგნიტური ველი სივრცეში, დამოუკიდებლად იმისა არის იქ გამტარი თუ არა, წარმოშობს გრიგალურ ელექტრულ ველს (მაქსველის ელექტრომაგნიტური თეორიის პირველი ძირითადი დებულება). ასე რომ (46.1) ფორმულა სამართლიანია არა მარტო გამტარი კონტურისათვის, არამედ ცვლად მაგნიტურ ველში აზრობრივად გამოყოფილი ნებისმიერი ჩაკეტილი კონტურისათვის. ასეთნაირად განზოგადებული (46.1) ფორმულა წარმოადგენს მაქსველის პირველ განტოლებას ინტეგრალური ფორმით. იკითხება შემდეგნაირად: ელექტრული ველის დაძაბულობის ცირკულაცია ნებისმიერი (უძრავი) ჩაკეტილი l კონტურის გასწვრივ ტოლია ამ კონტურის მომჭიმავი ზედაპირის (კონტურზე დაყრდნობილი ზედაპირის) გამჭოლი მაგნიტური ნაკადის ცვლილების სიჩქარისა შებრუნებული ნიშნით.

მაგრამ

$$\Phi = \int_S (\vec{B} d\vec{S}) \quad \text{და} \quad \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_S (\vec{B} d\vec{S}) = \int_S \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} \right).$$

ამიტომ მაქსველის პირველი ინტეგრალური განტოლება შეიძლება ასეთი სახითაც დაიწეროს:

$$\oint_l (\vec{E} d\vec{l}) = \int_S \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} \right). \quad (46.2)$$

2. მაქსველის მეორე განტოლება. როგორც ვიცით (§31), სრული დენის კანონს ნივთიერებაში აქვს სახე:

$$\oint_l (\vec{H} d\vec{l}) = I_{\text{მაკრო}} \quad (46.3)$$

წანაცვლების დენის ცნების შემოღებამ (რასაც საფუძვლად უდევს მაქსველის ელექტრომაგნიტური ველის თეორიის მეორე ძირითადი დებულება) საშუალება მისცა მაქსველს განეზოგადებინა სრული დენის კანონი. მაქსველის თანახმად, ვინაიდან მაგნიტურ ველს ქმნის როგორც მაკროსკოპული (გამტარობის), ისე წანაცვლების დენი, ამიტომ (46.3) განტოლების მარჯვენა მხარეს უნდა დაემატოს წანაცვლების დენი:

$$\oint_l (\vec{H} d\vec{l}) = I_{\text{მარო}} + I_{\text{წან.}} \quad (46.3)$$

(46.3) ფორმულა, რომელიც გამოსახავს სრული დენის კანონის განზოგადებულ სახეს, წარმოადგენს მაქსველის მეორე განტოლებას ინტეგრალური ფორმით. იკითხება შემდგენიარად: მაგნიტური ველის დაძაბულობის ცირკულაცია ნებისმიერი (უძრავი) ჩაკეტილი l კონტურის გასწვრივ, ტოლია იმ მაკროდენებისა და წანაცვლების დენის ალგებრული ჯამისა, რომელსაც ეს კონტური მოიცავს (ან, რაც იგივეა, რომელიც გადის კონტურის მომჭიმავ ზედაპირში).

მაგრამ დენის სიმკვრივის განმარტების თანახმად

$$I_{\text{მარო}} = \oint_S i dS_n = \oint_l (\vec{i} d\vec{S}) \quad \text{და} \quad I_{\text{წან.}} = \oint_S (\vec{i}_{\text{წან.}} d\vec{S}) = \int_S \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot d\vec{S} \right),$$

სადაც $\vec{i}$ და $\vec{i}_{\text{წან.}}$ შესაბამისად გამტარობისა და წანაცვლების დენების სიმკვრივის ვექტორებია, ამიტომ მაქსველის მეორე ინტეგრალური განტოლება შეიძლება ასეთი სახითაც დაიწეროს:

$$\oint_l (\vec{H} d\vec{l}) = \int_S \left(\vec{i} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S}, \quad (46.4)$$

ე.ი. დაძაბულობის ვექტორის ცირკულაცია ნებისმიერი ჩაკეტილი l კონტურის გასწვრივ ტოლია სრული დენის სიმკვრივის ვექტორის ნაკადისა ამ კონტურის მომჭიმავი S ზედაპირის მიმართ.

3. მაქსველის მესამე განტოლება. როგორც ვიცით (I ტომი, §121), გაუს-ოსტოგრადსკის თეორემას ელექტროსტატიკური (სტაციონარული) ველისათვის* დიფერენციალური აქვს სახე:

$$\oint_S (\vec{D} d\vec{S}) = q, \quad (46.5)$$

სადაც $\oint_S (\vec{D} d\vec{S}) = N$ არის ინდუქციის ნაკადი S ჩაკეტილი ზედაპირის მიმართ, ხოლო

$q = \sum q_i$ არის ამ ზედაპირის შიგნით მოთავსებული თავისუფალ მუხტთა ალგებრული

* ელექტროსტატიკური ველი სტაციონალური ველია, ვინაიდან იგი დროის მიხედვით არ იცვლება.

ჯამი. მაქსველმა განაზოგადა ეს თეორემა, გამოთქვა რა ვარაუდი, რომ იგი სამართლიანია ნებისმიერი – როგორც სტაციონარული, ისე ცვლადი – ელექტრული ველისათვის. ასეთნაირად განზოგადებული (46.5) ფორმულა წარმოადგენს მაქსველის მესამე განტოლებას ინტეგრალური ფორმით. იკითხება შემდეგნაირად: ელექტრული ინდუქციის ნაკადი ელექტრომაგნიტურ ველში აზრობრივად გავლებული ნებისმიერი ჩაკეტილი ზედაპირის მიმართ, ტოლია ამ ზედაპირის შიგნით მოთავსებული თავისუფალ მუხტთა ალგებრული ჯამისა. მაგრამ $q = \int_V \rho dV$, სადაც ρ არის S ზედაპირით შემოსაზღვრული V მოცულობის შიგნით არსებული თავისუფალ მუხტთა სიმკვრივე. ამიტომ მაქსველის მესამე ინტეგრალური განტოლება შეიძლება შემდეგი სახითაც დაიწეროს:

$$\oint_S (\vec{D} d\vec{S}) = \int_V \rho dV \quad (46.6)$$

4. მაქსველის მეოთხე განტოლება: გაუს-ოსტროგრადსკის თეორემას მაგნიტური ველისათვის ვაკუუმში აქვს სახე (§4):

$$\oint_S (\vec{B} d\vec{S}) = 0 \quad (46.7)$$

მაქსველმა განაზოგადა ეს თეორემა, გამოთქვა რა ვარაუდი, რომ იგი სამართლიანია ნებისმიერი მაგნიტური ველისათვის (როგორც ვაკუუმში, ასევე გარემოში, როგორც სტაციონარული, ასევე ცვლადისათვის), ასეთნაირად განზოგადებული (46.7) ტოლობა წარმოადგენს მაქსველის მეოთხე განტოლებას ინტეგრალური ფორმით. იკითხება შემდეგნაირად:

მაგნიტური ინდუქციის ნაკადი ელექტრომაგნიტურ ველში აზრობრივად გავლებული ნებისმიერი (უძრავი) ჩაკეტილი ზედაპირის მიმართ ნულის ტოლია.

მაქსველის განტოლებები არ არის სიმეტრიული ელექტრული და მაგნიტური ველების მიმართ, რაც იმის შედეგია, რომ ბუნებაში ელექტრული მუხტი არსებობს, მაგნიტური მუხტი (მაგნიტური მონოპოლი) კი – არა.

როგორც აღვნიშნეთ მაქსველის თეორია ფენომენოლოგიური თეორიაა, მასში არ განიხილება გარემოში მიმდინარე შიგა ანუ მოლეკულური პროცესები, რომლებიც განაპირობებენ ელექტრული და მაგნიტური ველების წარმოშობას. ამიტომ საჭიროა მაქსველის განტოლებები შევაყსოთ ე.წ. მატერიალური განტოლებებით, რომლე-

ბიც შეიცავენ გარემოს ინდივიდუალური თვისებების დამახასიათებელ სიდიდეებს (ε -ს, μ -ს, γ -ს). ეს განტოლებები ჩვენთვის ცნობილია კურსის სხვადასხვა ნაწილიდან:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} \quad (\text{I ტომი, §121);} \quad \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad (\text{§25);} \quad \dot{i} = \gamma \vec{E} \quad (\text{I ტომი, §137).}$$

§47. მაქსველის დიფერენციალური განტოლებები

მაქსველის ინტეგრალური განტოლებები ამყარებს დამოკიდებულებას ელექტრული და მაგნიტური ველის დამახასიათებელი სიდიდეებს შორის სივრცის სხვადასხვა წერტილებისათვის (ჩაკეტილი კონტურის წერტილები და ამ კონტურის მომჭიმავი ზედაპირის წერტილები, ან ჩაკეტილი ზედაპირის წერტილები და ამ ზედაპირის შიგნით არსებული წერტილები). მაქსველის ინტეგრალური განტოლებებიდან შეიძლება გადავიდეთ დიფერენციალურ განტოლებებზე, რომლებიც ამ კავშირს ამყარებენ სივრცის ერთიდამავე წერტილებისათვის. ეს გადასვლა ხდება ვექტორული ანალიზის ორი თეორემის – გაუსის თეორემისა და სტოქსის თეორემის საშუალებით. გავეცნოთ ამ თეორემებს.

გაუსის თეორემა. რომელიმე ველის დამახასიათებელი $\vec{A}$ ვექტორის ნაკადი ამ ველში აზრობრივად გავლებული ნებისმიერი S ჩაკეტილი ზედაპირის მიმართ ტოლია $\vec{A}$ ვექტორის დიფერენციის ინტეგრალისა, აღებული ამ ზედაპირით შემოსაზღვრული V მოცულობით:

$$\oint_S (\vec{A} d\vec{S}) = \int_V \text{div} \vec{A} dV, \quad \text{სადაც} \quad \text{div} \vec{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \quad (47.1)$$

სტოქსის თეორემა. რომელიმე ველის დამახასიათებელი $\vec{A}$ ვექტორის ცირკულაცია ამ ველში აზრობრივად გავლებული ნებისმიერი ჩაკეტილი l კონტურის გასწვრივ ტოლია $\text{rot} \vec{A}$ ვექტორის ნაკადისა ამ კონტურის მომჭიმავი S ზედაპირის მიმართ:*

$$\oint_l (\vec{A} d\vec{l}) = \int_S (\text{rot} \vec{A} \cdot d\vec{S}). \quad (47.2)$$

* როტორი მათემატიკაში ვექტორული $\vec{A}$ ველის „ბრუნვითი მდგენელის“ ვექტორული მახასიათებელია,

რომლის გეგმილება (კოორდინატებია) $\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}$, $\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}$ და $\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}$, ე.ი.

$\text{rot} \vec{A} = \vec{i} \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) + \vec{j} \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \vec{k} \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right)$, სადაც $\vec{i}$, $\vec{j}$ და $\vec{k}$ ერთეულოვანი

ვექტორებია. ზოგ შემთხვევაში როტორს ვექტორული ველის გრიგალსაც უწოდებენ.

1. მაქსველის პირველი დიფერენციალური განტოლება. სტოქსის (47.2) თეორემის თანახმად

$$\oint_l (\vec{E} d\vec{l}) = \int_s (\text{rot } \vec{E} \cdot d\vec{S}). \quad (47.3)$$

ამ ფორმულის შედარება მაქსველის პირველ ინტეგრალურ განტოლებასთან

$$\oint_l (\vec{E} d\vec{l}) = \int_s \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} \right), \text{ გვაძლევს:}$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (47.4)$$

ეს არის მაქსველის პირველი დიფერენციალური განტოლება.

2. მაქსველის მეორე დიფერენციალური განტოლება. სტოქსის თეორემის თანახმად

$$\oint_l (\vec{H} d\vec{l}) = \int_s (\text{rot } \vec{H} \cdot d\vec{S}).$$

ამ ფორმული შედარება მაქსველის მეორე ინტეგრალურ განტოლებასთან

$$\oint_l (\vec{H} d\vec{l}) = \int_s \left(\vec{i} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S}, \text{ გვაძლევს:}$$

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{i} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (47.5)$$

ეს არის მაქსველის მეორე დიფერენციალური განტოლება.

3. მაქსველის მესამე დიფერენციალური განტოლება. გაუსის (47.1) თეორემის თანახმად

$$\oint_s (\vec{D} d\vec{S}) = \int_v \text{div } \vec{D} dV.$$

ამ ფორმულის შედარება მაქსველის მესამე ინტეგრალურ განტოლებასთან

$$\oint_s (\vec{D} d\vec{S}) = \int_v \rho dV, \text{ გვაძლევს მაქსველის მესამე დიფერენციალურ განტოლებას:}$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho. \quad (47.6)$$

4. მაქსველის მეოთხე დიფერენციალური განტოლება. გაუსის თეორემის თანახმად

$$\oint_s (\vec{B} d\vec{S}) = \int_v \text{div } \vec{B} dV.$$

ამ ფორმულის შედარება მაქსველის მეოთხე ინტეგრალურ განტოლებასთან

$$\oint_s (\vec{B} d\vec{S}) = 0, \text{ გვაძლევს მაქსველის მეოთხე დიფერენციალურ განტოლებას.}$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (47.7)$$

დავწეროთ მაქსველის დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემა:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{i} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \vec{D} = \rho, \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0.$$

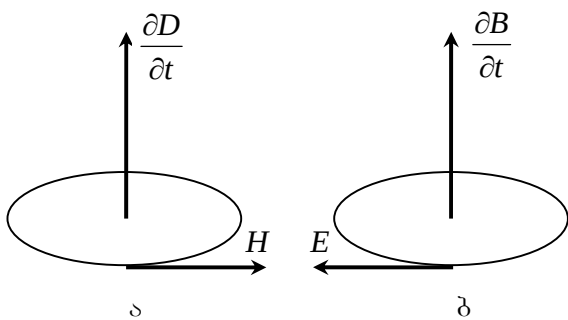
ამ ოთხი განტოლებიდან ორი ვექტორულია, ორიც – სკალარული (ასეა ინტეგრალური განტოლებების შემთხვევაშიც). თუ მათ ჩავწერთ კოორდინატებში, მივიღებთ რვა განტოლებას. ეს რვა განტოლება აკავშირებს 16 სიდიდეს: თხუთმეტი – $\vec{E}, \vec{D}, \vec{B}, \vec{H}, \vec{i}$ ვექტორების მდგენელები და სკალარი ρ . ცხადია, რომ 16 სიდიდისათვის (უცნობისათვის) რვა განტოლება საკმარისი არ არის. სწორედ ამიტომ უმატებენ მაქსველის განტოლებებს მატერიალურ განტოლებებს: $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$; $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$ და $\vec{i} = \gamma \vec{E}$, რომლებიც ამასთან, შეიცავს გარემოს ინდივიდუალური თვისებების დამახასიათებელ ϵ, μ, γ მუდმივებს.

§48. ელექტრომაგნიტური ველი

განვიხილოთ სივრცის ისეთი ნაწილი, სადაც არ არის თავისუფალი მუხტები და მაშასადამე, ელექტრული დენი ($\vec{i} = 0$). მაშინ, მაქსველის პირველ და მეორე დიფერენციალურ განტოლებებს, მარჯვენა ნაწილებში ნიშნის სიზუსტით, აქვთ სიმეტრიული სახე:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (48.1)$$

განსხვავება ნიშანში ადასტურებს იმას, რომ $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ და $\vec{H}$ ვექტორების მიმართულებები ქმნიან მარჯვენა ხრახნულ სისტემას (სურ. 48.1 ა), ხოლო $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ და $\vec{E}$ ვექტორების მიმართულებები – მარცხენა ხრახნულ სისტემას (სურ. 48.1 ბ).



სურ. 48.1

მაქსველის (48.1) განტოლებებიდან გამომდინარეობს მეტად მნიშვნელოვანი დასკვნა იმის შესახებ, რომ ელექტრულ და მაგნიტურ ველებს შორის არსებობს მჭიდრო კავშირი: მაგნიტური ველის

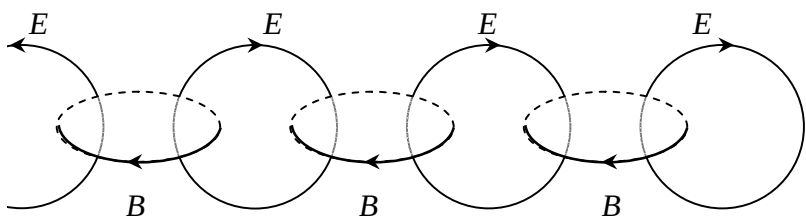
ცვლილება იწვევს გარემომცველ სივრცეში ცვლადი ელექტრული ველის გაჩენას; ანალოგიურად, ელექტრული ველის ცვლილება იწვევს გარემომცველ სივრცეში ცვლადი მაგნიტური ველის გაჩენას.

რაც უფრო დიდი $\frac{\partial D}{\partial t}$ სიჩქარით იცვლება ელექტრული ველი, მით უფრო ძლიერი მაგნიტური ველი აღიძვრება, რომელიც ელექტრულ ველთან არის დაკავშირებული. ზუსტად ასევე, რაც უფრო დიდი $\frac{\partial B}{\partial t}$ სიჩქარით იცვლება მაგნიტური ველი, მით უფრო ძლიერი ელექტრული ველი აღიძვრება, რომელიც მაგნიტურ ველთან არის დაკავშირებული.

ცვლადი ელექტრული ველის და მასთან უწყვეტად დაკავშირებული ცვლადი მაგნიტური ველის ერთობლიობას ელექტრომაგნიტური ველი ეწოდება.

ორივე ველი, ელექტრულიც და მაგნიტურიც გრიგალურია: მათი ძალწირები ჩაკეტილია და ამასთან ურთიერთგადახლართული – ელექტრული ძალწირები „შემოხვეულია“ მაგნიტურ ძალწირებზე, ხოლო მაგნიტური ძალწირები – ელექტრულზე.

გარკვეული წარმოდგენა ელექტრომაგნიტური ველის ხასიათზე შეიძლება მოგვცეს 48.2 სურათმა, რომელზეც ველი გამოსახულია მონაცვლეობითი ელექტრული და მაგნიტური ჩაკეტილი ძალწირების ძეწკვის სახით.



სურ. 48.2

ელექტრული და მაგნიტური ველების განცალკევებულად წარმოდგენას აქვს ფარდობითი ხასიათი. მართლაც, უძრავი მუხტი ქმნის მხოლოდ ელექტრულ ველს. მაგრამ

მუხტი უძრავია გარკვეული ათვლის სისტემის მიმართ. ათვლის სხვა სისტემების მიმართ იგი მოძრაობს და მაშასადამე, ქმნის მაგნიტურ ველსაც. ზუსტად ასევე, მუდმივდენიანი უძრავი გამტარი ქმნის მხოლოდ მუდმივ მაგნიტურ ველს, მაგრამ გამტარი უძრავია მხოლოდ გარკვეული ათვლის სისტემის მიმართ. ათვლის სხვა სისტემის მიმართ იგი შეიძლება მოძრაობდეს, რის გამოც მისი მაგნიტური ველი იქნება ცვლადი, რომელიც თავის მხრივ აღძრავს გრიგალურ ელექტრულ ველს.

ელექტრული და მაგნიტური ველები წარმოადგენს ერთი მთლიანის – ელექტრომაგნიტური ველის გამოვლენას.

§49. ელექტრომაგნიტური ტალღა

ელექტრომაგნიტური ველის შესანიშნავი თვისებაა მისი სივრცეში ყველა მიმართულებით გავრცელების უნარი. ველის სწორედ ეს თვისება უზრუნველყოფს რადიოკავშირის შესაძლებლობას.

ვთქვათ, სივრცის რომელიმე წერტილში გაჩნდა ცვლადი ელექტრული ველი. ეს ველი სივრცის მეზობელ წერტილებში ინდუქციით აღძრავს ცვლად მაგნიტურ ველს. ცვლადი მაგნიტური ველი თავის მხრივ მეზობელ წერტილებში ინდუქციით აღძრავს ცვლად ელექტრულ ველს და ა.შ. ცვლადი ელექტრული და მაგნიტური ველები მოედება სივრცის ახალ-ახალ არეებს და ვრცელდება (როგორც გამოთვლები გვიჩვენებს) სივრცეში 300000 კმ/წმ სიჩქარით, ე.ი. სინათლის გავრცელების სიჩქარით ვაკუუმში.

ელექტრომაგნიტური ველის გავრცელების პროცესი წარმოადგენს ტალღურ პროცესს – ელექტრომაგნიტურ ტალღას.

ჩვენს მიერ თვისობრივი მსჯელობის საფუძველზე გაკეთებული დასკვნა ელექტრომაგნიტური ტალღების შესახებ* დასტურდება მათემატიკურად, მაქსველის დიფერენციალური განტოლებების ამოხსნით. როგორც წინა პარაგრაფში აღვნიშნეთ, მაქსველის განტოლებებიდან გამომდინარე შედეგებიდან ყველაზე მნიშვნელოვანი იყო დასკვნა ელექტრომაგნიტური ტალღების არსებობის თაობაზე.

ჩამოვთვალოთ მაქსველის დიფერენციალური განტოლებების ამოხსნით მიღებული ძირითადი შედეგები:

1. ელექტრომაგნიტური ველი ვრცელდება სივრცეში ელექტრომაგნიტური ტალღის სახით სასრული სიჩქარით.

2. ელექტრომაგნიტური ტალღის გავრცელების სიჩქარე გარემოში გამოითვლება ფორმულით
$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu}},$$
 სადაც ϵ_0 და μ_0 შესაბამისად ელექტრული და მაგნიტური მუდმივებია, ხოლო ϵ და μ – გარემოს ფარდობითი დიელექტრიკული და მაგნიტური შეღწევადობები.

$$\text{მაგრამ } \epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{\text{ფ}}{\text{მ}},$$

$$\text{ხოლო } \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{ჰბ}}{\text{მ}}.$$

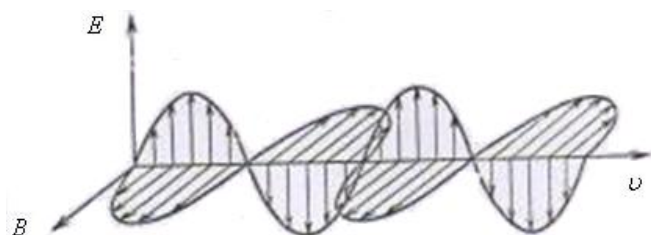
* რასაც საფუძვლად უდევს მაქსველის თეორიის ორივე ძირითადი დებულება.

ე.ი.
$$\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{4\pi \cdot 10^{-7}}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9}}} = \sqrt{9 \cdot 10^{16}} = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{მ}}{\text{წმ}}.$$
 ეს არის სინათლის გავრცელების

სიჩქარე ვაკუუმში, რომელიც, ჩვეულებრივ C -თი აღინიშნება. ამიტომ $v = \frac{C}{\sqrt{\epsilon \mu}}.$

ნებისმიერი გარემოსათვის $\sqrt{\epsilon \mu} > 1$, ამიტომ $v < C$. სივარიელეში $\epsilon = \mu = 1$ და $v = C$,

ე.ი. ელექტრომაგნიტური ტალღა სივარიელეში ვრცელდება სინათლის სიჩქარით.



სურ. 49.1

3. ელექტრომაგნიტური ტალღა არის განივი ტალღა, რაც იმას ნიშნავს, რომ ტალღაში ელექტრული ველის დაძაბულობისა და მაგნიტური ველის ინდუქციის ვექტორები ირხევიან ერთმანეთის და ტალღის გავრცელების v სიჩქარის

მართობულად ($\vec{E}$, $\vec{B}$ და $\vec{v}$ ვექტორები ქმნიან მარჯვენა ხრახნულ სისტემას). ამასთან, რხევები წარმოებს ერთნაირ ფაზებში (სურ. 49.1)

4. იმ ფაქტმა, რომ ვაკუუმში ელექტრომაგნიტური ტალღის სიჩქარე ემთხვევა სინათლის სიჩქარეს ვაკუუმში, აფიქრებინა მაქსველს, რომ სინათლე არის ელექტრომაგნიტური ტალღა, რომელიც სხვა ელექტრომაგნიტური ტალღებისაგან განსხვავდება მხოლოდ ტალღის სიგრძით. ამით მან შექმნა სინათლის ელექტრომაგნიტური თეორია.

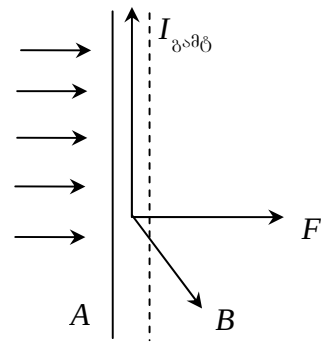
რადგან სინათლის გავრცელების სიჩქარე $v = \frac{C}{\sqrt{\epsilon \mu}}$, ამიტომ გარემოს გარდატეხის აბ-

სოლუტური მაჩვენებელი $n = \frac{C}{v} = \sqrt{\epsilon \mu}$. გამჭვირვალე სხეულები, როგორც წესი, არაფერომაგნიტურია, მათთვის μ უმნიშვნელოდ განსხვავდება ერთისაგან და ამიტომ მიახლოებით შეიძლება დაიწეროს: $n \approx \sqrt{\epsilon}$.

მაქსველმა დაადგინა, რომ სხვადასხვა დიელექტრიკებისათვის ამ ფორმულით გამოთვლილი გარდატეხის აბსოლუტური მაჩვენებელი კარგად თანხვდება ცდისეულ შედეგებს.*

* ამ ფორმულით სარგებლობისას უნდა გვახსოვდეს რომ აქ ϵ არის ნივთიერების დიელექტრიკული შეღწევადობა მაღალი სიხშირის ელექტრომაგნიტურ ველში ($\sim 10^{14}$ ჰც) და ამიტომ მისი სიდიდე დიდად განსხვავდება (ნაკლებია) მუდმივ ელექტრულ ველში მისი სიდიდიდან. მაგალითად, წყლისათვის $\epsilon = 81$ და მისი გარდატეხის აბსოლუტური მაჩვენებლისათვის მიიღება 9, ცდისეული 1,33-ის ნაცვლად. სწრაფად ცვლად ველში ϵ -ის შემცირება იმის შედეგია, რომ პერიოდის ნახევრის განმავლობაში წყლის დიპოლური მოლეკულები ვერ ასწრებენ ორიენტაციას ველის გასწვრივ.

5. ელექტრომაგნიტური ტალღა რაიმე ზედაპირზე დაცემისას აწარმოებს გარკვეულ წნევას. მართლაც დავუშვათ, რომ ელექტრომაგნიტური ტალღა მართობულად ეცემა A გამტარ ზედაპირს* (სურ. 49.2). ტალღის ელექტრული მდგენელი იწვევს გამტარობის დენის გაჩენას, მაგნიტური მდგენელი კი ამ დენზე მოქმედებს F ძალით, რომელიც, მარცხენა ხელის წესის თანახმად, მიმართულია ტალღის გავრცელების გასწვრივ. რადგან სინათლე წარმოადგენს ელექტრომაგნიტურ ტალღას, მაქსველის თეორიიდან გამომდინარეობს სინათლის წნევის არსებობა, რაც ექსპერიმენტულად დაადასტურა რუსმა მეცნიერმა პ. ლეპედევმა 1901 წელს.



სურ. 49.2

6. კავშირი ელექტრული და მაგნიტური ველის დაძაბულობებს შორის მოცემულია ფორმულით:

$$\epsilon_0 \epsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2$$

მაგრამ ვიცით, რომ ელექტრული ველის ენერგიის სიმკვრივე $\omega_E = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2}$, ხოლო

მაგნიტურის - $\omega_H = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}$. მაშასადამე, ელექტრომაგნიტურ ტალღაში ელექტრული ენერგია ნებისმიერ მომენტში ტოლია მაგნიტურის.

ფორმულა $n = \sqrt{\epsilon \mu}$ ამყარებს დამოკიდებულებას ნივთიერების ოპტიკურ, ელექტრულ და მაგნიტურ თვისებებს შორის. მაგრამ ამ ფორმულიდან არ გამომდინარეობს, რომ n დამოკიდებული უნდა იყოს ტალღის სიგრძეზე. მეორეს მხრივ, ცდისეული ფაქტები (მაგალითად, დისპერსია) ადასტურებს ასეთი დამოკიდებულების არსებობას. მაქსველის თეორიის ეს ნაკლი შედეგია იმისა, რომ იგი არ ითვალისწინებს ნივთიერების შინაგან აღნაგობას და იხილავს მხოლოდ მაკროსკოპულ ელექტრულ და მაგნიტურ ველებს.

მაქსველის ელექტრომაგნიტური ველის თეორიამ შემდგომი განვითარება ჰპოვა ლორენცის კლასიკურ ელექტრონულ თეორიაში (1896წ). ამ თეორიაში დაშვებულია, რომ ნივთიერება შედგება ატომებისაგან, რომლებიც თავის მხრივ შეიცავს დადებით და უარყოფით მუხტებს და ელექტრული და მაგნიტური მოვლენების მთელი მრავალსახეობა განპირობებულია ამ მუხტებისა და

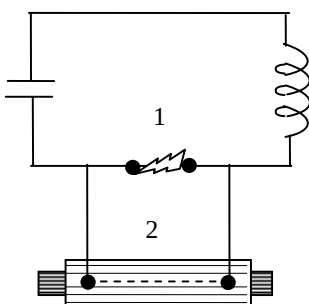
* სინათლის წნევა, ცხადია, არსებობს არაგამტარ სხეულებზე (მათ შორის აირებზეც), მაგრამ მისი ახსნა ისე მარტივი და თვალსაჩინო არ არის, როგორც გამტარი სხეულების შემთხვევაში. მაგალითად, დიელექტრიკში ელექტრომაგნიტური ველი იწვევს მუხტების პერიოდულ რხევას, რაც აგრეთვე განაპირობებს ტალღის გავრცელების გასწვრივ მიმართული ძალის წარმოშობას.

მიკროდენების ურთიერთგანლაგებით, მოძრაობითა და ურთიერთქმედებით. ამ მუხტებისა და დენების მიერ შექმნილი მიკროველი აღიწერება განტოლებებით, რომლებიც ანალოგიურია მაქსველის განტოლებებისა. ეს განტოლებები, დროითა და სივრცით გასაშუალოების შემდეგ, გადადის მაქსველის განტოლებებში. ეს გასაშუალოება ხდება დროის ინტერვალის მიხედვით, რომელიც ბევრად აღემატება შიგაატომური პროცესების პერიოდს და ევლის მოცულობის მიხედვით, რომელიც ბევრად აღემატება ატომებისა და მოლეკულების მოცულობას.

§50. ელექტრომაგნიტური ტალღების გამოსხივება და მიღება

როგორც ვიცით (§42) რხევითი კონტურის დანიშნულებაა მაღალი სიხშირის ელექტრომაგნიტური რხევების აღძვრა, რაც თავის მხრივ, უზრუნველყოფს რადიოკავშირგაბმულობის შესაძლებლობას. მაგრამ რადიოკავშირის განხორციელებისათვის საჭიროა ელექტრომაგნიტური ტალღების უწყვეტი გენერაცია და მაშასადამე, მიუღწევადი ელექტრომაგნიტური რხევების მიღება. რხევით კონტურში აღძრული საკუთარი რხევები კი მიღევადა, რაც ძირითადად* განპირობებულია იმით, რომ კონტურისადმი მინიჭებული ენერგია იხარჯება ომური წინააღობის დაძლევაზე და გამოიყოფა სითბოს სახით. რხევითი კონტურის ამ სიძნელეზე ჩვენ უკვე გვექონდა ლაპარაკი §44-ში და ვიცით, რომ დღეისათვის საკითხი გადაწყვეტილია სამედექტროდიანი ელექტრონული მილაკის ან ტრანზისტორის გამოყენებით (თვითრხევები).

ისტორიულად, რხევითი კონტურისათვის ენერგიის პერიოდულად მიწოდებისათვის, გერმანელმა მეცნიერმა ჰერცმა გამოიყენა საინდუქციო კოჭა (§41) და 1887 წელს, პირველად კაცობრიობის ისტორიაში, მიიღო მაქსველის თეორიით



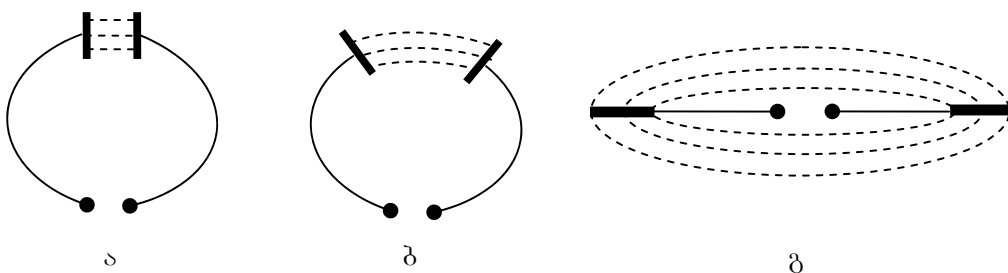
სურ. 50.1

ნაწინასწარმეტყველები ელექტრომაგნიტური ტალღები. ჰერცმა რხევით კონტურში შეიტანა ახალი ელემენტი – სანაპერწკლო შუალედი (1), რომელსაც მოხდო ცვლადი ძაბვა საინდუქციო კოჭას (2) მეორადი გრაგნილიდან (სურ. 50.1). ეს ძაბვა თანდათან მუხტავდა კონდენსატორს და როდესაც მის შემონაფენებს შორის ძაბვა მიაღწევდა გარღვევის მნიშვნელობას (I ტომი, §153), სანაპერწკლო შუალედში ჩნდებოდა („გახტებოდა“) ნაპერწკალი, რო-

* ენერგიის ნაწილი იხარჯება გამოსხივებაზე.

მელიც კრავდა წრედს. შედეგად კონტურში აღიძვრებოდა ელექტრომაგნიტური რხევები და იგი ასხივებდა ელექტრომაგნიტურ ტალღებს. ერთდროულად ხდებოდა საინდუქციო კოჭას გამორთვა („დამოკლება“). სანაპერწკლო შუალედს დიდი წინაღობა აქვს, ამიტომ რხევები მალე მიიღეოდა და წრედი წყდებოდა. მაგრამ ამ დროს კვლავ ირთვებოდა საინდუქციო კოჭა, კონდენსატორი იმუხტებოდა, რასაც თან სდევდა ახალი ნაპერწკლის გახტომა და ელექტრომაგნიტური ტალღების გენერირება და ა.შ.

რხევითი კონტურის მეორე სიძნელე მდგომარეობს იმაში, რომ ელექტრული ველის ენერგია ფაქტიურად ლოკალიზებულია კონდენსატორის ფირფიტებს შორის, მაგნიტური ველის ენერგია კი – კოჭას შიგნით.* ასეთი რხევითი კონტური, რომელსაც **ჩაკეტილი ეწოდება**, ელექტრომაგნიტურ ტალღებს თითქმის არ ასხივებს. გავიხსენოთ (§42, ფორმულა 42.7), რომ რაც უფრო მცირეა კონდენსატორის ტევადობა და კოჭას ინდუქციურობა, მით მეტია რხევითი კონტურის მიერ გენერირებული ელექტრომაგნიტური რხევის სიშირე და მაშასადამე, გამოსხივებული ელექტრომაგნიტური ტალღის ინტენსივობა.** ამიტომ, ამ მეორე ნაკლის გამორიცხვის მიზნით, ანუ გამოსხივების ინტენსივობის გაზრდის მიზნით, ჰერცმა კონდენსატორის ფირფიტები დააშორა ერთმანეთს, ხოლო კოჭა საერთოდ ამოიღო კონტურიდან (უფრო სწორად, შეცვალა ერთი ხვით). ასეთი გარდაქმნების შედეგად (სურ. 50.2 ა, ბ, გ), მან მიიღო ე.წ. **ღია რხევითი კონტური**, რომელსაც შემდგომში ჰერცის ვიბრატორი ეწოდა. თუ თავდაპირველი ფორმის კონტურში ცვლადი ელექტრული ველი ლოკალიზებულია კონდენსატორის ფირფიტებს შორის და მცირე მოცულობა უკავია (სურ. 49.2 ა), **ჰერცის ვიბრატორში** ელექტრული ველი გარს აკრავს ვიბრატორს და ბევრად გაზრდილია მის მიერ დაკავებული მოცულობა (სურ. 50.2 გ), რაც საგრძნობლად ზრდის



სურ. 50.2

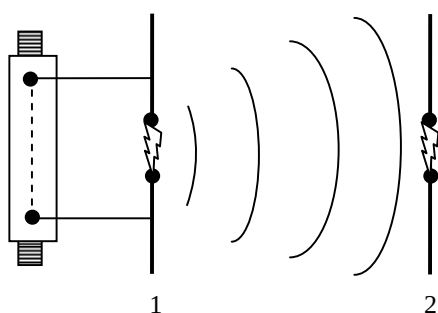
* ეს იმით აიხსნება, რომ სხვადასხვა ნიშნით დამუხტული კონდენსატორის შემონაფენების მიერ შექმნილი საწინააღმდეგო მიმართულებების ელექტრული ველები კონტურიდან მოშორებით სიდიდით თითქმის ერთმანეთის ტოლია, ამიტომ ისინი თითქმის მთლიანად აკომპენსირებენ ერთმანეთს. ასევე, კოჭას ხვითს მოპირდაპირე ელემენტებში დენს აქვს საპირისპირო მიმართულებები, ამიტომ კონტურიდან მოშორებით მათი მაგნიტური ველები თითქმის აკომპენსირებენ ერთმანეთს.

** სიხშირის გაზრდით გამოსხივებული ენერგია მკვეთრად იზრდება. კერძოდ, შეიძლება დამტკიცდეს, რომ დროის ერთეულში გამოსხივებული ენერგია სიხშირის მეოთხე ხარისხის პროპორციულია.

გამოსხივების ინტენსივობას.

ელექტრომაგნიტური ტალღების რეგისტრაციისათვის ჰერცმა გამოიყენა რეზონანსის მოვლენა: გამომსხივებელი (1) ვიბრატორის მახლობლად მან მოათავსა მეორე (2) ვიბრატორი, რომელსაც ჰქონდა ისეთივე რხევის საკუთარი სიხშირე, როგორც პირველს, ანუ იმყოფებოდა მასთან რეზონანსში, რის გამოც მას რეზონატორი ეწოდა. როდესაც (1) ვიბრატორის მიერ გამოსხივებული ელექტრომაგნიტური ტალღა აღწევდა რეზონატორს, მასში აღიძვრებოდა ელექტრული რხევები, რასაც თან ახლდა ბურთულებს შორის ნაპერწკლის გაჩენა (სურ. 50.3).

ვიბრატორისა და რეზონატორის საშუალებით ჰერცმა 1887-91 წლებში ექსპერიმენტულად შეისწავლა ელექტრომაგნიტური ტალღების სტრუქტურა და გავრცელების კანონზომიერებები. კერძოდ, მან დაადგინა, რომ ელექტრომაგნიტური ტალღა განივი ტალღაა, მისი გავრცელების სიჩქარე ჰაერში სინათლის სიჩქარის ტოლია. ამ ტალღების არეკვლა (ლითონის ზედაპირიდან), გარდატეხა ორი გარემოს (დიელექტრიკის) საზღვარზე და ინტერფერენცია ისევე წარმოებს, როგორც სინათლის ტალღებისა და სხვ.



სურ. 50.3

ელექტრომაგნიტური ტალღების აღდგომის განხილულ მექანიზმს ის ნაკლი ჰქონდა, რომ საინდუქციო კოჭადან კონტურისთვის (ვიბრატორისთვის) ენერგიის მიწოდების სიხშირე ბევრად ნაკლები იყო კონტურის რხევის საკუთარ სიხშირეზე. ამიტომ ჰერცის ვიბრატორში აღძრული ელექტრული რხევები წარმოადგენენ მიღწევად რხევებს, რომლებიც მეორდებოდნენ ერთიმეორის მიყოლებით დროის მცირე ინტერვალის შემდეგ (სურ. 50.4). როგორც პარაგრაფის დასაწყისში იყო აღნიშნული, ეს ნაკლი შემდგომში აღმოფხვრილ იქნა სამელექტროდიანი ელექტრონული მილაკის, მოგვიანებით კი ტრანზისტორის გამოყენებით.

ჰერცი თავის ვიბრატორით იღებდა და იკვლევდა ელექტრომაგნიტურ ტალღებს, რომელთა სიგრძე 10^2 სმ-ის რიგის იყო (რაც შეესაბამება $3 \cdot 10^8$ ჰც სიხშირეს). გამოსხივებული ტალღის სიგრძის შემცირება შესაძლებელია ვიბრატორის ზომის შემცირებით, ვინაიდან



სურ. 50.4

ამ დროს მცირდება ვიბრატორის (ლითონის ღეროების) ტევადობაც და ინდუქციურობაც. ამ გზით პ.ლენგედემმა 1895 წელს, გამოიყენა რა პლატინის წვრილი

დეროებისაგან დამზადებული მინიატურული ვიბრატორი, მიიღო მილიმეტრული სიგრძის ელექტრომაგნიტური ტალღები (6-4მმ). კიდევ უფრო მოკლე ტალღები (~0,1 მმ სიგრძის) მიიღო საბჭოთა ფიზიკოსმა გლაგოლევა-არკადიევამ 1923 წელს ე.წ. მასობრივი გამომსხივებლის* მეშვეობით. ამ ტალღებმა გადაფარეს არე ინფრაწითელი (სითბური) ტალღებისა, რომლებიც მიიღება ატომებსა და მოლეკულებში მუხტების რხევის შედეგად.

პარაგრაფის ბოლოს მოყვანილია ელექტრომაგნიტურ ტალღათა ცხრილი, რომელშიც მითითებულია თითოეული დიაპაზონის ტალღების გამოსხივების წყარო. ცხადია, საზღვარი ტალღათა ცალკეულ დიაპაზონებს შორის საკმაოდ პირობითია.

დაბოლოს, აღვნიშნოთ, რომ მაქსველი თავის გენიალური თეორიის ტრიუმფს – ელექტრომაგნიტური ტალღების არსებობის ექსპერიმენტულ დადასტურებას ვერ მოესწრო. ეს მოხდა ჰერცის შრომების შედეგად მხოლოდ მისი გარდაცვალებიდან (1879წ) რვა წლის შემდეგ. გაივლის კიდევ რვა წელი და 1895 წელს, რადიოს ერთერთი გამომგონებელი, რუსი მეცნიერი პოპოვი გადასცემს მსოფლიოში პირველ რადიოგრამას, რომელიც შედგება მხოლოდ ორი სიტყვისაგან – „ჰერცის ჰერცი“. ამით პოპოვმა პატივი მიაგო ჰერცის უდიდეს დამსახურებას ელექტრომაგნიტური ტალღების მიღებისა და შესწავლის საქმეში.

ცხრილი

ტალღის სახე	ტალღის სიხშირე, მ	ტალღის სიხშირე, ჰც	გამოსხივების წყარო
დაბალი სიხშირის ტალღები	$> 10^4$	$< 3 \cdot 10^4$	ცვლადი დენის მექანიკური გენერატორი.
რადიოტალღები	$10^4 - 10^{-4}$	$3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^{12}$	რხევითი კონტური, ჰერცის ვიბრატორი, მასობრივი გამომსხივებელი.
ინფრაწითელი სხივები	$10^{-4} - 7,7 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{12} - 4 \cdot 10^{14}$	სხვადასხვა ტიპის ნათურები, ლაზერი
სინათლის სხივები	$7,7 \cdot 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{14} - 7,5 \cdot 10^{14}$	
ულტრაიისფერი სხივები	$4 \cdot 10^{-7} - 10^{-8}$	$7,5 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{16}$	
რენტგენის სხივები	$10^{-8} - 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{16} - 3 \cdot 10^{19}$	რენტგენის მილი
γ - სხივები	$< 10^{-11}$	$> 3 \cdot 10^{19}$	რადიოაქტიური დაშლა, ბირთვული პროცესები

* ასე ეწოდა მოწყობილობას, რომელიც ელექტრომაგნიტურ ტალღებს ასხივებს (სატრანსფორმატორო) ზეთში შეტივტივებულ ლითონის უმცირეს ნაწილაკებს (ნაქლიბს) შორის ნაპერწკლების გახტომის შედეგად.

ოპტიკის საფუძვლები

§51. ოპტიკის განვითარების მოკლე ისტორია. სინათლის ღუაღიზმი

ოპტიკა არის მეცნიერება სინათლის შესახებ. იგი შეისწავლის სინათლის ბუნებას, მისი გავრცელებისა და ნივთიერებასთან ურთიერთქმედების კანონებს. ტრადიციულად მიღებულია ოპტიკის დაყოფა ორ ნაწილად: გეომეტრიული ოპტიკა და ფიზიკური ოპტიკა.

გეომეტრიული ოპტიკა ოპტიკის უძველესი ნაწილია. ჯერ კიდევ 300 წლით ადრე ჩვენს წელთაღრიცხვამდე ევკლიდეს გეომეტრიაში მოცემული იყო სინათლის არეკვლისა და წრფივი გავრცელების კანონები. გეომეტრიულ ოპტიკას დიდი პრაქტიკული გამოყენება აქვს, მაგრამ იგი არ იხილავს სინათლის ბუნებას (არ აკეთებს არავითარ დაშვებას იმის შესახებ თუ რა არის სინათლე), ამიტომ მოიცავს ოპტიკური საკითხების შედარებით ვიწრო წრეს. გეომეტრიული ოპტიკის ძირითადი ცნებაა სინათლის სხივის ცნება, ასეთად კი მიიჩნევა სინათლის გავრცელების მიმართულება. უფრო ზუსტად, სინათლის სხივი არის წირი, რომელიც უჩვენებს სინათლის ენერგიის გავრცელების მიმართულებას.* ოპტიკური ხელსაწყოების მოქმედება დაიყვანება სინათლის სხივების არეკვლა-გარდატეხისა და წრფივი გავრცელების კანონებზე.

ფიზიკური ოპტიკა, როგორც მეცნიერული დისციპლინა, ჩამოყალიბდა გაცილებით გვიან, მე-17 საუკუნეში. ფიზიკური ოპტიკა გარკვეულ დაშვებას აკეთებს სინათლის ბუნების შესახებ და ამიტომ მოიცავს ოპტიკური მოვლენების გაცილებით ფართო წრეს. უნდა აღინიშნოს, რომ ფიზიკური ოპტიკა საშუალებას იძლევა არა მარტო გამოვიყვანოთ გეომეტრიული ოპტიკის კანონები, არამედ დავადგინოთ მათი გამოყენების საზღვრებიც.

ოპტიკური მოვლენების სირთულემ განაპირობა ის, რომ ისტორიულად (თითქმის ერთდროულად) ჩამოყალიბდა ორი ურთიერთსაწინააღმდეგო ფიზიკური თეორია: სინათლის კორპუსკულური თეორია და სინათლის ტალღური თეორია.

* ეს მათემატიკური აბსტრაქციაა, ვინაიდან, დიფრაქციის გამო შეუძლებელია სინათლის ნაკადიდან სინათლის უსასრულოდ წვრილი კონის („წირის“) გამოყოფა. ფიზიკის თვალსაზრისით სხივი არის სასრული ზომის, მაგრამ საკმაოდ ვიწრო სინათლის კონა, რომლის მიღების პრინციპულ შესაძლებლობასაც იძლევა დიფრაქციის მოვლენა (უფრო სწორად, ამ ვიწრო კონების ღერძები მიიჩნევა სხივებად). სინათლის სხივის „დანახვა“ შესაძლებელია კვამლიან (ან მტვრიან) ოთახში, როდესაც მასში ვიწრო ხერხიდან (ტუტრუტანიდან) შედის სინათლე.

კორპუსკულური თეორიის ფუძემდებელია დიდი ინგლისელი მეცნიერი ნიუტონი. ამ თეორიის თანახმად, სინათლე არის ნაკადი უმცირესი ნაწილაკების – კორპუსკულებისა,* რომლებიც გამოედინებიან მნათი სხეულიდან („გამოდინების თეორია“). სინათლის კორპუსკულების მოძრაობის ანალიზისათვის ნიუტონი იყენებდა მის მიერვე ჩამოყალიბებულ მექანიკის კანონებს. მაგალითად, ამ ნაწილაკების ინერციით მოძრაობით აიხსნებოდა სინათლის წრფივი გავრცელება. ამ თეორიის მიხედვით სინათლის არეკვლა და გარდატეხა შედეგია მიზიდვისა და განზიდვის ძალებისა, რომლებიც აღიძვრება ორი გარემოს გამყოფი ზედაპირის თხელ ფენაში. ამასთან იგულისხმება, რომ ნაწილაკები ზედაპირს ეცემიან „სხვადასხვა ფაზით“. ფაზის ზოგიერთი მნიშვნელობისათვის ისინი განიზიდებიან ზედაპირის მიერ (არეკვლა), ზოგიერთი მნიშვნელობისათვის კი – მიიზიდებიან (გარდატეხა). გარდამტეხი გარემოს მიერ სინათლის კორპუსკულების მიზიდვა არა მარტო განაპირობებს სინათლის გარდატეხას, არამედ ცვლის კიდეც მის სიჩქარეს. ამ წარმოდგენებზე დაყრდნობით მარტივად მიიღება არეკვლისა და გარდატეხის კანონები, ამასთან გარდატეხის კანონიდან გამომდინარეობდა, რომ სინათლის სიჩქარე ოპტიკურად მეტად მკვრივ გარემოში უფრო მეტია, ვიდრე ნაკლებად მკვრივში, რაც, როგორც ქვემოთ ვნახავთ, არ შეესაბამებოდა სინამდვილეს.** სინათლის დისპერსიას ნიუტონი ხსნიდა სინათლის კორპუსკულების სხვადასხვა ზომით. იგი თვლიდა, რომ წითელი ფერის სინათლის კორპუსკულა ყველაზე დიდია, იისფერის კი – ყველაზე პატარა. სხვადასხვა ზომის კორპუსკულები სხვადასხვანაირად გადაიხრებიან სამწახნაგა პრიზმაში გავლისას, რაც განაპირობებს სპექტრის წარმოქმნას. მაგრამ სინათლის კორპუსკულური თეორია ვერ ხსნიდა სინათლის ინტერფერენციას, დიფრაქციას, სინათლის სხივთა დამოუკიდებლობის პრინციპს (ძნელი ასახსნელი იყო, თუ რატომ არ მოქმედებენ ერთმანეთზე სივრცეში გადაკვეთილი სინათლის კონები – სინათლის კორპუსკულები ხომ უნდა ეჯახებოდნენ ერთმანეთს და განიცდიდნენ გაბნევას და სხვ.

ტალღური თეორიის ფუძემდებელია ჰოლანდიელი მეცნიერი ჰიუგენსი. ამ თეორიის თანახმად, სინათლე წარმოადგენს დრეკადი დეფორმაციის ტალღას, რომელიც ვრცელდება მსოფლიოს ეთერში. ეთერი ჰიპოტეზური გარემოა, რომელიც ავსებს

* სიტყვა „კორპუსკულა“ ლათინური წარმოშობისაა და ნიშნავს ნაწილაკს.

** 1850 წლამდე ცნობილი იყო სინათლის სიჩქარე მხოლოდ ვაკუუმში, რომელიც გაზომა დანიელმა მეცნიერმა რიომერმა 1675 წელს ასტრონომიული მეთოდით, იუპიტერის ერთ-ერთ თანამგზავრ იოს დაბნელებაზე დაკვირვებით და მიიღო დაახლოებით 300000 კმ/წმ. აქვე შევნიშნოთ, რომ თანამედროვე მონაცემებით პლანეტაშორის სივრცეში 1 სმ³-ზე მოდის საშუალოდ ერთი ატომი, მაშინ როდესაც ლაბორატორიულ პირობებში მიღებული ყველაზე მაღალი ვაკუუმის შემთხვევაშიც კი 1 სმ³-ში მილიონზე მეტი ატომი ან მოლეკულაა.

მოელ სივრცეს და აღწევს ყველა (გამჭვირვალე) სხეულში (იკავებს სხეულის ნაწილაკებს შორის არსებულ შუალედებს). მას გააჩნია გარკვეული მექანიკური თვისებები – დრეკადობა და სიმკვრივე. ამასთან ეთერის სიმკვრივე მეტისმეტად მცირეა, რითაც აიხსნება პლანეტების ორბიტების პრაქტიკული უცვლელობა.

სინათლის ტალღური თეორიით აღვილად მიიღებოდა არეკელისა და გარდატეხის კანონები, ამასთან გარდატეხის კანონიდან გამომდინარეობდა, რომ სინათლის სიჩქარე ოპტიკურად მეტად მკვრივ გარემოში ნაკლებია, ვიდრე ნაკლებად მკვრივში. ასევე აღვილად გასაგები იყო სინათლის სხივთა დამოუკიდებლობის პრინციპი – წყლის ზედაპირზე წარმოქმნილი ტალღები ხომ არ ურთიერთქმედებენ და თავისუფლად გადიან ერთმანეთში. თეორია ხსნიდა ინტერფერენციისა და დიფრაქციის მოვლენებს და სხვა. მაგრამ სინათლის ტალღური თეორია ვერ ხსნიდა სინათლის წრფივ გავრცელებას (წყლის ზედაპირზე წარმოქმნილი ტალღები ხომ გარს უვლიან დაბრკოლებას), ფერების წარმოქმნას, სინათლის პოლარიზაციას (რომელიც, სხვათა შორის, ჰიუგენსმა აღმოაჩინა), ვინაიდან, ჰიუგენსის თანახმად, დრეკადი დეფორმაციის ტალღა იყო გასწვრივი* და სხვ.

კორპუსკულური თეორიის სიმარტივემ (არ საჭიროებდა ჰიპოტეზურ გარემოს) და ნიუტონის დიდმა მეცნიერულმა ავტორიტეტმა განაპირობა ის, რომ თავდაპირველად, ხანგრძლივი დროის განმავლობაში, ამ თეორიას უფრო მეტი მიმდევარი ჰყავდა.

ბრძოლა ამ ორი თეორიის მომხრეებს შორის საუკუნეზე მეტ ხანს გაგრძელდა და დასრულდა ტალღური თეორიის სრული გამარჯვებით. ამ გამარჯვებაში დიდი როლი ითამაშა იუნგის და განსაკუთრებით ფრენელის შრომებმა სინათლის ინტერფერენციისა და დიფრაქციაში. და მაინც, საბოლოო და გამანადგურებელი დარტყმა სინათლის კორპუსკულურმა თეორიამ მიიღო 1850-იან წლებში, როცა ფრანგმა ფიზიკოსებმა ფიზომ და ფუკომ დაამუშავეს სინათლის სიჩქარის გაზომვის ლაბორატორიული მეთოდები და დაადგინეს, რომ სინათლის სიჩქარე წყალში ნაკლებია ვიდრე ვაკუუმში.

ამ დროიდან მოყოლებული, ტალღური თეორიის სისწორეში და მაშასადამე, მსოფლიო ეთერის არსებობაში ეჭვი არავის არ ეპარებოდა, თუმცა ეთერის ბუნება კვლავ რჩებოდა გაურკვეველი. ყოველგვარი ცდა, მიეწერათ ეთერისათვის ისეთი თვისებები, რომლებიც უზრუნველყოფდა ყველა ცნობილი ოპტიკური მოვლენის ახსნას, მარცხით მთავრდებოდა.

* პოლარიზაცია დამახასიათებელია მხოლოდ განივი ტალღებისათვის. დრეკადი განივი ტალღები კი აღიძვრება და ვრცელდება მხოლოდ მყარ სხეულებში.

მსოფლიო ეთერის არსებობის საყოველთაო აღიარებასთან ერთად მეცნიერების წინაშე დაისვა საკითხი იმის შესახებ, წარიტაცება თუ არა იგი მოძრავი სხეულების მიერ. ძნელი იყო ისეთი კავშირის წარმოდგენა სხეულისა და ეთერის ნაწილაკებს შორის, რომელიც უზრუნველყოფდა ამ წატაცებას, წაყოლას. მაგრამ თუ ეს ასე არ არის, ე.ი. თუ ეთერი (აბსოლუტურად) უძრავია, მაშინ სხეულების მოძრაობისას მასში უნდა წარმოიშვას ეთერის ქარი. ამერიკელი მეცნიერის მაიკელსონის მიერ ჩატარებულმა მეტად ზუსტმა ექსპერიმენტებმა (1881 წ. და შემდგომ) ცხადყო, რომ სხეულების, კერძოდ, დედამიწის მოძრაობისას, არავითარი ეთერის ქარი არ წარმოიქმნება. მიღებულ იქნა შინაგანი წინააღმდეგობა, რამაც აიძულა მეცნიერები გადაესინჯათ არსებული წარმოდგენები სივრცისა და დროის კატეგორიების შესახებ. ამ გადასინჯვის შედეგი იყო აინშტაინის მიერ ფარდობითობის თეორიის შექმნა, რაც თანამედროვე ფიზიკის ქვაკუთხედია.*

მე-19 საუკუნის მეორე ნახევარში მაქსველისა და ჰერცის შრომების შედეგად დადგინდა სინათლის ელექტრომაგნიტური ბუნება, რითაც მოხდა ოპტიკისა და ელექტროდინამიკის შერწყმა, სინთეზი.

ელექტრომაგნიტური თეორიის თანახმად სინათლე არის ელექტრომაგნიტური ტალღა. ეს ტალღა არის განივი, რაც ნიშნავს იმას, რომ ტალღაში ელექტრული ველის დაძაბულობის და მაგნიტური ველის ინდუქციის ვექტორები ირხევიან ერთმანეთის და ტალღის გავრცელების v სიჩქარის მართობულად (სურ. 49.1).

სინათლის ელექტრომაგნიტურ თეორიას დიდი მიღწევები ჰქონდა. მან ბრწყინვალედ ახსნა იმ დროისათვის ცნობილი ოპტიკური მოვლენების უმრავლესობა (სინათლის ინტერფერენცია, დიფრაქცია, დისპერსია, პოლარიზაცია და სხვ.). ამიტომ, სინათლის ელექტრომაგნიტური ბუნება ითვლებოდა ურყევად თითქმის მე-19 საუკუნის ბოლომდე, თუმცა ამ დროისათვის დაგროვილი იყო მთელი რიგი საკითხები, რომელსაც ეს თეორია ვერ ხსნიდა. ამ საკითხთა რიცხვს მიეკუთვნება ფოტოეფექტი, აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების სპექტრში ენერგიის განაწილება და სხვ. საკითხების ეს ჯგუფი აიხსნა სინათლის კვანტური თეორიით.

კვანტური თეორიის ფუძემდებელია გერმანელი მეცნიერი მაქს პლანკი, რომელმაც დაუშვა (1900 წ.) რომ ნივთიერების ატომები და მოლეკულები ელექტრომაგნიტურ ენერგიას ასხივებენ არა უწყვეტად, ე.ი. არა ტალღის სახით, არამედ წყვეტილად, ენერგიის ცალკეული პორციების სახით. ენერგიის ამ ცალკეულ პორციებს კვანტები

* საკმარისია აღინიშნოს, რომ თანამედროვე ტექნიკის ისეთი დარგები, როგორებიცაა ბირთვული ენერგეტიკა და ელემენტარული ნაწილაკების ამაჩქარებლების ტექნიკა, ამ თეორიაზეა დაფუძნებული.

ეწოდა. მოგვიანებით (1905 წ.), ფოტოეფექტის ასახსნელად, აინშტაინმა დაუშვა, რომ ნივთიერების მიერ ელექტრომაგნიტური ენერგიის შთანთქმაც ხდება ცალკეული პორციების ანუ კვანტების სახით. ოპტიკური დიაპაზონის შესაბამის გამოსხივების კვანტებს ფოტონები ეწოდა. ამრიგად, კვანტური თეორიის თანახმად სინათლე არის ფოტონების ნაკადი. თითოეული ფოტონის ენერგია გამოითვლება ფორმულით: $\varepsilon = h\nu$, სადაც $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ ჯ.წმ არის პლანკის მუდმივა, ხოლო ν - რხევის სიხშირე. ფოტონი სინათლის განსაკუთრებული ნაწილაკია, რომელსაც აქვს ენერგია, იმპულსი, მაგრამ არ გააჩნია უძრაობის მასა. ხაზგასმით უნდა აღინიშნოს, რომ კვანტური თეორიის შექმნა და სინათლის ნაწილაკებზე – ფოტონებზე წარმოდგენის განვითარება არ არის დაბრუნება წმინდა კორპუსკულური თეორიისკენ, ვინაიდან კვანტურ თეორიაში შენარჩუნდა ტალღური წარმოდგენებიც: ენერგიის კვანტიზაციის რაოდენობრივად გამოისახება რხევის სიხშირის (ტალღის სიგრძის) საშუალებით.

სინათლის დუალიზმი: ამრიგად, რა არის სინათლე?

არსებობს სინათლის ორი თამანდროვე თეორია – ელექტრომაგნიტური და კვანტური. ელექტრომაგნიტური თეორიის თანახმად სინათლე არის ელექტრომაგნიტური ტალღა. ამ თეორიით აიხსნება ისეთი ოპტიკური მოვლენები, როგორებიცაა ინტერფერენცია, დიფრაქცია, პოლარიზაცია და სხვ. კვანტური თეორიის თანახმად სინათლე არის ფოტონების ნაკადი. ამ თეორიით აიხსნება ფოტოეფექტი, ენერგიის განაწილება აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების სპექტრში, ლუმინესცენცია და სხვა (შეიძლება ითქვას, რომ გავრცელების დროს სინათლე იქცევა ტალღის მსგავსად, ხოლო გამოსხივებისა და შთანთქმის დროს – ნაწილაკების ნაკადის მსგავსად). არცერთ ამ თეორიას არა აქვს უპირატესობა მეორის მიმართ, ვინაიდან ცალკე აღებული ვერცერთი ვერ ხსნის ყველა ოპტიკურ მოვლენას. ეს მიუთითებს იმაზე, რომ სინათლეს აქვს რთული, ორმაგი ბუნება. **სინათლის ბუნების ორმაგობას სინათლის დუალიზმი ეწოდება.***

სინათლის დუალიზმი, რაც განაპირობებს სინათლის ბუნების შესახებ ორი თეორიის არსებობას, ერთგვარი გამოწვევაა მეცნიერებისადმი – შეიქმნას სინათლის ერთიანი თეორია, რომელშიც ასახული იქნება სინათლის როგორც ტალღური, ასევე კვანტური (კორპუსკულური) ბუნება. ამ მიმართულებით მიმდინარეობს ინტენსიური მუშაობა, თუმცა ერთიანი თეორიის დამუშავება ჯერ დამთავრებული არ არის.

* შემდგომში აღმოჩნდა, ფიზიკური ბუნების ეს ორმაგობა დამახასიათებელია არა მარტო სინათლისათვის, არამედ ნებისმიერი მიკრონაწილაკებისთვისაც (§).

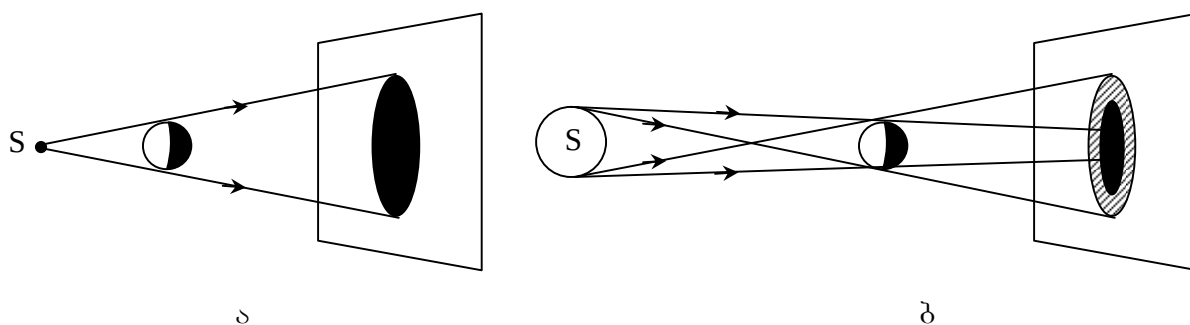
გეომეტრიული ოპტიკის ელემენტები

§52. გეომეტრიული ოპტიკის ძირითადი კანონები

გეომეტრიული (ანუ სხივური) ოპტიკა არის ოპტიკის ნაწილი, რომელიც შეისწავლის სინათლის სხივთა გავრცელების კანონებს.* ჯერ კიდევ სინათლის ბუნების გარკვევამდე ცდებით იყო დადგენილი გეომეტრიული ოპტიკის ოთხი ძირითადი კანონი. ესენია: სინათლის წრფივი გავრცელების კანონი, სინათლის სხივთა კონების დამოუკიდებლობის კანონი (პრინციპი), სინათლის არეკვლის კანონი და სინათლის გარდატეხის კანონი. განვიხილოთ მოკლედ ეს კანონები.

1. **სინათლის წრფივი გავრცელების კანონი.** თუ თვალსა და სინათლის წყაროს შორის რაიმე გაუმჭვირ სხეულს მოვათავსებთ, ჩვენ სინათლის წყაროს ვერ დავინახავთ, რაც იმაზე მეტყველებს, რომ **ერთგვაროვან გარემოში სინათლე წრფივად ვრცელდება**. სინათლის წრფივი გავრცელებით აიხსნება ჩრდილისა და ნახევარჩრდილის წარმოქმნა, აგრეთვე მცირე ხვრეტის საშუალებით საგნის გამოსახულების მიღება.

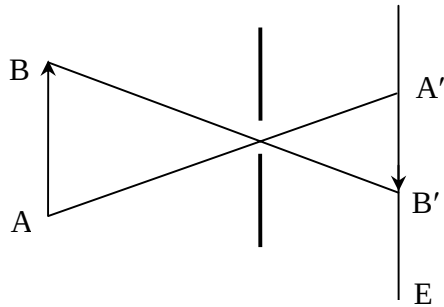
ჩრდილი, ანუ არე, სადაც არ ხვდება სინათლის ენერგია, მიიღება მცირე ზომის („წერტილოვანი“) S სინათლის წყაროს შემთხვევაში (სურ. 52.1 ა), ხოლო ნახევარჩრდილი ანუ არამკვეთრი ჩრდილი (რომელიც გარს აკრავს ჩრდილს) მიიღება როცა სინათლის წყარო დიდი ზომისაა (სურ. 52.1 ბ).



სურ. 52.1

* უფრო ზუსტად, გეომეტრიული ოპტიკის ამოცანაა სინათლის სხივის სვლის დადგენა ისეთ გარემოში, რომლისთვისაც ცნობილია n გარდატეხის მაჩვენებლის დამოკიდებულება კოორდინატებზე და პირიქით – გამჭვირვალე და ამრეკლ გარემოთა თვისებებისა და ფორმის დადგენა ცნობილი სხივთა სვლის მიხედვით.

მცირე ხერცის საშუალებით საგნის გამოსახულების მიღება ნაჩვენებია 52.2 სურათზე. სინათლის წრფივი გავრცელების გამო AB საგნის თითოეული წერტილიდან გამოსული სხივი E ეკრანზე იძლევა თითო მნათ წერტილს, რომელთა ერთობლიობა ქმნის საგნის $A'B'$ გამოსახულებას. გამოსახულება შებრუნებულია.



სურ. 52.2

მაგრამ აღმოჩნდა, რომ ძალიან მცირე ზომის ხერცის შემთხვევაში სინათლის წრფივი გავრცელების კანონი ირღვევა. მართლაც, ცდა გვიჩვენებს, რომ ყველაზე კარგი გამოსახულება მიიღება, როცა ხერცის ზომა დაახლოებით 0,5 მმ-ია. ხერცის ზომის თანადათანობითი შემცირებით გამოსახულება ხდება სულ უფრო მეტად ბუნდოვანი, შემდეგ კარგავს ფორმას და

საგანს აღარ გავს, ხოლო როცა ზომა გახდება $\approx 0,0005$ მმ-ის ტოლი, გამოსახულება საერთოდ ქრება და მიიღება სუსტად, მაგრამ თითქმის თანაბრად განათებული ეკრანი.* ცხადია, აღწერილი ცდის შედეგი შეიძლება აიხსნას მხოლოდ იმით, რომ ძალიან ვიწრო ხერცელში გავლისას ირღვევა სინათლის წრფივი გავრცელების კანონი. **ერთგვაროვან გარემოში სინათლის წრფივი გავრცელების კანონის დარღვევას დიფრაქცია ეწოდება.** დიფრაქციის მოვლენას ჩვენ განვიხილავთ VIII თავში.

ვინაიდან ხილული სინათლის ტალღის სიგრძე 0,0005 მმ-ის რიგისაა, განხილული ცდის შედეგი საშუალებას გვაძლევს დავადგინოთ გეომეტრიული ოპტიკის გამოყენების საზღვრები: დიფრაქციის მოვლენის უგულვებელყოფა და სინათლის წრფივი გავრცელების კანონის გამოყენება შესაძლებელია მანამ, ვიდრე ხერცის (ან საგნის, რომელსაც ეცემა სინათლე) ზომა გაცილებით მეტია სინათლის ტალღის სიგრძეზე.

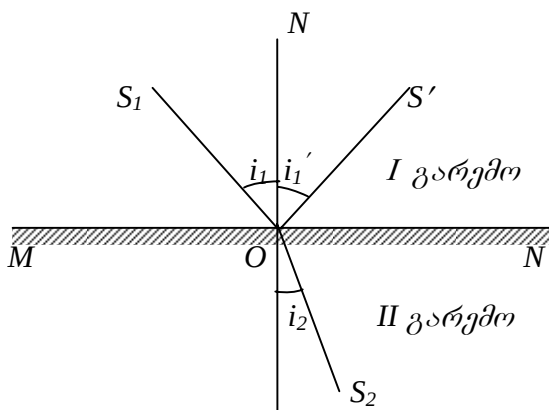
2. სინათლის სხივთა კონების დამოუკიდებლობის კანონი. ამ კანონის არსი იმაში მდგომარეობს, რომ სხივთა კონების გადაკვეთისას მათი ურთიერთქმედება არ ხდება, ე.ი. თითოეული ვრცელდება მეორესგან დამოუკიდებლად ისე, თითქოს განსახილველი კონის გარდა სხვა კონები არ არსებობდეს. მართლაც, თვალის ბადურაზე მიღებული საგნის გამოსახულება არ შეიცვლება, თუ სინათლე, რომელიც ქმნის ამ გამოსახულებას, თავის გზაზე გადაკვეთს სინათლის გვერდით კონებს, რომლებიც თვალში არ ხვდება. აღმოჩნდა, რომ ეს კანონი სამართლიანია მხოლოდ წრფივ

* ეკრანის სრულ განათებამდე მიიღება ბნელი და ნათელი კონცენტრული რგოლების ერთობლიობა (§67).

ოპტიკაში ანუ არც თუ ძალიან დიდი ინტენსივობის სინათლის კონების შემთხვევაში.* მძლავრი ლაზერული სხივების გადაკვეთისას აღვილი აქვს მათ ურთიერთქმედებას.

3. სინათლის არეკვლის კანონი. უძველესი დროიდან არის ცნობილი, რომ როდესაც სინათლე ეცემა ორი (გამჭვირვალე) გარემოს გამყოფ ზედაპირს, მისი ნაწილი უკუიგდება ზედაპირის მიერ ანუ აირეკლება, ნაწილი კი გადადის მეორე გარემოში და ვრცელდება შეცვლილი მიმართულებით ანუ გარდატეხება.

კუთხეს დაცემულ სხივსა და (ორი გარემოს გამყოფი ზედაპირისადმი) დაცემის O წერტილში აღმართულ პერპენდიკულარს შორის დაცემის კუთხე ეწოდება (i_1), ხოლო კუთხეებს არეკვლილ და გარდატეხილ სხივებსა და იმავე პერპენდიკულარს შორის – შესაბამისად არეკვლისა და გარდატეხის კუთხეები (i_1') და (i_2) (სურ. 52.3).



სურ. 52.3

არეკვლის კანონი ოპტიკის ერთერთი უძველესი კანონია (რომელიც ცნობილი იყო ჯერ კიდევ 300 წლით ადრე ჩვენს წელთაღრიცხვამდე) და მდგომარეობს შემდეგში: დაცემული სხივი, არეკვლილი სხივი და დაცემის წერტილში აღმართული პერპენდიკულარი ერთ სიბრტყეში მდებარეობს;** არეკვლის კუთხე დაცემის კუთხის ტოლია $i_1 = i_1'$.

თუ სხივს დაცემით $S'O$ მიმართულებით, არეკვლის კანონის შესაბამისად იგი გაგრძელდება OS_1 მიმართულებით. ე.ი. დაცემული და არეკვლილი სხივები ურთიერთშექცევადია.

* სუსტი სინათლის ელექტრომაგნიტურ ველებთან $\left(E \leq 10 \frac{\text{პ}}{\text{სმ}}\right)$ ჩატარებულმა ცდებმა აჩვენა, რომ ოპტიკური მოვლენების (მაგ. შთანთქმის) ხასიათი არ არის დამოკიდებული გამოსხივების ინტენსივობაზე. ასეთ მოვლენებს წრფივი ოპტიკური მოვლენები ეწოდება, ხოლო ოპტიკის ნაწილს, რომელიც შეისწავლის ასეთ ოპტიკურ მოვლენებს – წრფივი ოპტიკა. წრფივ ოპტიკას საფუძვლად უდევს ის ფაქტი, რომ არსებობს წრფივი დამოკიდებულება პოლარიზაციის ვექტორსა და ელექტრული ველის დაძაბულობას შორის: $P = kE$. აქვე შევნიშნოთ, რომ არაწრფივი ოპტიკა დასაბამს იღებს 1960 წლიდან, და დაკავშირებულია სინათლის მძლავრი წყაროს – ლაზერის შექმნასთან. ლაზერის საშუალებით მიიღება ისეთი სინათლის ტალღა, რომელშიც ელექტრული ველის დაძაბულობა აღწევს $10^6 \frac{\text{პ}}{\text{სმ}}$ -ს. შედარებისათვის აღვნიშნოთ, რომ დედამიწის ზედაპირის მახლობლად მზის გამოსხივებაში

ელექტრული ველის დაძაბულობა $E \approx 7 \frac{\text{პ}}{\text{სმ}}$

** ამ სიბრტყეს დაცემის სიბრტყე ეწოდება.

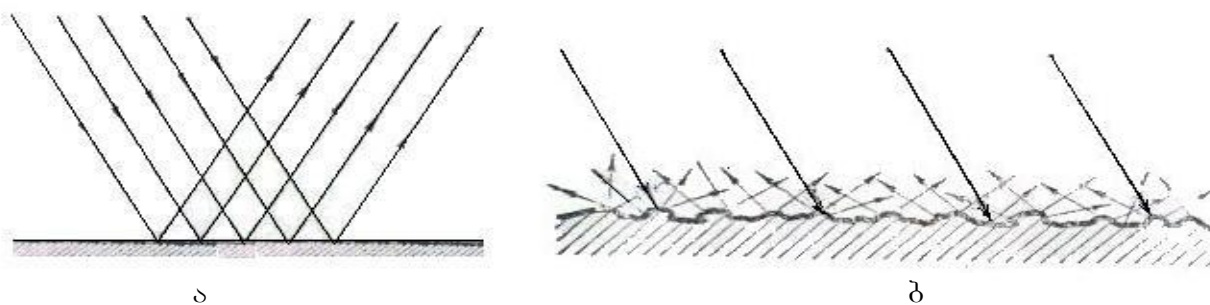
ორი გარემოს გამყოფი ზედაპირის თვისებების მიხედვით არეკვლას შეიძლება ჰქონეს სარკული ან გაბნეული ხასიათი.

სარკული არეკვლა ეწოდება ისეთ არეკვლას, როდესაც ზედაპირზე დაცემული პარალელური სხივთა კონა აირეკვლება ერთი გარკვეული მიმართულებით (სურ. 52.4 ა). ამას მაშინ აქვს ადგილი, როდესაც არეკვლა ხდება სარკული ზედაპირიდან, ანუ ისეთიდან, რომლის უსწორმასწორობათა ზომები სინათლის ტალღის სიგრძეზე ნაკლებია. თავისი თვისებებით სარკულს უახლოვდება კარგად გაპრიალებული ლითონის ზედაპირი, გლუვი მინის ზედაპირი და სხვ.

გაბნეული ანუ დიფუზური არეკვლა ეწოდება ისეთ არეკვლას, როცა არეკლილი სხივები ვრცელდება ყველა მიმართულებით (სურ. 52.4 ბ). ამას მაშინ აქვს ადგილი, როცა არეკვლა ხდება მქისე, ხორკლიანი ზედაპირიდან, ანუ ისეთიდან, რომლის უსწორმასწორობათა ზომები სინათლის ტალღის სიგრძეზე მეტია.

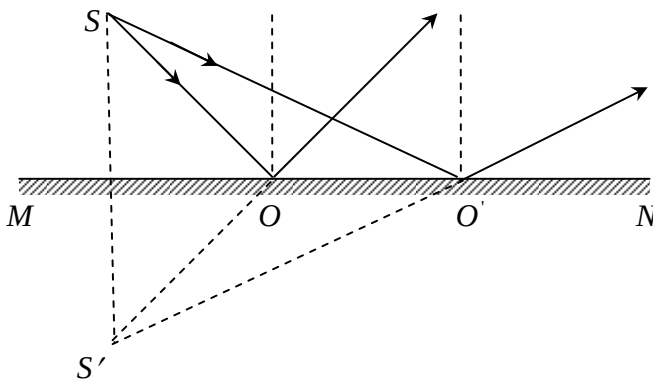
დიფუზური გაბნევის გამოა, რომ ჩვენ ვხედავთ საგნებს, რომლებიც თვითონ არ ასხივებენ სინათლეს. ასეთი კი ჩვენ ირგვლივ არსებულ საგანთა უდიდესი უმრავლესობაა. მცირე გაბნევას ადგილი აქვს გლუვი ზედაპირიდანაც, მაგ. სარკიდან და ამიტომაც, რომ ვხედავთ სარკეს. აბსოლუტურად სარკული ზედაპირი უხილავია. ვხედავთ მხოლოდ მისგან არეკვილ სხივებს, რომლებიც სინათლის წყაროდან ეცემა, ანუ ვხედავთ თვით სინათლის წყაროს.

განვიხილოთ წერტილის გამოსახულების ბრტყელ სარკეში, ანუ ისეთ სიბრტყეში, რომელიც

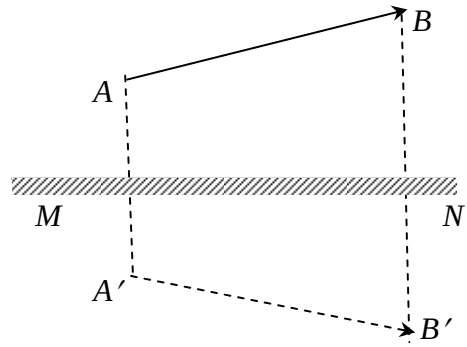


სურ. 52.4

სინათლეს სარკულად არეკლავს. ვთქვათ, MN არის ბრტყელი სარკე, ხოლო S – მნათი წერტილი. განვიხილოთ ამ წერტილიდან გამოსული ორი სხივი – SO და SO' (სურ. 52.5). არეკვლის კანონის გამოყენებით მივიღებთ, რომ არეკვლილი სხივები არის განშლადი. ამ განშლადი სხივების თვალში მოხვედრისას ადამიანს ეჩვენება, რომ სინათლე გამოდის ამ სხივების გაგრძელების გადაკვეთის S' წერტილიდან. S' წერტილი არის S წერტილის გამოსახულება ბრტყელ სარკეში. ამ გამოსახულებას ეწოდება წარმოსახვითი, ვინაიდან S' წერტილში იკვეთება არა თვით არეკვლილი სხივები, არამედ მათი გაგრძელებები. სინათლის ენერგია S' წერტილს არ გადაეცემა. SMO' და $S'MO'$ ტოლობიდან გამომდინარეობს, რომ $SM = S'M$, რაც ნიშნავს, რომ S' წერტილი სარკის მიმართ S წერტილის სიმეტრიულია. ცხადია ამიტომ, რომ ბრტყელ სარკეში საგნის გამოსახულების მისაღებად საჭიროა მოინახოს ამ საგნის თითოეული წერტილის სიმეტრიული წერტილი. საგნის გამოსახულება ბრტყელ სარკეში სიდიდით თვით საგნის ზომისაა (სურ. 52.6).



სურ. 52.5



სურ. 52.6

4. **სინათლის გარდატეხის კანონი.** გარდატეხის კანონი დადგინდა გაცილებით გვიან, 1621 წელს, ჰოლანდიელი მეცნიერის სნელიუსის მიერ და მდგომარეობს შემდეგში (სურ. 52.3): **დაცემული სხივი, გარდატეხილი სხივი და დაცემის წერტილში აღმართული პერპენდიკულარი ერთ სიბრტყეში მდებარეობს; დაცემის კუთხის სინუსის ფარდობა გარდატეხის კუთხის სინუსთან მოცემული ორი გარემოსათვის მუდმივი სიდიდეა და მას ეწოდება მეორე გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელი პირველის მიმართ:**

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}. \quad (52.6)$$

ცდა გვიჩვენებს, რომ თუ სხივს დავცემთ S_2O მიმართულებით, გარდატეხის შემდეგ ის გაგრძელდება OS_1 მიმართულებით. ე.ი. **დაცემული და გარდატეხილი სხივები ურთიერთშექცევადია.** ურთიერთშექცევადობის საფუძველზე შეიძლება დავწეროთ:

$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = n_{12}. \quad (52.7)$$

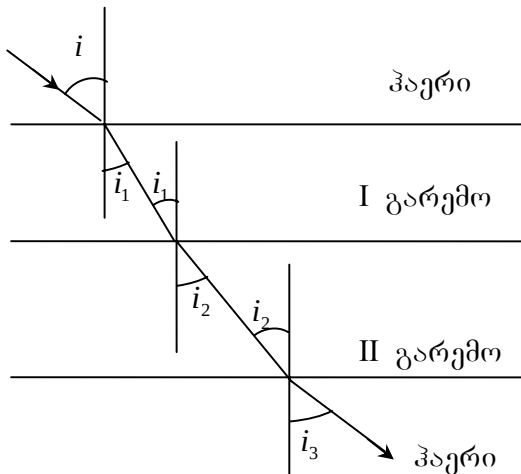
(53.1) და (53.2) ტოლობების შედარება გვაძლევს:

$$n_{21} = \frac{1}{n_{12}}. \quad (52.8)$$

მოცემული გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელს ვაკუუმის მიმართ ეწოდება ამ გარემოს **აბსოლუტური გარდატეხის მაჩვენებელი**. გარდატეხის აბსოლუტურ მაჩვენებელს ღრმა ფიზიკური შინაარსი აქვს. იგი გვიჩვენებს, თუ რამდენჯერ მეტია სინათლის გავრცელების სიჩქარე ვაკუუმში (C) ვიდრე მოცემულ გარემოში (v):

$$n = \frac{C}{v}.$$

ვინაიდან ჰაერის გარდატეხის მაჩვენებელი ერთისაგან უმნიშვნელოდ განსხვავდება ($n=1,0003$), ამიტომ მოცემული გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელი ჰაერის მიმართაც მიჩნეულია ამ გარემო გარდატეხის აბსოლუტურ მაჩვენებლად.



სურ. 52.7

დავამყაროთ დამოკიდებულება ფარდობით და აბსოლუტურ გარდატეხის მაჩვენებელს შორის. შევადგინოთ ნახაზი და დავწეროთ გარდატეხის კანონები:

$$\frac{\sin i}{\sin i_1} = n_1; \quad \frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}; \quad \frac{\sin i_2}{\sin i_3} = \frac{1}{n_2}.$$

დადგენილია, რომ ყველა შემთხვევაში $i_3 = i$, ანუ გამოსული სხივი დაცემულის პარალელურია. ამის გათვალისწინებით სამივე ტოლობის ერთმანეთზე გადამრავლებით მივიღებთ:

$$1 = \frac{n_1 \cdot n_{21}}{n_2}, \quad \text{საიდანაც} \quad n_{21} = \frac{n_2}{n_1};$$

მიღებული შედეგის გათვალისწინებით გარდატეხის (52.1) კანონი მიიღებს სახეს

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (52.9)$$

პარაგრაფის ბოლოს კიდევ ერთხელ აღვნიშნოთ, რომ გეომეტრიული ოპტიკის კანონები სამართლიანია წრფივ ოპტიკაში და მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა ხვრელის ან დაბრკოლების ზომა გაცილებით მეტია სინათლის ტალღის სიგრძეზე.

§53. სინათლის სრული შინაბანის არეკვლა და მისი გამოყენება

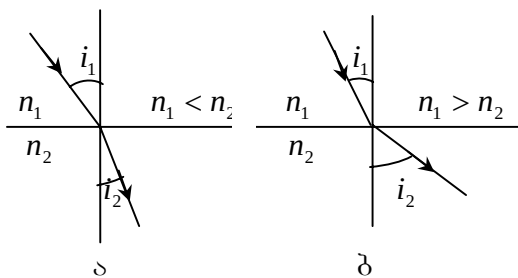
წინა პარაგრაფში მიღებული გარდატეხის კანონი (52.9) გადავწეროთ შემდეგნაირად:

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \quad (53.1)$$

ორი გარემოს ერთმანეთთან შედარებისას ერთ-ერთ მათგანს, რომლის აბსოლუტური გარდატეხის მაჩვენებელი უფრო მეტია, ეწოდება **ოპტიკურად მეტად მკვრივი**.

(53.1) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ თუ $n_1 < n_2$, მაშინ $i_2 < i_1$ და პირიქით, ე.ი. თუ სხივი გადადის ოპტიკურად ნაკლებად მკვრივი გარემოდან მეტად მკვრივში, გარდატეხილი სხივი უახლოვდება ნორმალს (სურ. 53.1ა) და პირიქით (სურ. 53.1ბ).

განვიხილოთ ეს მეორე შემთხვევა უფრო დაწვრილებით, როცა სხივი გაადადის ოპტიკურად მეტად მკვრივი გარემოდან ნაკლებად მკვრივში, ვთქვათ, მინიდან ჰაერში (სურ. 53.2). სურათიდან ჩანს, რომ დაცემის კუთხის თანდათანობითი ზრდა იწვევს გარდატეხის კუთხის შესაბამის ზრდას (სურ. 53.2 ა,ბ). ამიტომ ცხადია, რომ დაცემის კუთხის რაღაც i_0 მნიშვნელობის დროს გარდატეხის კუთხე გახდება 90° -ის ტოლი, ანუ გარდატეხილი სხივი ისრიალებს ორი გარემოს გამყოფ ზედაპირზე (სურ. 53.2 გ).

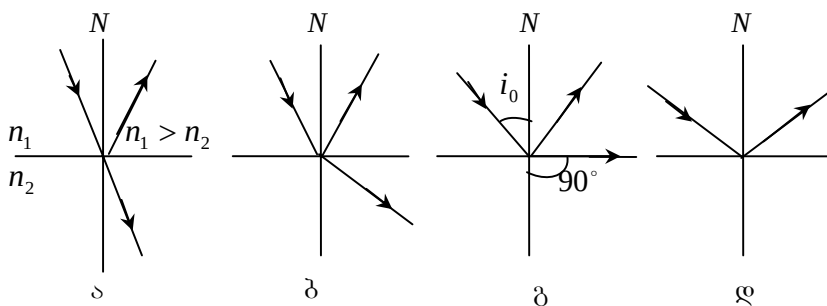


სურ. 53.1

თუ დაცემის კუთხეს კიდევ გავზრდით, გარდატეხილი სხივი საერთოდ აღარ იარსებებს, ანუ სხივი მეორე გარემოში არ გადავა და მთლიანად აირეკვლება იმავე გარემოში (სურ.53.2დ). ამ მოვლენას ეწოდება სინათლის **სრული შინაგანი არეკვლა**. დაცემის i_0 კუთხეს, რომლის შესაბამისი გარდატეხის კუთხე

90° -ია, ეწოდება სრული შინაგანი არეკვლის **ზღვრული კუთხე**.

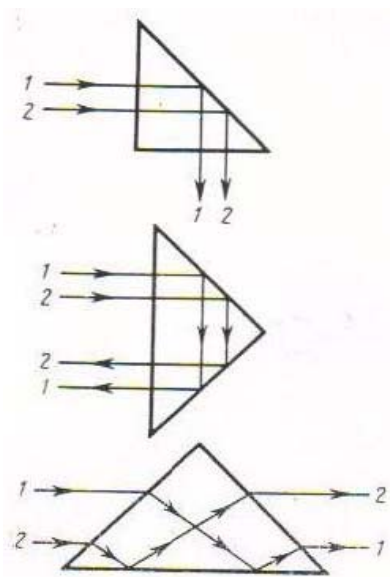
ამრიგად, სრულ შინაგან არეკვლას რომ ჰქონდეს ადგილი საჭიროა შესრულდეს ორი პირობა: 1. სხივი გადადიოდეს ოპტიკურად მეტად მკვრივი გარემოდან ნაკლებად მკვრივში და 2. დაცემის კუთხე იყოს ზღვრულ კუთხეზე მეტი.



სურ. 53.2

სრული შინაგანი არეკვლის ზღვრულ კუთხეს ადვილად გამოვითვლით. რადგან ამ დროს გარდატეხის კუთხე $= 90^\circ$, ამიტომ გვექნება: $\sin i_0 = \frac{1}{n}$.

სრული შინაგანი არეკვლის მოვლენას მრავალმხრივი გამოყენება აქვს. მაგალითად, ეს მოვლენა უდევს საფუძვლად ე.წ. სრული შინაგანი არეკვლის პრიზმების მოქმედებას, რომელთა საშუალებითაც ხდება სხივის მიმართულების შეცვლა 90 და 180° -ით, გამოსახულების ამოტრიალება (სურ. 53.3 ა,ბ,გ).



სურ.53.3

სინათლის სრული შინაგანი არეკვლა გამოიყენება ბოჭკოვან ოპტიკაში სინათლისა და გამოსახულების გადასაცემად სპეციალური შექსატარების საშუალებით. შექსატარი წარმოადგენს ცილინდრული (ან სხვა) ფორმის მინის წვრილ, მოქნილ ღეროს – ბოჭკოს, რომელსაც შეიძლება მიეცეთ ნებისმიერი ფორმა. ბოჭკო დაფარულია გამჭვირვალე გარსის თხელი ფენით, რომლის გარდატეხის მაჩვენებელი ნაკლებია მინის გარდატეხის მაჩვენებელზე. მრავალჯერადი სრული შინაგანი არეკვლის შედეგად სინათლე შესაძლებელია მიემართოს ნებისმიერად მრუდ გზაზე (სურ. 53.4), რაც განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია ძნელად მისადგომი უბნების გასანათებლად, მაგალითად, ადამიანის შინაგანი ორგანოების დასამზერად.

ბოჭკოს მიერ გადაცემული სინათლის ენერგიის გასაზრდელად უნდა გაიზარდოს ბოჭკოს განივკვეთი, მაგრამ ეს გამოიწვევს მისი მოქნილობის და მაშასადამე, გამოყენების არის შეზღუდვას. იმისათვის, რომ ბოჭკოს მოქნილობის შეუმცირებლად გაზარდონ გადაცემული სინათლის ენერგია, ბოჭკოებს კრებენ კონებად ე.წ. ჩალიჩებად.

საინტერესოა აღინიშნოს რომ ბრილიანტი* თავის განსაკუთრებულ ბრწყინვალებას უნდა უმაღლოდეს სინათლის სრულ შინაგან არეკვლას. ბრილიანტი წარმოადგენს ალმასის კრისტალს, რომელსაც დიდი გარდატეხის მაჩვენებელი ($n = 2,42$) და შესაბამისად, მცირე ზღვრული კუთხე ($\alpha_0 = 24^\circ$) აქვს. ამიტომ ბრილიანტის შესაბამისი (ე.წ. საიუველირო) დაწახნაგების შემთხვევაში** სინათლის დიდი ნაწილი, რომელიც ეცემა ბრილიანტს ყველა მხრიდან, მთლიანად აირეკვლება და გამოდის ბრილიანტის ზედა წახნაგზე (წახნაგებზე), რის გამოც იგი მოჩანს მოელვარე, მბრწყინავი.



სურ. 53.4

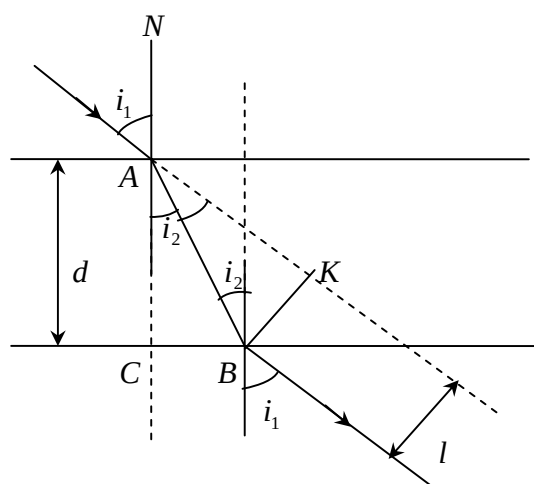
იგივე პრინციპი მოქმედებს ბროლის შემთხვევაში, რომელიც წარმოადგენს ჩვეულებრივ მინას ტყვიის დანამატით (გარდატეხის მაჩვენებლის გასაზრდელად).

* სიტყვა ფრანგული წარმოშობისაა და ნიშნავს მბრწყინავს, ელვარეს.

** ასეთი დაწახნაგების შემთხვევაში ბრილიანს აქვს 56 გვერდითი წახნაგი.

§54. სხივთა სვლა ბრტყელ პარალელურ ფირფიტაში და სამწახნაგა პრიზმაში

ვთქვათ, ბრტყელპარალელურ ფირფიტას, რომლის სისქეა d , A წერტილში ეცემა სხივი i_1 კუთხით. იგი გარდატეხება უფრო ნაკლები, i_2 კუთხით (სურ. 54.1). ვინაიდან ფირფიტის წახნაგები პარალელურია, გარდატეხილი სხივი ქვედა წახნაგს B წერტილში დაეცემა იმავე i_2 კუთხით და სხივთა შექცევადობის გამო გარდატეხება i_1 კუთხით. ამრიგად, ბრტყელ პარალელურ ფირფიტაში გავლისას სხივი მიმართულებას არ იცვლის, იგი მხოლოდ გადაადგილება თავისთავის პარალელურად.



სურ. 54.1

გადაადგილების l სიდიდეს ადვილად გამოვითვლით. მართლაც $\triangle ABK$ -დან

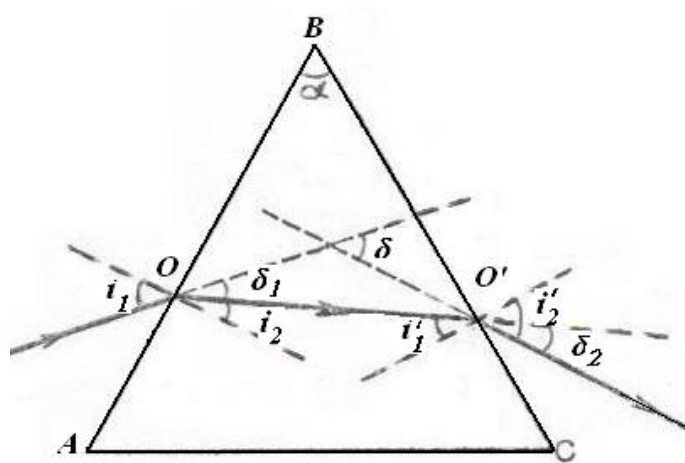
$BK = l = AB \sin(i_1 - i_2)$; ხოლო $\triangle ABC$ -დან

$$AB = \frac{d}{\cos i_2}; \text{ ამიტომ } l = d \frac{\sin(i_1 - i_2)}{\cos i_2}.$$

მიღებული ფორმულა გვიჩვენებს, რომ სხივის გადაადგილება მით ნაკლებია, რაც ნაკლებია ფირფიტის სისქე და სხივის დაცემის კუთხე (l რამდენადმე დამოკიდებულია ფირფიტის გარდატეხის მაჩვენებელზეც, რომელიც განსა-

ზღვრავს გარდატეხის კუთხეს).

ახლა განვიხილოთ სხივთა სვლა სამწახნაგა პრიზმაში. მოცემულია ABC სამწახნაგა პრიზმა, რომლის გარდატეხის მაჩვენებელია n , ხოლო გარდამტეხი



სურ. 54.2

კუთხე – α . ვთქვათ, პრიზმის AB წახნაგს ეცემა სხივი i_1 კუთხით. იგი გარდატეხება i_2 კუთხით, $i_2 < i_1$ ვინაიდან სხივი გადადის ნაკლებად მკვრივ გარემოდან მეტად მკვრივში (ჰაერიდან მინაში). გარდატეხილი სხივი ეცემა BC წახნაგს i'_1 კუთხით და გარდატეხება i'_2 კუთხით (სურ. 54.2). $i'_2 > i'_1$, ვინაიდან სხივი გადადის მეტად მკვრივი გარემოდან ნაკლებად მკვრივში. ამრიგად,

სამწახნაგა პრიზმაში გავლისას, სხივი, ორგზის გარდატეხის შედეგად, იხრება ფუძისკენ. ადვილია ჩვენება (იხ. პეტიტის ტექსტი), რომ დახრის კუთხე $\delta = \alpha(n-1)$ (54.1). ე.ი. დახრა მით მეტია, რაც მეტია პრიზმის გარდამტეხი კუთხე და გარდატეხის მაჩვენებელი.

მართლაც, სურათიდან ჩანს, რომ სხივის დახრის კუთხე δ ორი ნაწილისაგან შედგება: $\delta = \delta_1 + \delta_2$, სადაც δ_1 არის სხივის დახრის კუთხე AB წახნაგზე გარდატეხისას, ხოლო $\delta_2 = BC$ წახნაგზე გარდატეხისას. მაგრამ $\delta_1 = i_1 - i_2$, ხოლო $\delta_2 = i_2' - i_1'$, ამიტომ $\delta = i_1 - i_2 + i_2' - i_1'$; დავწეროთ გარდატეხის კანონები: $\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n$; $\frac{\sin i_1'}{\sin i_2'} = \frac{1}{n}$; დავუშვათ, კუთხეები იმდენად მცირეა, რომ მათი სინუსები შეიძლება შეიცვალოს უშუალოდ კუთხეებით (ამას ადვილი აქვს თხელი პრიზმის შემთხვევაში): $\frac{i_1}{i_2} = n$ და $\frac{i_2'}{i_1'} = n$. მაშინ $i_1 = ni_2$, ხოლო $i_2' = ni_1'$ და $\delta = i_2(n-1) + i_1'(n-1) = (n-1)(i_2 + i_1')$. დავაკავშიროთ $i_2 + i_1'$ პრიზმის გარდამტეხ α კუთხესთან. სურათიდან ჩანს, რომ $\alpha + \angle BOO' + \angle BO'O = \pi$. მაგრამ $\angle BOO' = \frac{\pi}{2} - i_2$, $\angle BO'O = \frac{\pi}{2} - i_1'$. ამიტომ $\alpha + \frac{\pi}{2} - i_2 + \frac{\pi}{2} - i_1' = \pi$, საიდანაც $\alpha = i_2 + i_1'$ და $\delta = \alpha(n-1)$ რაც თანხვედბა (54.1)-ს.

§55. ლინზა. ლინზის ფოკუსი. ოპტიკური ძალა.

წერტილის გამოსახულების აბეზა ლინზაში

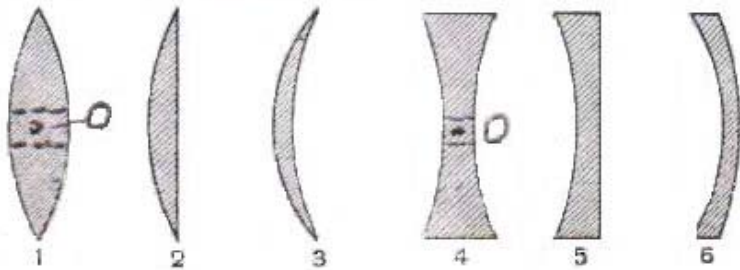
ოპტიკური ლინზა* ეწოდება სინათლისათვის გამჭვირვალე სხეულს (უმთავრესად მინა, აგრეთვე პლასტმასა და სხვადასხვა კრისტალები), რომელიც ორი მხრიდან შემოსაზღვრულია სფერული ან სხვა მრუდე ზედაპირით.** ერთ-ერთი ზედაპირი შეიძლება ბრტყელი იყოს.

ლინზას, რომლის შუა ნაწილი უფრო განიერია, ვიდრე ნაპირები, ამოზნექილი ეწოდება და პირიქით – თუ ლინზის ნაპირები უფრო განიერია ვიდრე შუა ნაწილი, იგი ჩაზნექილია. 55.1 სურათზე მოცემულია სხვადასხვა ფორმის ამოზნექილი (1,2,3)

* არსებობს სხვა სახის ლინზებიც, მაგალითად ელექტრონული ლინზა – მოწყობილობა, რომელიც გამოიყენება ელექტრონული კონის ფოკუსირებისათვის; გეოლოგიური ლინზა – ასე ეწოდება ქანებისა და მადნეული სხეულების ფორმას, რომელიც კიდეებისაკენ სწრაფად თხელდება და ისოლება.

** არსებობს ცილინდრული და სხვა მრუდე ზედაპირებით შემოსაზღვრული ოპტიკური ლინზებიც. ჩვენ მათ არ განვიხილავთ.

და ჩაზნექილი (4,5,6) ლინზები. ლინზის შუა წერტილს ლინზის ოპტიკური ცენტრი ეწოდება. ყველანაირი ფორმის ლინზის შუა ნაწილი წარმოადგენს ბრტყელპარალელურ ფირფიტას, ამიტომ, **თხელი ლინზის** შემთხვევაში, ოპტიკურ ცენტრზე გამავალი სხივი პრაქტიკულად არ გარდატყდება. აქვე აღვნიშნოთ, რომ ლინზას ეწოდება თხელი, თუ მისი სისქე გაცილებით ნაკლებია ლინზის სფერული ზედაპირების



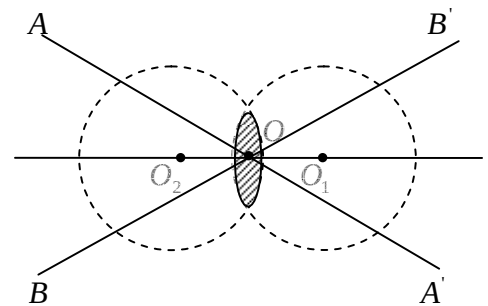
სურ. 55.1

სიძრუდის R_1 და R_2 რადიუსებზე. შემდგომში ჩვენ ყოველთვის თხელ ლინზას ვიგულისხმებთ.

ნებისმიერ წრფეს, რომელიც გადის ლინზის ოპტიკურ ცენტრზე, **ოპტიკური ღერძი** (**ოპტიკური თანაღერძი**) ეწო-

დება (AOA' და BOB' წრფეები), ხოლო ოპტიკურ ღერძს, რომელიც გადის ლინზის სფერული ზედაპირების სიძრუდის O_1 და O_2 ცენტრებზე – **მთავარი ოპტიკური ღერძი** (სურ. 55.2). ცხადია, რომ მთავარი ოპტიკური ღერძი ლინზას ერთი აქვს, ოპტიკური თანაღერძი კი უამრავი).

როგორც აღვნიშნეთ, ოპტიკური ღერძის თანხვედრილი სხივი ლინზაში გარდატეხის გარეშე გაივლის ოპტიკური ღერძის პარალელური სხივები ამოზნექილ ლინზაში გავლის შემდეგ იკრიბება ჩაზნექილ ლინზაში გავლის შემდეგ კი – განიბნევა. ეს იმით აიხსნება რომ ამოზნექილი ლინზა წარმოადგენს ფუძეებით მიდგმულ სამწახნაგა პრიზმების ერთობლიობას, ჩაზნექილი კი – წვეროებით მიდგმულს (სურ. 55.3) ჩვენ კი ვნახეთ (§54), რომ სამწახნაგა პრიზმაში გავლისას სხივი ფუძისკენ იხრება.



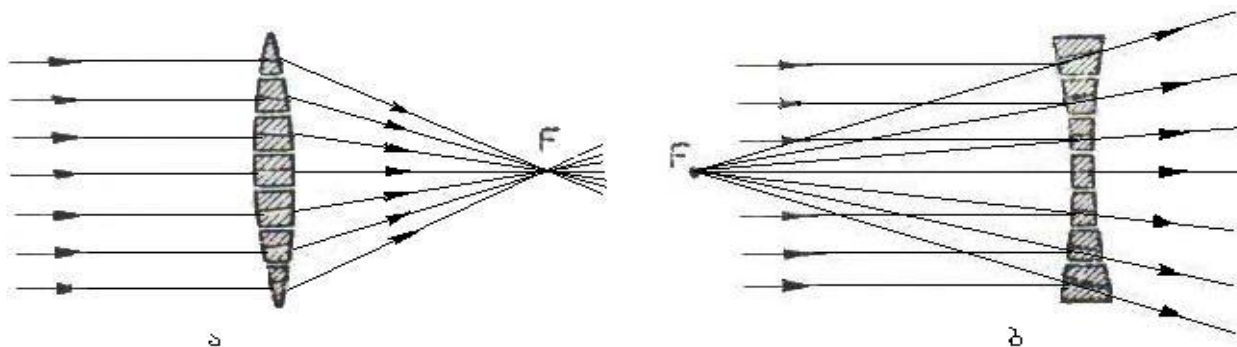
სურ. 55.2

ამრიგად, ყველა ამოზნექილი ლინზა შემკრებია, ყველა ჩაზნექილი კი – გამბნევი. მიღებულია შემკრებ ლინზას ეწოდოს დადებითი, გამბნევს კი – უარყოფითი.

წერტილს, რომელშიც იკრიბება მთავარი ოპტიკური ღერძის პარალელური სხივები შემკრებ ლინზაში გავლის შემდეგ **მთავარი ფოკუსი** ეწოდება, აღინიშნება F -ით (სურ. 55.3 ა). მანძილს ლინზის ოპტიკური ცენტრიდან ფოკუსამდე **ფოკუსური მანძილი** ეწოდება. ფოკუსური მანძილიც F -ით აღინიშნება. ლინზას მეორე მთავარი

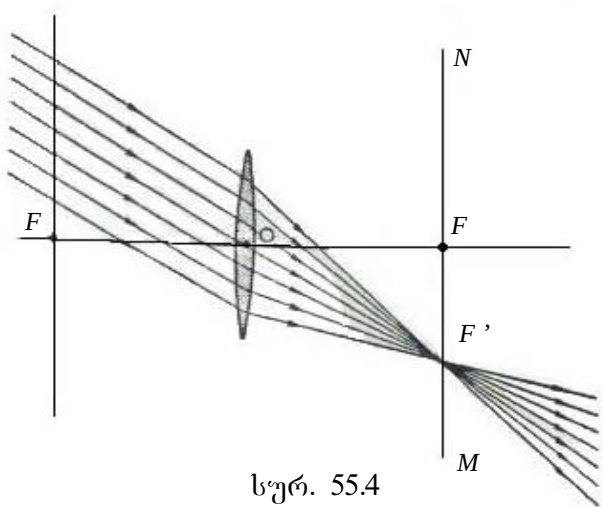
ფოკუსიც აქვს რომელიც მოთავსებულია მის მეორე მხარეს და დაშორებულია იმავე მანძილით (თუ გარემო ორივე მხარეს ერთნაირია).

მთავარი ოპტიკური ღერძის მართობულად ფოკუსში გამავალ სიბრტყეს ფოკალური სიბრტყე ეწოდება (MN). ოპტიკური თანადერძის პარალელური სხივები ლინზაში გავლის შემდეგ იკრიბებიან ფოკალური სიბრტყის F' წერტილში, რომელსაც ფოკუსი („თანაფოკუსი“) ეწოდება (სურ. 55.4).



სურ. 55.3

გამბნევი ლინზიდან გამოსულ განშლად სხივებს თუ შევხედავთ, მოგვეჩვენება, რომ სინათლე გამოდის ამ სხივების გაგრძელების გადაკვეთის წერტილიდან (სურ. 55.3 ბ). მას გამბნევი ლინზის მთავარი წარმოსახვითი ფოკუსი ეწოდება (ამით ხაზგასმულია მისი განსხვავება „ნამდვილი“ ფოკუსისაგან, რომელიც მიიღება შემკრები ლინზიდან გამოსული სხივების გადაკვეთის შედეგად). შემკრები ლინზის მსგავსად, გამბნევი ლინზასაც აქვს მეორე წარმოსახვითი მთავარი ფოკუსი, რომელიც მის მეორე მხარესაა მოთავსებული. შემკრები ლინზის ფოკუსური მანძილი დადებითია, გამბნევის – უარყოფითი. ცხადია, რომ ლინზის ფოკუსური მანძილი დამოკიდებული უნდა იყოს ლინზის საკუთარ თვისებებზე – მისი მასალის გარდატეხის მაჩვენებელზე და შემომსახდრელი სფერული ზედაპირების R_1 და R_2 რადიუსებზე. შეიძლება ჩვენება, რომ ეს დამოკიდებულება მოცემულია თანაფარდობით:



სურ. 55.4

$$\frac{1}{F} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad \text{ს6}$$

$$F = \frac{R_1 R_2}{(n-1)(R_1 + R_2)}. \quad (55.1)$$

(55.1) გვიჩვენებს, რომ რაც ნაკლებია

R_1 და R_2 (ე.ი. რაც უფრო ამოხნეკილია

ლინზა) და მეტია n , მით ნაკლებია F .

სხვადასხვა ლინზების ოპტიკური თვისებების დასახასიათებლად, მათ შორის სათვალის მინების კლასიფიკაციისათვის, სარგებლობენ ოპტიკური ძალის ცნებით.

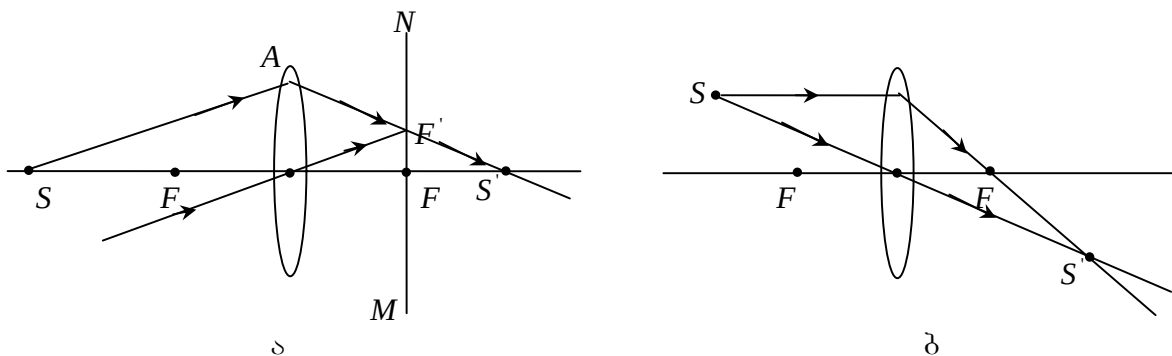
ლინზის ოპტიკური ძალა ეწოდება მისი ფოკუსური მანძილის შებრუნებულ სიდიდეს: $D = \frac{1}{F}$.

რაც ნაკლებია F , მით უფრო ძლიერად გარდატეხს ლინზა სხივებს და მით მეტია მისი ოპტიკური ძალა. მაშასადამე, ოპტიკური ძალა არის ლინზის გარდატეხის უნარის მაჩვენებელი.

ფოკუსური მანძილის ნიშნის შესაბამისად, შემკრები ლინზის ოპტიკური ძალა დადებითია, გამბნევის – უარყოფითი.

ოპტიკური ძალის ერთეულია დიოპტრი. დიოპტრი არის ისეთი ლინზის ოპტიკური ძალა, რომლის ფოკუსური მანძილი ერთი მეტრია. (ასე მაგალითად, შემკრები ლინზის ოპტიკური ძალა, რომლის ფოკუსური მანძილია 20 სმ, არის 5 დიოპტრი).

განვიხილოთ (მნათი) წერტილის გამოსახულების აგება შემკრებ ლინზაში. თეორიულად მტკიცდება და ცდაც ადასტურებს, რომ ერთი მნათი წერტილიდან გამოსუ-



სურ. 55.5

ლი პარაქსიალური სხივები* ლინზაში გავლის შემდეგ იკრიბება ისევ ერთ წერტილში, რომელსაც მნათი წერტილის გამოსახულება ეწოდება. ამიტომ, წერტილის გამოსახულების ასაგებად საკმარისია ვიპოვოთ მისგან გამოსული თუნდაც ორი სხივის გადაკვეთის წერტილი მათი ლინზაში გავლის შემდეგ. ასეთ ორ სხივად, როგორც წესი, იღებენ ე.წ. „მოსახერხებელ“ სხივებს, ანუ ისეთ სხივებს, რომელთა სვლა ლინზაში ცნობილია. ესენია: 1. სხივი, რომელიც ვრცელდება ოპტიკური ღერძის გასწვრივ და მაშასადამე, გარდატეხას არ განიცდის და 2. (მთავარი) ოპტიკური ღერძის

* სხივები, რომლებიც ოპტიკურ ღერძთან მცირე კუთხეებს ადგენენ.

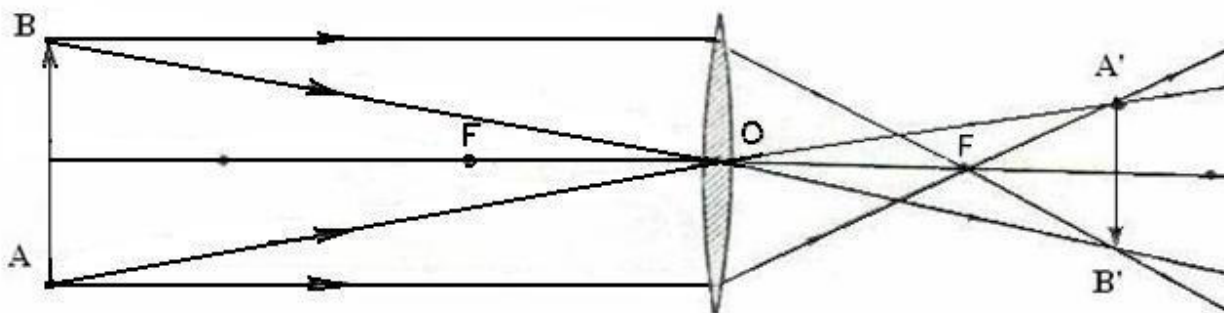
პარალელური სხივი, რომელიც ლინზაში გარდატეხის შემდეგ გადის (მთავარ) ფოკუსში. (55.5) სურათზე ნაჩვენებია მთავარ ოპტიკურ ღერძზე (ა) და მის გარეთ (ბ) მოთავსებული S წერტილის გამოსახულების (S') აგება.

როდესაც წერტილი მოთავსებულია მთავარ ოპტიკურ ღერძზე, საქმეს აძნელებს ის, რომ ორივე მოსახერხებელი სხივი ერთიანდება და მთავარ ოპტიკურ ღერძს ემთხვევა. ამიტომ, წერტილიდან გამოსული სხივის სვლის დასადგენად საჭირო ხდება ოპტიკური თანადერძის გავლება.

§56. ლინზის ფორმულა. გამოსახულების აგება ლინზაში.

როგორც წინა პარაგრაფში აღვნიშნეთ, საგნის რომელიმე ერთი წერტილიდან გამოსული პარაკსიალური სხივები ლინზაში გავლის შემდეგ აგრეთვე ერთ წერტილში იკვეთება. ლინზის სწორედ ეს თვისება განაპირობებს მისი საშუალებით საგნის ნებისმიერი წერტილისა და, მაშასადამე, მთელი საგნის გამოსახულების მიღებას.

საგნის გამოსახულების მისაღებად საკმარისია ავაგოთ მისი ორი კიდურა A და B წერტილის გამოსახულება (სურ. 56.1), რისთვისაც ვიყენებთ ჩვენთვის ცნობილ მოსახერხებელ სხივებს. ხშირად საგანს ათავსებენ ოპტიკურ ღერძს ზემოთ, როგორც ეს სურ. 56.2-ზეა წარმოდგენილი.



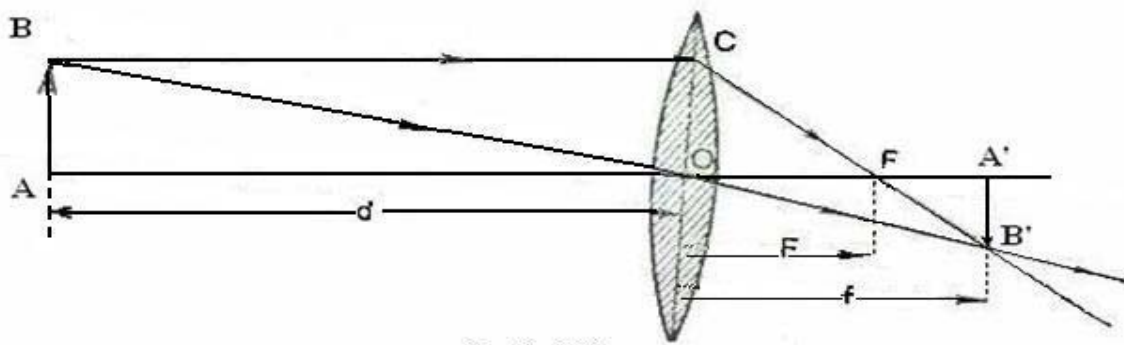
სურ. 56.1

თხელი ლინზის თვისებები ძირითადად მისი ფოკუსების განლაგებით განისაზღვრება. ეს ნიშნავს, რომ თუ ვიცით ლინზის ფოკუსური მანძილი (F) და მანძილი საგნიდან ლინზამდე (d), გავიგებთ მანძილს გამოსახულებიდან ლინზამდე (f) ისე, რომ არ დაგვჭირდება სხივების სვლის განხილვა ლინზაში. ფორმულას, რომელიც ამყარებს დამოკიდებულებას d , F და f სიდიდეებს შორის, ლინზის ფორმულა ეწოდება. მივიღოთ იგი. ამისათვის მივმართოთ 56.2 სურათს, რომელზედაც $A'B'$ არის AB საგნის გამოსახულება.

სურათიდან ჩანს, რომ FOC და $FA'B'$ მართკუთხა სამკუთხედები მსგავსია, რის გამოც შეიძლება დაიწეროს თანაფარდობა

$$\frac{OC}{A'B'} = \frac{OF}{FA'}. \quad (56.1)$$

ასევე, ABO და $A'B'O$ მართკუთხა სამკუთხედების მსგავსებიდან გამომდინარეობს თანაფარდობა



სურ. 56.2

$$\frac{AB}{A'B'} = \frac{AO}{A'O}. \quad (56.2)$$

მაგრამ $AB = OC$, რის გამოც (56.1) და (56.2) ტოლობების მარცხენა ნაწილები ტოლია, ამიტომ ტოლი იქნება მათი მარჯვენა ნაწილებიც:

$$\frac{OF}{FA'} = \frac{AO}{A'O}.$$

მაგრამ $OF = F$, $FA' = f - F$; $AO = d$ და $A'O = f$; ამიტომ გვექნება

$$\frac{F}{f - F} = \frac{d}{f},$$

საიდანაც

$$fF + Fd = fd.$$

მიღებული ტოლობის გაყოფით fFd ნამრავლზე მივიღებთ **ლინზის ფორმულას**:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}. \quad (56.3)$$

d , f და F მანძილების ათვლა ხდება ლინზის ოპტიკური ცენტრიდან. ამოზნექილი ლინზის შემთხვევაში d და F სიდიდეები ყოველთვის დადებითია, f -ის სიდიდე კი წარმოსახვითი გამოსახულების შემთხვევაში უარყოფითია. იგი აითვლება ლინზის ცენტრიდან იმავე მხარეს, საითაც d . გამბნევი ლინზის შემთხვევაში უარყოფითია როგორც f , ასევე F .

თუ 56.3-ში შევიტანთ $\frac{1}{F}$ -ის მნიშვნელობას (55.1)-დან, მივიღებთ ლინზის

ზოგად ფორმულას:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right).$$

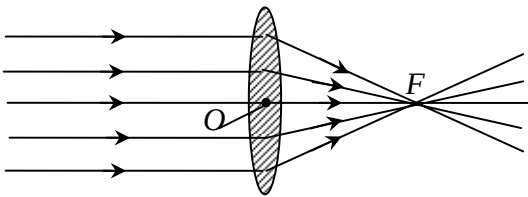
გამოსახულების წრფივი ზომის შეფარდებას საგნის წრფივ ზომასთან ლინზის წრფივი გამაღიდეებლობა ეწოდება.

$$K = \frac{A'B'}{AB}, \text{ ან } (56.2)\text{-ის თანახმად, } K = \frac{f}{d}.$$

განვიხილოთ ამოზნექილ ლინზაში გამოსახულების აგების სხვადასხვა შემთხვევები. უნდა აღინიშნოს, რომ არსებობს საგნის (და, მაშასადამე, გამოსახულებისა) მდებარეობის მხოლოდ ექვსი განსხვავებული ვარიანტი. გამოსახულების მდებარეობა განვსაზღვროთ როგორც გეომეტრიული აგებით, ისე ანალიზურად – ლინზის ფორმულის გამოყენებით. ამისათვის ლინზის ფორმულას ვუცვალოთ სახე:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}, \quad \text{ან} \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{F} - \frac{1}{d} = \frac{d-F}{Fd},$$

საიდანაც

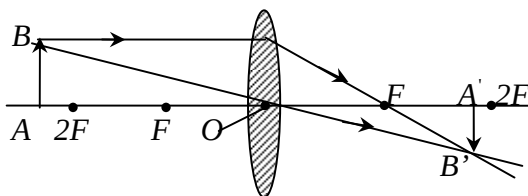


$$f = \frac{Fd}{d-F} = \frac{F}{1-\frac{F}{d}}. \quad (56.4)$$

1. საგანი მოთავსებულია უსასრულობაში, ე.ი. $d = \infty$. მაშინ $\frac{F}{d} = 0$ და (56.4)-ის თანახმად $f = F$. ე.ი. თუ საგანი მდებარეობს

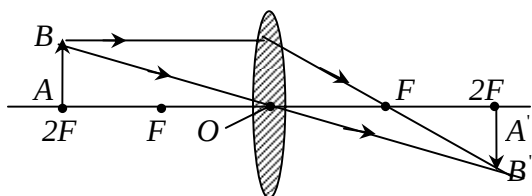
უსასრულობაში, გამოსახულება მიიღება ფოკუსში. გამაღიდეებლობა $K = \frac{f}{d} = 0$.

მართლაც, უსასრულოდ დაშორებული საგნიდან წამოსული სხივები პარალელური არიან, რომლებიც ლინზაში გავლის შემდეგ იკვეთებიან ფოკუსში.



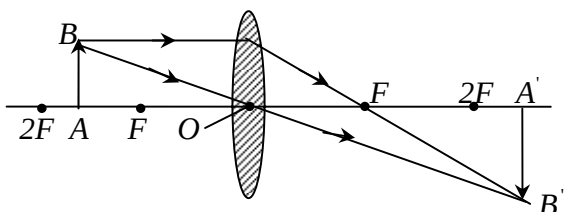
2. საგანი მდებარეობს ორმაგ ფოკუსს გარეთ (ჩვეულებრივ, ასეთი მდებარეობა აქვს საგანს ფოტოგრაფირების დროს): $d > 2F$. მაშინ $\frac{F}{d} < \frac{1}{2}$, $1 - \frac{F}{d} > \frac{1}{2}$ და $f < 2F$.

$K = \frac{f}{d} < 1$. ე.ი. თუ საგანი მდებარეობს ორმაგ ფოკუსს გარეთ, გამოსახულება მიიღება ორმაგ ფოკუსს შიგნით. გამოსახულება არის ნამდვილი, შებრუნებული და შემცირებული.



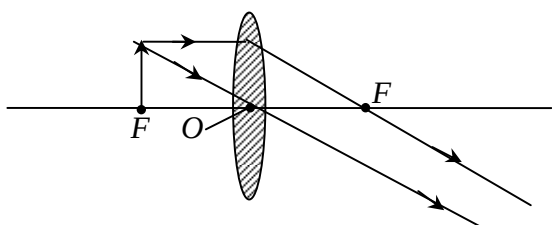
3. საგანი მდებარეობს ორმაგ ფოკუსს ში: $d = 2F$. მაშინ $\frac{F}{d} = \frac{1}{2}$, $1 - \frac{F}{d} = \frac{1}{2}$ და $f = 2F$. $K = \frac{f}{d} = 1$. ე.ი. თუ საგანი მდებარე-

ობს ორმაგ ფოკუსში, გამოსახულებაც მიიღება ორმაგ ფოკუსში. გამოსახულება არის ნამდვილი, შებრუნებული და იმავე ზომის.



4. საგანი მდებარეობს ფოკუსსა და ორმაგ ფოკუსს შორის. $d < 2F$. მაშინ $\frac{F}{d} > \frac{1}{2}$, $1 - \frac{F}{d} < \frac{1}{2}$ და $f > 2F$. $K = \frac{f}{d} > 1$. ე.ი. თუ საგანი მდებარეობს ორმაგ ფოკუსს

შიგნით, გამოსახულება მიიღება ორმაგ ფოკუსს გარეთ. გამოსახულება არის ნამდვილი, შებრუნებული და გადიდებული (მე-4-ე შემთხვევა მე-2-ის შექცევადია).

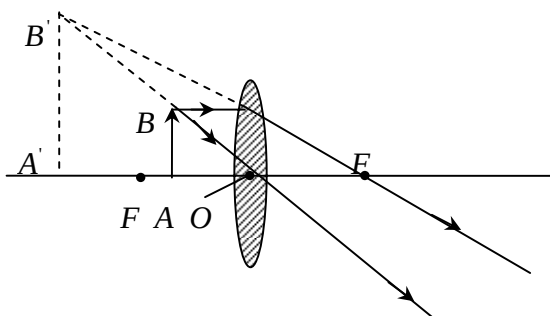


5. საგანი მდებარეობს ფოკუსს ში: $d = F$.

მაშინ $\frac{F}{d} = 1$, $1 - \frac{F}{d} = 0$ და $f = \infty$. $K = \frac{f}{d} = \infty$.

ე.ი. თუ საგანი მდებარეობს ფოკუსში, გამოსახულება მიიღება უსასრულობაში. მართლაც, როგორც აგებიდან ჩანს, ღინზიდან

გამოდის პარალელური სხივები, რომლებიც არ გადაიკვეთება (ან, როგორც მათემატიკაშია მიღებული, გადაიკვეთება უსასრულობაში).

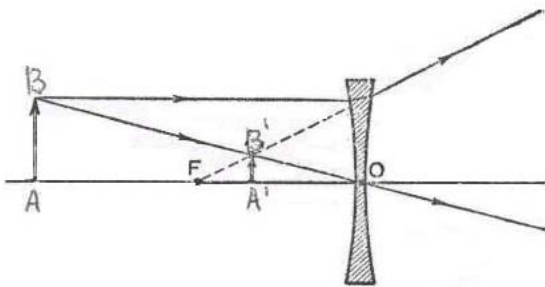


6. საგანი მდებარეობს ფოკუსს შიგნით:

$d < F$. მაშინ $\frac{F}{d} > 1$, $1 - \frac{F}{d} < 0$ და $f < \infty$. ეს

ნიშნავს იმას, რომ გამოსახულება მდებარეობს ღინზის იმავე მხარეს, სადაც საგანია მოთავსებული, ანუ იგი წარმოსახვითია. ეს კარგად ჩანს აგებიდანაც. ე.ი. როცა საგანი მოთავსებუ-

ლია ფოკუსს შიგნით, გამოსახულება მიიღება წარმოსახვითი, პირდაპირი და გადიდებული.



გამოსახულების აგება ჩაზნექილ ლინზაში.

როგორც აგებიდან ჩანს, ჩაზნექილ ლინზაში გამოსახულება ყოველთვის (სადაც არ უნდა მდებარეობდეს საგანი) მიიღება წარმოსახვითი, პირდაპირი და შემცირებული.

§57. ლინზის (ოპტიკური სისტემების) დეფექტები.

წინა პარაგრაფში ვნახეთ, რომ პარაქსიალური სხივების შემთხვევაში გამოსახულება მიიღება ყოველგვარი დამახინჯების გარეშე, რაც იმის შედეგია, რომ საგნის ყოველ წერტილს („წერტილოვან საგანს“) შეესაბამება წერტილოვანი გამოსახულება. ასეთ გამოსახულებას **სტიგმატური ეწოდება**.* მაგრამ პარაქსიალურ სხივებთან საქმე გვაქვს მცირე ზომის ლინზების შემთხვევაში. მათი გამოყენება კი ქმნის გარკვეულ უხერხულობას, ვინაიდან მცირე ზომის ლინზა ატარებს მცირე სინათლის ნაკადს და ეკრანის ან ფოტოფირის განათება მიიღება სუსტი. ამიტომ პრაქტიკაში ჩვეულებრივ იყენებენ დიდი ზომის ლინზებს. ეს კი იწვევს სხივების პარაქსიალურობის დარღვევას, რის გამოც გამოსახულება მიიღება სხვადასხვა დამახინჯებით. ყველა ეს დამახინჯება გაერთიანებულია ერთი სახელწოდებით – „ლინზის დეფექტები“. განვიხილოთ ზოგიერთი მათგანი.

1. **სფერული აბერაცია.**** ამ დამახინჯების არსი ადვილად გაიგება §54-ში მიღებული ფორმულის საშუალებით:

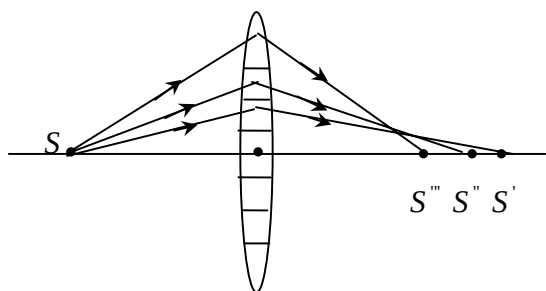
$$\delta = \alpha(n-1) \quad (57.1)$$

სადაც δ არის სამწახნაგა პრიზმაში გავლისას სხივის დახრის კუთხე, α – პრიზმის გარდამტეხი კუთხე, n – პრიზმის მასალის გარდატეხის მაჩვენებელი. ვიცით, რომ ამოზნექილი ლინზა წარმოადგენს ფუძეებით მიდგმული სამწახნაგა პრიზმების

* სტიგმა ბერძნულად ნიშნავს წერტილს. სტიგმატური, ე.ი. წერტილოვანი. შესაბამისად ასტიგმატურის ნიშნავს არაწერტილოვანს. გამოსახულება ასტიგმატურია, ე.ი. დამახინჯებულია.

** სიტყვა აბერაცია ლათინური წარმოშობისაა და ნიშნავს გადახრას, გადახვევას. ოპტიკური ხელსაწყოების შემთხვევაში აბერაცია ნიშნავს გამოსახულების გაბუნდოვანებას ან დამახინჯებას. აქვე აღვნიშნოთ, რომ ასტრონომიაში აბერაცია ნიშნავს ცის თაღზე ვარსკვლავების მოჩვენებით გადახრას, რაც გამოწვეულია დედამიწის მოძრაობით.

ერთობლიობას, რომელთა გარდამტეხი კუთხეები ცენტრიდან წვეროსაკენ მოძრაობისას განუწყვეტლივ იზრდება. ეს კი იწვევს იმას, რომ ღინზის სხვადასხვა ნაწილებში



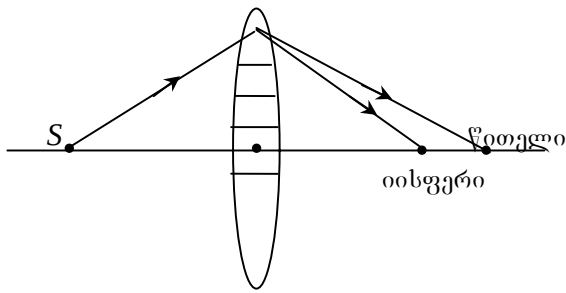
სურ. 57.1

ხეს ეწოდება სფერული აბერაცია, თუმცა იგი დამახასიათებელია არა მარტო სფერული ზედაპირებისათვის.

2. ქრომატული აბერაცია. ამ დამახინჯების აუცილებლობაც გამომდინარეობს (57.1) ფორმულიდან, რომლის თანახმადაც δ დამოკიდებულია გარდატეხის მაჩვენებელზე. ცნობილია, რომ თეთრი სინათლე რთულია და ის შედგება შვიდი სხვადასხვა ფერისაგან. სხვადასხვა ფერის სხივები პრიზმაში გავლისას სხვადასხვანაირად გარდატეხიან – ყველაზე მეტად გარდატეხება იისფერი, ყველაზე ნაკლებად – წითელი. სინათლის ელექტრომაგნიტური თეორიის თანახმად, სინათლის ფერს განსაზღვრავს ტალღის სიგრძე. ე.ი. გარდატეხის მაჩვენებელი დამოკიდებული ყოფილა ტალღის სიგრძეზე:

$$n = f(\lambda). \quad (57.2)$$

(57.2) ფორმულას ეწოდება დისპერსიის ფორმულა, ხოლო თეთრი სინათლის ფერებად დაშლას პრიზმაში გავლისას – დისპერსიის მოვლენა. ცხადია, რომ თუ ღინზას დაეცა თეთრი სინათლე, მოხდება მისი ფერებად გაშლა – ყველაზე ძლიერად გარდატეხება იისფერი, ყველაზე სუსტად – წითელი (სურ. 57.2), რის გამოც წერტილის გამოსახულება ოპტიკურ ღერძზე მიიღება არა წერტილის, არამედ გარკვეული სიგრძის შეფერადებული წრფის სახით, ხოლო ღერძის მართობულად დაყენებულ ეკრანზე – ფერადი რგოლების სახით. გამოსახულების დამახინჯების განხილულ სახეს ეწოდება ქრომატული აბერაცია. როგორც სფერულ, ასევე ქრომატულ აბერაციას ებრძვიან იმით, რომ იყენებენ არა ერთ ღინზას, არამედ სხვადასხვა სახის შემკრები და გამზნევი ღინზების კომბინაციას.

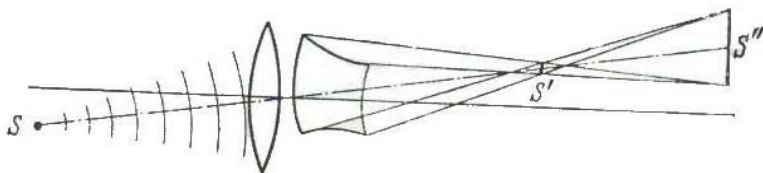


სურ. 57.2

3. **ასტიგმატიზმი.** სფერული აბერაცია არის კერძო შემთხვევა ლინზის (ოპტიკური სისტემის) უფრო ზოგადი დეფექტისა (დამახინჯებული გამოსახულების მიღებისა), რომელსაც ასტიგმატიზმი ეწოდება. ასტიგმატიზმი იმის შედეგია, რომ სინათლის ტალღის სფერული ზედაპირი ოპტიკურ სისტემაში გავლის შემდეგ დეფორმირდება და კარგავს სფერულობას.

ანსხვავებენ ასტიგმატიზმის ორ სახეს. პირველი მიიღება მაშინ, როცა სხივები, რომლებიც ეცემიან ლინზას, მთავარ ოპტიკურ ღერძთან ადგენენ დიდ ($30-40^\circ$) კუთხეებს (ირიბი სხივების ასტიგმატიზმი).

განვიხილოთ გარდატეხა სხივებისა, რომლებიც გამოდიან ლინზის მთავარი ოპტიკური ღერძიდან მოშორებით მოთავსებული S წყაროდან (სურ. 57.3). გარდატეხამდე სხივები ვრცელდებიან S წერტილიდან რადიუსების გასწვრივ (ჰომოცენტრული სხივები) და მათდამი მართობული ტალღური ზედაპირები მკაცრად სფერულია. გარდატეხის შემდეგ კი ზედაპირი კარგავს სფერულ ფორმას და იძენს ორნაირ სიმრუდეს. ტალღური ზედაპირის ორნაირი სიმრუდის გამო ლინზიდან გამოსული სინათლის კონა კარგავს ჰომოცენტრულობას და იკრიბება არა ერთ წერტილში, არამედ ერთმანეთისაგან დაშორებულ ურთიერთ-



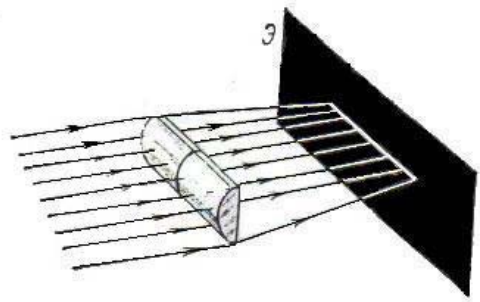
სურ. 57.3

მართობ S' და S'' მონაკვეთებზე. თუ S' და S'' მონაკვეთებს შორის, ან მათ გარეთ, სხივის მართობულად მოვათავსებთ ეკრანს, მასზე მივიღებთ არაწესიერი

ფორმის ბუნდოვან ლაქას, რომელიც გადადის ჰორიზონტალურ S' მონაკვეთში, როცა ეკრანს გადავანაცვლებთ მარცხნივ, ამ წირის მოთავსების ადგილას და S'' ვერტიკალურ მონაკვეთში, როცა ეკრანს გადავაადგილებთ მარჯვნივ.

ასტიგმატიზმის მეორე სახეს ადგილი აქვს მაშინ, როცა დარღვეულია თვით ოპტიკური სისტემის (ღერძული) სიმეტრია სინათლის კონის მიმართ. ამას ადგილი აქვს, მაგალითად, ცილინდრული ლინზის შემთხვევაში. თუ ცილინდრულ L ლინზას დავცემთ მთავარი ოპტიკური ღერძის პარალელურ სხივთა კონას, მაშინ, ვინაიდან

ლინზა სხივებს გარდატეხს მხოლოდ ცილინდრის მსახველის მართობულად, ლინზის ფოკალურ სიბრტყეში მოთავსებულ Ξ ეკრანზე მიიღება წრფე და არა წერტილი, რომელიც მიიღებოდა ლინზა რომ სფერული ყოფილიყო (სურ. 57.4). თუ ასეთი ლინზის საშუალებით გამოვსახავთ ეკრანზე წერილი მავთულისაგან დამზადებულ კვადრატულ უჯრედებიან ბადეს (სურ. 57.5 ა), ეკრანზე უფრო მკვეთრად გამოჩნდება ცილინდრის მსახველის პარალელური წირები (სურ. 57.5ბ).



სურ. 57.4

ასტიგმატიზმის თავიდან ასაცილებლად ქმნიან რთულ ოპტიკურ სისტემებს,* რომლებიც შეიცავს ისეთ ლინზებს, რომ ხდება მათ მიერ წარმოქმნილი ასტიგმატიზმის ურთიერთკომპენსირება. ასტიგმატიზმისაგან თავისუფალ ასეთ სისტემებს ანასტიგმატები ეწოდება.

ასტიგმატიზმი დამახასიათებელია ადამიანის თვალისთვისაც, რაც იმით დასტურდება, რომ ადამიანი ვერ ხედავს თანაბრად მკვეთრად ურთიერთმართობი წირების სისტემას გამოსაცდელ ტაბლოზე. თვალის ასტიგმატიზმი განპირობებულია თვალის შექმნეხი აპარატის ნაკლოვანებით და გამოწვეულია რქოვანას, უფრო იშვიათად ბროლის, უთანაბრო სიმრუდით. მხედველობის ამ ნაკლის ნაწილობრივი ან სრული გამოსწორება შესაძლებელია ცილინდრულ მინებიანი სათვალით ან კონტაქტური ლინზებით.



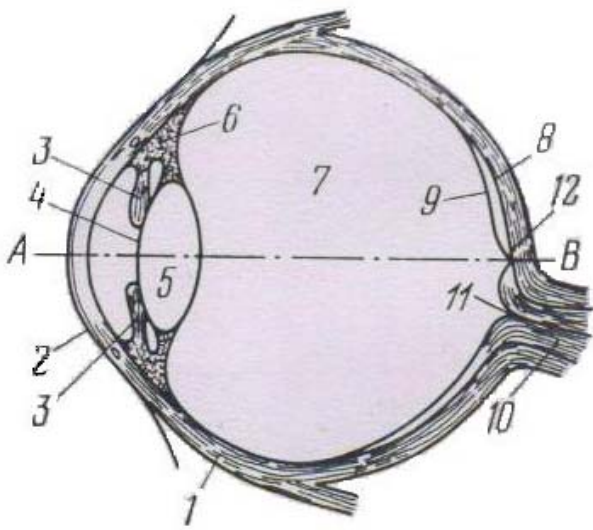
ა ბ
სურ. 57.5

§58. თვალი. მხედველობა

58.1. სურათზე მოცემულია ადამიანის თვალის პორიზონტალური ჭრილი. თვალს თითქმის სფეროს ფორმა ქვს. მისი დიამეტრი დაახლოებით 2,5 სმ-ია.** თვალის კაკალი გარედან გარშემორტყმულია სამი გარსით. გარეთა, მყარ და მტკიცე, თეთრი ფერის, სინათლისადმი გაუმჭვირ (1) გარსს ეწოდება სკლერა და იგი იცავს თვალის შიგა ნაწილს მექანიკური დაზიანებისაგან. წინა ნაწილში სკლერა ამოზურცული და

* თხელი ლინზა წარმოადგენს უმარტივეს ოპტიკურ სისტემას.

** ზრდასრული ადამიანის „თვალის სიგრძე“ (წინა-უკანა ზომა) საშუალოდ 24,3 მმ-ია, პორიზონტალური ზომა – 23,6 მმ, ხოლო ვერტიკალური – 23,4 მმ.



სურ. 58.1

გამჭვირვალეა და მას რქოვანა ეწოდება (2). იგი თამაშობს ერთგვარი სარკმლის როლს, რომლის გავლითაც სინათლე ხედება ხედება თვალში. სკლერასა და რქოვანას საზღვარზე მდებარეობს ე.წ. შლემის არხი,* რომლითაც თვალშია სითხე გარეთ გამოედინება. ამ არხის დახშობა იწვევს თვალის შიგნით წნევის მომატებას, რასაც მოყვება თვალის მძიმე დაავადება – გლაუკომა. სკლერას შიდა მხრიდან აკრავს სისხლძარღვოვანი გარსი (8), რომელიც მოფენილია თვალის მასაზრდოებელი სისხლძარღვებით.

ეს მეორე გარსი თვალის წინა ნაწილში გადადის ფერად გარსში ანუ ირისში (3), რომელიც სხვადასხვა ადამიანებში სხვადასხვა ფერადაა შეფერილი და მაშასადამე, განაპირობებს ადამიანის თვალის ფერს. ფერადი გარსის ცენტრში არის ხვრეტი – გუგა (4), რომლის დიამეტრი ფერად გარსში არსებული კუნთების საშუალებით რეფლექსურად (ე.ი. გონების ჩაურევლად, უნებურად) იცვლება 2მმ-დან (ძლიერი განათების დროს), 8 მმ-მდე (სუსტი განათების დროს).**

თვალის მესამე, ყველაზე შიგნითა გარსია ბაღურა ანუ ბადისებრი გარსი (9), რომელიც წარმოადგენს მხედველობის ნერვის (10) განშტოებებს ჩხირების ან კოლბების სახის ნერვული დაბოლოებებით. ისინი წარმოადგენს სინათლის აღმქმელ ელემენტებს (რეცეპტორებს) – სინათლის მიერ ამ დაბოლოებათა გაღიზიანება ჩვენში იწვევს სინათლის შეგრძნებას.*** ბაღურას ნახევარსფეროს ფორმა აქვს – იგი ფარავს თვალის მთელ ფსკერს, გარდა მისი წინა ნაწილისა. მხედველობის ნერვის გამოსვლის ადგილას (11) სინათლისადმი მგრძნობიარე უჯრედები არ არის. ამ ადგილ ბრმა ლაქა (ბრმა ხალი) ეწოდება. ბრმა ლაქის მახლობლად საფეთქლის მხრისკენ, არის ყვითელი ლაქა (ყვითელი ხალი), რომელიც ცენტრში ჩაღრმავებულია (12). ყვითელი ლაქა და განსაკუთრებით მისი ღრმული, სინათლისადმი ყველაზე მგრძნობიარე ადგილებია ბაღურაზე (ყვითელი ლაქის პორიზონტალური ზომაა 1-3 მმ, ვერტიკალური – 0,8 მმ).

* პირველად აღწერა გერმანელმა ანატომმა შლემმა.

** ეს პროცესი ფოტოპარატის დიაფრაგმის ცვლილების მსგავსია.

*** რეცეპტორების გაღიზიანებისას წარმოიქმნება ელექტრული იმპულსები, რომლებიც მხედველობის ნერვის ბოჭკოების საშუალებით გადაეცემა თავის ტვინს და ჩვენ შევიგრძნობთ სინათლეს.

გუგის უკან მოთავსებულია ბროლი (5) – ლინზის მსგავსი ფენოვანი გამჭვირვალე სხეული. მისი დიამეტრია 8-10 მმ, ხოლო სისქე ~3,6 მმ. სპეციალური კუნთი (6), რომელიც გარს არტყია, რეფლექსურად ცვლის ბროლის ფორმას, ხდის რა უფრო ამოზნექილს (ე.ი. ამცირებს ფოკუსურ მანძილს) ახლოს მყოფი საგნების დანახვისათვის და პირიქით.

სივრცე რქოვანასა და ბროლს შორის, რომელსაც თვალის წინა კამერა ეწოდება, ავსებულია წყალწყალა სითხით, ხოლო თვალის დანარჩენი ნაწილი (7) ანუ ბროლის უკანა სივრცე, რომელსაც თვალის უკანა კამერა ეწოდება, უკავია გამჭვირვალე, ნახევრად თხევად მინისებრ სხეულს. წყალწყალა სითხისა და მინისებრი სხეულის გარდატეხის მაჩვენებლები ერთნაირია და უდრის 1,336-ს. რქოვანას გარდატეხის მაჩვენებელი 1,376-ია, ხოლო ბროლის გარდატეხის მაჩვენებელი საშუალოდ უდრის 1,437-ს (ბროლის სხვადასხვა ფენების სიმკვრივე სხვადასხვაა).

პირდაპირი ხედვის ღერძი AB განსაზღვრავს ყველაზე უფრო შუქმგრძნობიარე მიმართულებას და გადის ბროლისა და ყვითელი ლაქის ღრმულის ცენტრებზე. იგი რამდენადმე აცდენილია (დახრილია 5° -ით) მთავარ ოპტიკურ ღერძს (სიმეტრიის ღერძს), რომელიც გადის რქოვანას, გუგის და ბროლის გეომეტრიულ ცენტრებზე (სურათზე ნაჩვენებია არ არის). ეს იმით არის გამოწვეული, რომ ყვითელი ლაქა მოთავსებულია არა ბადურას ცენტრში, არამედ წანაცვლებულია საფეთქლისაკენ.

ბადურაზე შუქმგრძნობიარე ელემენტების – ჩხირების და კოლბების რაოდენობა სხვადასხვაა (შესაბამისად 130000000 და 7000000). სხვადასხვა მათი ფუნქციებიც. ჩხირები უფრო შუქმგრძნობიარე ელემენტებია, ისინი აღიქვამენ სუსტ სინათლეს, ხოლო კოლბების მეშვეობით ხდება ძლიერი სინათლის აღქმა და ფერების გარჩევა.* სუსტი განათებით კოლბები ვერ ღიზიანდება. ამის გამო, ბინდში ან ღამით მხედველობა ხორციელდება ჩხირებით. ამასთან, საგნები განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან სიკაშკაშით, ხოლო მათი ფერების განსხვავება არ აღიქმება (ჩანან ერთფეროვნად).

კოლბების მგრძნობიარობა სხვადასხვაა ფერების მიმართ სხვადასხვაა. იუნგისა და ჰელმჰოლცის თეორიის თანახმად, არსებობს კოლბების სამი სახე, რომელთაგან ერთი განსაკუთრებით მგრძნობიარეა წითელი ფერის მიმართ, მეორე – მწვანე ფერის მიმართ, ხოლო მესამე – ლურჯი ფერის მიმართ. თუ თვალში ზემოთ ჩამოთვლილი ფერებიდან ერთი რომელიმე ფერი მოხვდა, იგი გამოიწვევს შესაბამისი კოლბების გა-

* ღამის არსებების – ბუ, ღამურა, აგრეთვე კატა – ბადურა უმეტესად ჩხირებს შეიცავს, დღის არსებების, მაგ. ქათმის ბადურა კი ძირითადად კოლბებისაგან შედგება. ამიტომაც, რომ ქათამი სიბნელეში ვერ ხედავს. აქედან ტერმინი – „ქათმის სიბრმავე“

ლიზიანებას და ჩვენ აღვიქვამთ ამ ფერის სინათლეს. საშუალოდ ფერის სხივის მოხვედრისას კი ღიზიანდება, ამასთან, სხვადასხვა ინტენსივობით, ორივე ძირითადი მეზობელი ფერის შესაბამისი კოლბები. მაგალითად, თვალში იმ ფერების მოხვედრისას, რომლებიც მდებარეობს წითელსა და მწვანეს შორის, ღიზიანდება (ყოველ ცალკეულ შემთხვევაში სხვადასხვა ინტენსივობით) ამ ძირითადი ფერების შესაბამისი კოლბები.*

თუ კოლბები არასწორად ფუნქციონირებენ, ადამიანი ზოგიერთ ფერს ვერ არჩევს ერთმანეთისაგან. ყველაზე ხშირად ასეთი ადამიანი ვერ არჩევს წითელ ფერს მწვანისაგან. ეს მოვლენა შეისწავლა ცნობილმა ინგლისელმა ქიმიკოსმა დალტონმა, რომელსაც ქონდა მხედველობის ეს ნაკლი. აქედან წარმოიშვა მისი სახელწოდება – დალტონიზმი.

ბადურაზე ჩხირები და კოლბები არათანაბრადაა განაწილებული: პერიფერიაზე, სადაც უმეტესწილად ჩხირებია, მათი განაწილების სიმკვრივე მცირეა და მხედველობის ნერვის თითოეული ბოჭკო მიერთებულია ამ რეცეპტორების დიდ რიცხვთან. ყვითელი ლაქის მიმართულებით რეცეპტორების სიმკვრივე თანდათან მატულობს (ძირითადად კოლბების ხარჯზე) და ყვითელ ლაქაზე, განსაკუთრებით კი მის ღრმულში, ხდება მაქსიმალური. აქ, სადაც უმეტესწილად კოლბებია, თითოეულ რეცეპტორზე მოდის თითო ნერვული ბოჭკო.**

სისტემატური გამოკვლევების შედეგად დადგინდა, ნორმალური თვალის პარამეტრების საშუალო მნიშვნელობები. კერძოდ, დაუძაბავი თვალისათვის, წინა და უკანა ფოკუსური მანძილებისათვის ეს მნიშვნელობები შესაბამისად არის 17,1 მმ და 22,8 მმ. მანძილების განსხვავება იმით არის გამოწვეული, რომ გარემო, სადაც მოთავსებულია საგანი (ჰაერი, $n=1$) განსხვავდება გარემოსაგან, სადაც მიიღება გამოსახულება (მინისებრი სხეული, $n=1,336$). ეს მანძილები აკომოდაციის შედეგად (იხ. ქვემოთ) იცვლება. ამიტომ, მთლიანობაში თვალის ოპტიკური სისტემა შეიძლება განვიხილოთ როგორც შემკრები ღინზა, რომელსაც აქვს ცვლადი ფოკუსური მანძილი და უცვლელი „სიდრმე“ (მანძილი ოპტიკური ცენტრიდან ეკრანამდე). ეკრანის როლს ასრულებს ბადურა, რომელიც თანხვდება ფოკალურ სიბრტყეს.

ასეთი მცირე წინა ფოკუსური მანძილის გამო საგანი ყოველთვის იმყოფება ორმაგ ფოკუსზე გაცილებით უფრო შორს, პრაქტიკულად უსასრულობაში, ამიტომ საგნის მკაფიო გამოსახულება მიიღება ფოკალურ სიბრტყეში ანუ ბადურაზე. საგნის

* თეორიას, შესაძლოა საფუძვლად დაედო ექსპერიმენტული ფაქტი: წითელი, მწვანე და ლურჯი ფერების შერევით მიიღება სპექტრის ნებისმიერი ფერი.

** საშუალოდ, მთელი ბადურის მასშტაბით, ერთ ნერვულ ბოჭკოზე მოდის 140 რეცეპტორი.

თვალთან მიახლოებისას d მცირდება, ამიტომ f უნდა გაზრდილიყო და გამოსახულება უნდა დაშორებოდა ბადურას, რაც გამოიწვევდა მის გაბუნდოვნებას, მაგრამ ეს ასე არ ხდება, ვინაიდან, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, საგნის მიახლოებისას სპეციალური კუნთი რეფლექსურად ცვლის ბროლის ფორმას, ხდის მას უფრო ამოზნექილს, რის გამოც იგი უფრო ძლიერად გარდატეხს სხივებს და გამოსახულება რჩება ბადურაზე.

თვალის უნარს, ისე შეცვალოს ბროლის სიმრუდე, რომ საგნის გამოსახულება, მუდამ ბადურაზე დარჩეს და იყოს მკაფიო, აკომოდაცია ეწოდება. ესე იგი სხვადასხვა მანძილით დაშორებული საგნების მკაფიო გამოსახულების მიღება აკომოდაციის ანუ მანძილთან თვალის შეგუების გამო არის შესაძლებელი.

ახლომხედველობა და შორსმხედველობა. მანძილთან თვალის შეგუებას აქვს საზღვარი. ყოველ თვალს აქვს მკაფიო ხედვის შორეული და უახლოესი წერტილები. მკაფიო ხედვის შორეული წერტილი ისეთი მანძილით დაშორებული წერტილია, რომელზედაც თვალი საგანს ხედავს თვალის კუნთის დამშვიდებულ მდგომარეობაში. ხოლო მკაფიო ხედვის უახლოესი წერტილი ისეთი მანძილით დაშორებული წერტილია, რომელზედაც თვალი საგანს ხედავს თვალის კუნთის უდიდესი დაჭიმვის დროს. არსებობს კიდევ საუკეთესო ხედვის მანძილი. ეს ისეთი მანძილია საგნიდან თვალამდე, რომლის დროსაც თვალი ყველაზე უფრო ბევრ წვრილმანს ხედავს და ყველაზე ნაკლებად იღლება. ამ მანძილთა სიდიდის მიხედვით თვალები სამ ჯგუფად იყოფა: ნორმალური, ახლომხედველი და შორსმხედველი თვალები.

ნორმალური ეწოდება ისეთ თვალს, რომლისთვისაც მოსვენებულ მდგომარეობაში ანუ თვალის კუნთის დაუძაბავად, შორეული წერტილი მდებარეობს უსასრულობაში, ანუ რომელიც მასში შესულ პარალელურ სხივთა კონას აფოკუსირებს ბადურაზე. მანძილი უახლოეს წერტილამდე ასაკთან ერთად იზრდება: 10 წლამდე იგი ~10 სმ-ის ტოლია, 30 წლისთვის იზრდება 15 სმ-მდე, ხოლო 50 წლისათვის აღწევს 45-50 სმ-ს.* ამ მოვლენას მოხუცებულობის შორსმხედველობა ეწოდება. მისი გამოსწორება ხდება სათვალის საშუალებით (იხ. ქვემოთ). ნორმალური თვალისათვის საუკეთესო ხედვის მანძილი 25 სმ-ია. წვრილი დეტალების გასარჩევად, ხანმოკლე დროით, ეს მანძილი შეიძლება შემცირდეს (ცხადია აკომოდაციის საზღვრებში).

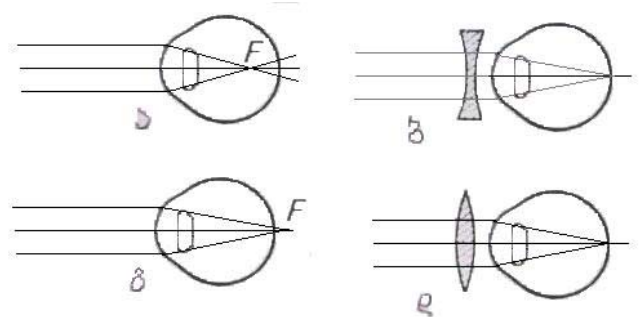
* მანძილის გაზრდა იმითაა გამოწვეული, რომ ასაკთან ერთად იზრდება ბროლის ფენების სიმკვრივე, რაც ამცირებს მათ ელასტიურობას და შეკუმშვის უნარს.

ახლომხედველი თვალი ეწოდება ისეთ თვალს, რომელშიც თვალის კუნთის დამშვიდებული, დაუძაბავი მდგომარეობის დროს ფოკუსი მდებარეობს თვალის კაკლის შიგნით, ბადურას წინ (სურ. 58.2 ა).

ასეთი თვალი დაშორებულ საგნებს ხედავს ბუნდოვნად. თვალის დაძაბვა მდგომარეობას კი არ აუმჯობესებს, არამედ აუარესებს, ვინაიდან ეს იწვევს ფოკუსის მიახლოებას ბროლთან და არა ბადურასთან.

ახლომხედველი თვალის შორეული წერტილი მდებარეობს არა უსასრულობაში, არამედ სასრულ მანძილზე.

საუკეთესო ხედვის მანძილი და უახლოესი წერტილის მანძილი მისთვის უფრო ნაკლებია, ვიდრე ნორმალური თვალისათვის (და დამოკიდებულია იმაზე, თუ რამდენად დიდია სიბეცე). ახლომხედველობის გამოსწორება ხდება ჩაზნექილლინზიანი სათვალის ტარებით (სურ. 58.2 ბ).



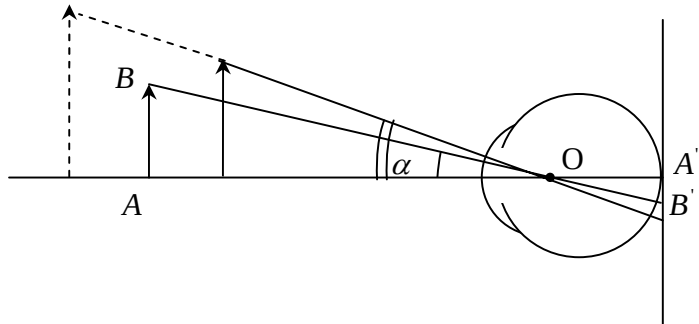
სურ. 58. 2

შორსმხედველი თვალი ეწოდება ისეთ თვალს, რომლის ფოკუსი თვალის კუნთის დაუძაბავი მდგომარეობის დროს მდებარეობს თვალის კაკლის გარეთ (სურ. 58.2 გ). ასეთი თვალისათვის შორეული წერტილი არ არსებობს, ხოლო უახლოესი წერტილის მანძილი დაახლოებით 30 სმ-ია. საუკეთესო ხედვის მანძილიც უფრო მეტია, ვიდრე ნორმალური თვალისათვის. შორსმხედველობის გამოსწორება ხდება ამოზნექილლინზიანი სათვალის გამოყენებით (სურ. 58.2დ).

ახლომხედველობა შეიძლება გამოიწვიოს თვალის სიგრძის მეტმა, ხოლო შორსმხედველობა – ნაკლებმა მნიშვნელობამ ნორმალურთან შედარებით. ნორმალური მნიშვნელობიდან ერთი მილიმეტრის ფარგლებში გადახრამაც კი შეიძლება გამოიწვიოს შესამჩნევი ახლომხედველობა ან შორსმხედველობა. მხედველობის ეს და სხვა ნაკლოვანებები შეიძლება გამოიწვიოს აგრეთვე რქოვანასა და ბროლის გარდამტეხი ზედაპირების არასწორმა სიმრუდემ, ამ ზედაპირების არასიმეტრიულობამ, ბროლის არასწორმა მდებარეობამ და სხვ.

ხედვის კუთხე. მკაფიო ხედვის აუცილებელი პირობაა გამოსახულების მიღება ყვითელ ლაქაზე და ბადურას განათების შესაბამისი ხარისხი. გარდა ამისა, საჭიროა, რომ საგნის ხედვის კუთხე ზღვრულ კუთხეზე ნაკლები არ იყოს. ხედვის კუთხე ეწოდება თვალის ოპტიკური ცენტრიდან საგნის კიდურა A და B წერტილებამდე გავლებულ წრფეებს შორის მოთავსებულ α კუთხეს (სურ. 58.3). სხვანაირად, ეს ის კუთხეა, რომლითაც თვალის ოპტიკური ცენტრიდან ჩანს საგანი.

სურათიდან ჩანს, რომ ხედვის კუთხის გადიდება შესაძლებელია ან საგნის „გადიდებით“ ან მისი თვალთან მიახლოებით. თვალთან მიახლოება შეზღუდულია ხედვის უახლოესი წერტილის მანძილით. ეს მანძილი ახლომხედველებისათვის ყველაზე ნაკლებია, ამიტომ მათ ყველაზე უკეთ შეუძლიათ წვრილად ნაბეჭდი ტექსტის წაკითხვა და საგნის წვრილმანი დეტალების გარჩევა.



სურ.58.3

საგნის ორი წერტილის ცალ-ცალკე აღსაქმელად საჭიროა, რომ ყვითელ ლაქაზე მათ გამოსახულებებს შორის მანძილი მოიცავდეს

არანაკლებ ორ რეცეპტორს. ეს **ზღვრული მანძილი** 0,004 მმ-ია. თუ წერტილების გამოსახულებებს შორის მანძილი 0,004 მმ-ზე ნაკლებია, იგი თავსდება ერთ ნერვულ დაბოლოებაზე და თვალი მათ აღიქვამს როგორც ერთ წერტილს.* ამ ზღვრულ მანძილს შეესაბამება 1' (ერთი მინუტი) კუთხე,** რომელსაც **ხედვის ზღვრული კუთხე** ეწოდება. ეს ის კუთხეა, რომლითაც 1 სმ სიგრძის მონაკვეთი თვალიდან 34 მეტრ მანძილზე მოჩანს. ცუდი განათებისას (მაგ. ბინდში) ზღვრული კუთხე შეიძლება გაიზარდოს 1°-მდე.

ყვითელი ლაქის შესაბამისი მხედველობის არე დიდი არ არის. ლაქაზე შეიძლება განთავსდეს იმ საგნის გამოსახულება, რომლისთვისაც ხედვის კუთხე ჰორიზონტალური მიმართულებით 8°-ია, ვერტიკალური მიმართულებით – 6°. ცენტრალურ ღრმულს ხედვის არე კიდევ უფრო მცირეა და შეადგენს 1–1,5°-ს. ეს იმას ნიშნავს, რომ 1 მეტრის მოშორებით მდგარი ადამიანის მთელი ფიგურიდან ყვითელ ლაქაზე შეგვიძლია დავაფიქსიროთ, მაგალითად, მხოლოდ მისი სახე, ხოლო ცენტრალურ ღრმულზე – ზედაპირი, რომელიც ოდნავ აღემატება თვალისას. სხეულის დანარჩენი ნაწილი „პროექტირდება“ ბადურას პერიფერიაზე ბუნდოვნად.

ხედვის არის ასეთი შეზღუდულობა კომპენსირდება იმით, რომ ცოცხალ თვალს აქვს თვალის ბუდეში სწრაფი შემობრუნების უნარი, რის გამოც მას შეუძლია ძალიან მოკლე დროში „შემოიბრინოს“ განსახილველი დიდი საგნის ხილული ზედაპირის

* ყვითელი ლაქის ღრმულში მანძილი კოლებებს შორის 0,0025 მმ-ია.

** $1' = \frac{1}{10800}$ რადიანს.

ყველა წერტილი. ამასთან, თვალის აგებულება შესაძლებლობას იძლევა არა მარტო მივიღოთ საერთო წარმოდგენა ყველაფერზე, რაც თვალის ხედვის არეშია, არამედ გავამახვილოთ ყურადღება განსაკუთრებით არსებით დეტალებზე. თვალის ამ თვისების გამო ხედვის არე ფართოვდება ჰორიზონტალური მიმართულებით 150, ხოლო ვერტიკალური მიმართულებით 120°-მდე, რაც ბევრად აღემატება კარგი ოპტიკური ხელსაწყოების მონაცემებს.

§59. თვალის შემაიარაღებელი ოპტიკური ხელსაწყოები

58.3 სურათიდან ჩანს, რომ ხედვის კუთხის გადიდებისას ბადურაზე მიღებული საგნის გამოსახულება იზრდება, რაც ქმნის საგნის მცირე დეტალების უკეთ გარჩევის შესაძლებლობას. ხედვის კუთხის მნიშვნელოვანი გაზრდა ხდება თვალის შემაიარაღებელი ოპტიკური ხელსაწყოების საშუალებით. როგორც ვიცით, ხედვის კუთხის გაზრდა შეიძლება ან საგნის „გადიდებით“, ან მისი თვალთან მიახლოებით. ამასთან დაკავშირებით ეს ხელსაწყოები იყოფა ორ ჯგუფად.

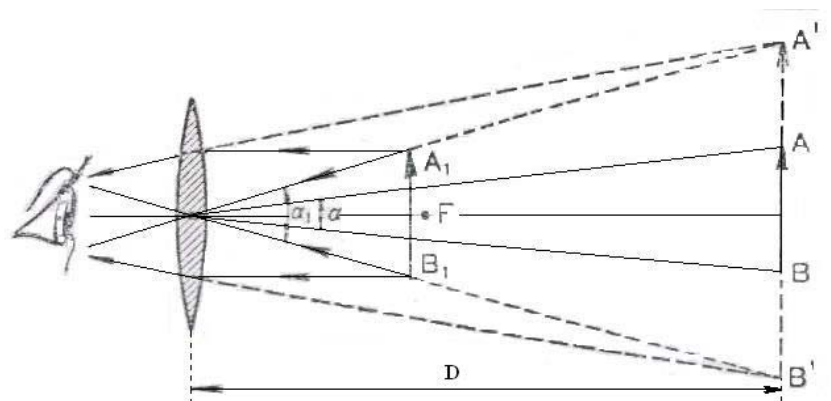
პირველ ჯგუფში შედის ხელსაწყოები, რომლებიც გამოიყენება **მეტად მცირე საგნების** დასაკვირვებლად (ლუპა, მიკროსკოპი). ეს ხელსაწყოები თითქოსდა „ადიდებენ“ დასაკვირვებელ საგანს.

მეორე ჯგუფში შედის ხელსაწყოები, რომლებიც გამოიყენება **დაშორებული საგნების** დასაკვირვებლად (სხვადასხვა სახის ტელესკოპები*). ეს ხელსაწყოები თითქოსდა „ახლოებენ“ დასაკვირვებელ საგანს.

განვიხილოთ სხივთა სგლა ამ ხელსაწყოებში.

ლუპა. თვალის შემაიარაღებელ ხელსაწყოებს შორის უმარტივესია ლუპა. ლუპა ეწოდება მოკლეფოკუსიან (1-10სმ) ორმხრივ ამოზნექილ ლინზას ან ლინზათა სისტემას, რომელიც მოქმედებს როგორც ერთი შემკრები ლინზა.

ლუპის მოქმედება მოცემულია 59.1 სურათზე: მცირე ზომის სხეული AB საუკეთეს-



სურ. 59.1

* ბერძნულად სკოპო ნიშნავს ვუმზერ, მიკროს – მცირე, ტელე – შორს.

სო ხედვის მანძილიდან ($D = 25$ სმ) მოჩანს α კუთხით.*

საგნის სიმცირის გამო ხედვის α კუთხეც არის მცირე, რის გამოც ჭირს საგანზე დეტალების გარჩევა. საგნის თვალთან მიახლოებით (A_1B_1 მდებარეობა) ხედვის კუთხე გაიზარდა, ($\alpha_1 > \alpha$), მაგრამ დეტალების გარჩევა მაინც გაძნელებულია, ვინაიდან საგანი აღმოჩნდა აკომოდაციის ზღვარს მიღმა (უახლოეს წერტილზე უფრო ახლოს). მაგრამ თუ თვალსა და A_1B_1 საგანს შორის მოვათავსებთ ლუპას ისე, რომ საგანი აღმოჩნდეს ფოკუსს შიგნით (ფოკუსთან ახლოს), მაშინ ლუპის მდებარეობის შერჩევით შეიძლება მივაღწიოთ იმას, რომ (პირდაპირი, წარმოასახვითი და გადიდებული) გამოსახულება აღმოჩნდეს $A'B'$ მდებარეობაში, ანუ თვალი საგანს დაინახავს გადიდებული α_1 კუთხით საუკეთესო ხედვის მანძილზე.

განმარტების თანახმად, გამაღიდებლობა

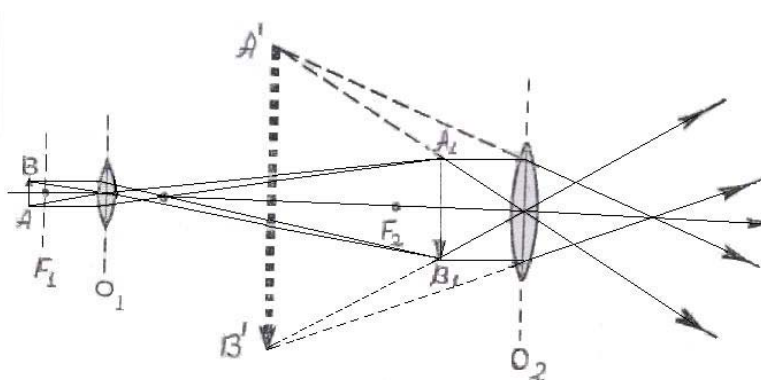
$$K = \frac{A'B'}{A_1B_1} = \frac{f}{d} = \frac{D}{F},$$

საიდანაც ჩანს, რომ ლუპის საშუალებით მიღებული გამაღიდებლობა 2,5-დან 25-მდეა.

მიკროსკოპი. მიკროსკოპის ოპტიკური სისტემა ორი ლინზისაგან (ლინზათა სისტემისაგან) შედგება. ერთი დასამზერი საგნისკენ (ობიექტისკენ) არის მიმართული და **ობიექტივი** ეწოდება (O_1), ხოლო მეორე თვალის მხრიდან არის მოთავსებული და **ოკულარი**** ეწოდება (O_2). ორივე ლინზა, რომელთა ოპტიკური ღერძები თანხედება, მოთავსებულია ლითონის მილში – **ტუბუსში**. ობიექტივი მოკლეფოკუსიანი ლინზაა, ოკულარი – გრძელფოკუსიანი. მანძილი ობიექტისა და ოკულარს შორის (რომლებიც მოთავსებულია ტუბუსის ბოლოებში), შეიძლება შეიცვალოს სპეციალური

ხრახნის საშუალებით.

სხივთა სვლა მიკროსკოპში მოცემულია 59.2 სურათზე: მცირე ზომის დასამზერი საგანი AB მოთავსებულია ობიექტივის წინ, მისი F_2 ფოკუსიდან ოდნავ მოშორებით, ამიტომ იგი გვაძლევს ნამდვილ, შებრუნებულ და



სურ. 59.2

* თვალი ლინზასთან იმდენად ახლოსაა, რომ მათი ოპტიკური ცენტრები მიჩნეულია თანხვედრილად.

** წარმოდგება ლათინური სიტყვისაგან *ocularis* – თვალისა.

გადიდებულ A_1B_1 გამოსახულებას. ეს პირველი გამოსახულება ოკულარისათვის საგანს წარმოადგენს. გადიდებული გამოსახულების ხელახლად მისაღებად ოკულარს ისე გადაადგილებენ, რომ A_1B_1 გამოსახულება ოკულარსა და მის F_2 ფოკუსს შორის მოხვდეს. მაშინ, ოკულარის მიერ მოცემული გამოსახულება (ლუპის მსგავსად) იქნება წარმოსახვითი, გადიდებული და საგნის მიმართ შებრუნებული. ოკულარის გადაადგილებით აღწევენ იმას, რომ ეს გამოსახულება მოთავსდეს ხედვის საუკეთესო D მანძილზე.

თუ ობიექტივისა და ლუპის ფოკუსებს შორის მანძილს Δ -თი აღვნიშნავთ, მაშინ ობიექტივის გამადიდებლობა ტოლი იქნება $\frac{\Delta}{F_1}$ -ის. ოკულარის გამადიდებლობა ისეთივეა როგორც ლუპის და ტოლია $\frac{D}{F_2}$ -ის. ამიტომ მიკროსკოპის სრული გამადიდებლობა K ტოლი იქნება:

$$K = \frac{D \cdot \Delta}{F_1 F_2} \quad (59.1)$$

მიკროსკოპი იძლევა საგნის მნიშვნელოვან „გადიდებას“ და მაშასადამე, ხედვის კუთხის მნიშვნელოვან გაზრდას. მაგ. თუ $F = 2$ მმ, $F_1 = 15$ მმ და $\Delta = 160$ მმ, მაშინ $k = 1330$. აქვე უნდა აღინიშნოს, რომ მიკროსკოპის მარგი გადიდება შეზღუდულია დიფრაქციული მოვლენებით (იგი 1000-ს არ აღემატება).

ტელესკოპი. მიკროსკოპის მსგავსად, ტელესკოპის მთავარი ნაწილებია ობიექტივი და ოკულარი. ობიექტივის სახის მიხედვით არსებობს სამი ტიპის ტელესკოპი: ლინზიანი (რეფრაქტორები), სარკიანი (რეფლექტორები) და სარკიან-ლინზიანი.

რეფრაქტორებში ობიექტივის როლს ასრულებს ლინზა და პირველი გამოსახულება მიიღება საგნიდან წამოსული სხივების ლინზაში გარდატეხის შედეგად.

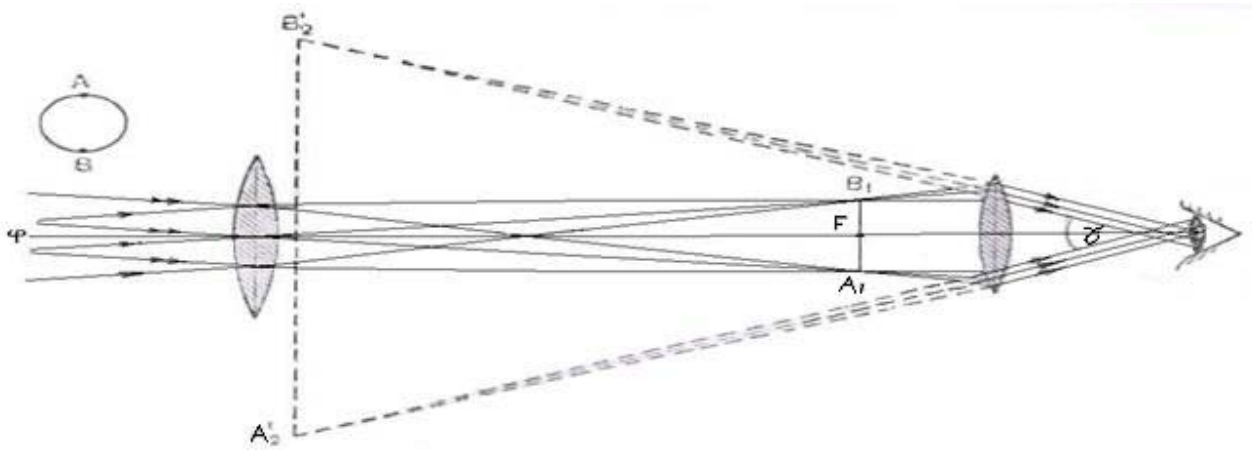
რეფლექტორებში ობიექტივის როლს ასრულებს ჩახნექილი სარკე და პირველი გამოსახულება მიიღება საგნიდან წამოსული სხივების სარკიდან არეკვლის შედეგად*.

სარკიან-ლინზიან ტელესკოპებში ობიექტივის როლს ასრულებს სარკისა და ლინზის ერთობლიობა.

ერთ-ერთი პირველი რეფრაქტორი იყო კეპლერის მიერ 1611 წელს შექმნილი ასტრონომიული მილი. მილის ობიექტივი გრძელფოკუსიანია, ოკულარი – მოკლეფოკუსიანი. სხივთა სვლა კეპლერის მილში მოცემულია 59.3 სურათზე.

* აქედან წარმოდგება ტელესკოპის დასახელება: ლათინურად refractio ნიშნავს სინათლის სხივის გარდატეხას, ხოლო reflecto – არეკვლას, უკან მიმართვას.

სიშორის გამო ციური სხეულის თითოეული წერტილიდან წამოსული სხივები პრაქტიკულად პარალელურია, ამიტომ ობიექტივის ფოკალურ სიბრტყეში (უფრო ზუსტად, მის მარჯვნივ, მასთან ძალიან ახლოს) მიიღება სხეულის ნამდვილი, შებრუნებული და შემცირებული გამოსახულება A_1B_1 . სურათზე მარცხნივ პირობითადაა გამოსახული ციური სხეული. ამ სხეულის დიამეტრალურად საწინააღმდეგო B და A წერტილებიდან გამოსული სხივები აღნიშნულია შესაბამისად ერთი და ორი ისრით. ეს სხივები ობიექტივში ხედებიან იმავე φ კუთხით, რომლითაც ჩვენ ვხედავთ სხეულს შეუიარაღებელი თვალით (ხედვის კუთხე). ეს სხივები, ობიექტივში გარდატეხის შემდეგ, მის ფოკალურ სიბრტყეში ქმნიან სხეულის ნამდვილ, შებრუნებულ და (ძალიან) შემცირებულ გამოსახულებას A_1B_1 -ს. გამოსახულება იმდენად მცირეა, რომ გაძნელებულია მასზე დეტალების გარჩევა, მაგრამ ვინაიდან იგი ნამდვილია, შესაძლებელია მისი გადიდება, რაც ხდება ოკულარის საშუალებით, რომელიც ისეა მოთავსებული, რომ მისი წინა ფოკუსი თანხვედრა ობიექტივის F უკანა ფოკუსს. მაშინ, ზემოთქმულის თანახმად, A_1B_1 გამოსახულება მოხვდება ოკულარის ფოკუსს შიგნით, მასთან ძალიან ახლოს და იგი იმოქმედებს როგორც ღუპა ანუ მოგვცემს გადიდებულ და წარმოსახვით გამოსახულებას. იგი სხეულის მიმართ შებრუნებულია, მაგრამ ეს არ ქმნის უხერხულობას, ვინაიდან კეპლერის მილით ხდება ციური სხეულების დამზერა.

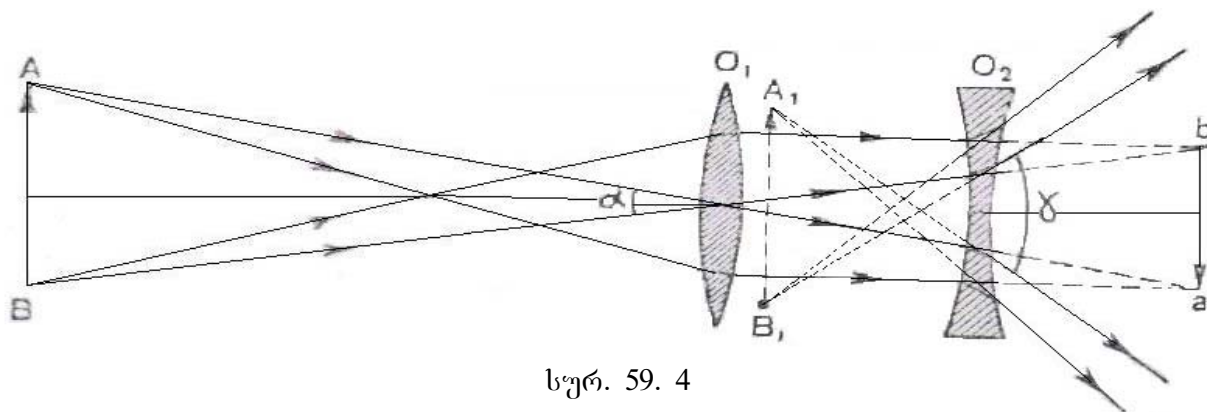


სურ. 59.3

ოკულარიდან გამოსულ თითქმის პარალელურ (ოდნავ განშლად) სხივებს შორის კუთხე არის γ და დამკვირვებელი ამ კუთხით ხედავს ციური სხეულის A_2B_2 გამოსახულებას. γ კუთხე გაცილებით მეტია φ -ზე, რაც განსაზღვრავს ტელესკოპის გაზდიდებლობას.

დედამიწის სხეულების დასამზერად გამოიყენება გალილეის ოპტიკური მილი, რომელიც მან შექმნა კეპლერზე ოდნავ ადრე, 1609 წელს. გალილეის რეფრაქტომეტრი კეპლერისაგან იმით განსხვავდება, რომ ოკულარი წარმოადგენს გამბნევ და არა შემკრებ ლინზას. სხივთა სვლა გალილეის მილში მოცემულია 59.4 სურათზე.

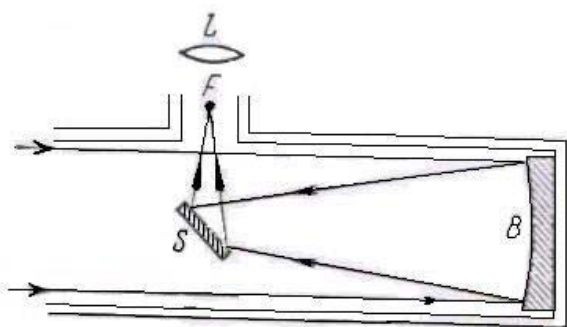
AB სხეულიდან გამოსული სხივები, O_1 ობიექტივში გავლის შემდეგ ხდება კრებადი. ამ სხივებს უნდა მოეცა სხეულის ნამდვილი შებრუნებული და შემცირებული გამოსახულება ab , მაგრამ გამოსახულების მოცემამდე სხივები ხვდება O_2 ოკულარში, რის გამოც ისინი ხდება განშლადი. ამ განშლადი სხივების დამკვირვებლის თვალში მოხვედრისას იგი დაინახავს AB საგნის პირდაპირ და წარმოსახვით გამოსახულებას A_1B_1 -ს. კუთხე γ , რომლითაც დამკვირვებელი ხედავს გამოსახულებას, გაცილებით მეტია α კუთხეზე, რომლითაც ის სხეულს დაინახავდა შეუიარაღებელი თვალით, რაც უზრუნველყოფს სხეულზე დეტალების კარგად გარჩევას.



სურ. 59. 4

გალილეის ორ შეერთებულ მილს, რომელიც საშუალებას გვაძლევს სხეული ერთდროულად ორივე თვალით დავათვალიეროთ, ბინოკლი ეწოდება (სათვატრო ბინოკლი).

პირველი ლეფლექტორი (სარკიანი ტელესკოპი) ააგო ნიუტონმა 1672 წელს. მისი გამარტივებული სქემა მოცემულია 59.5 სურათზე.



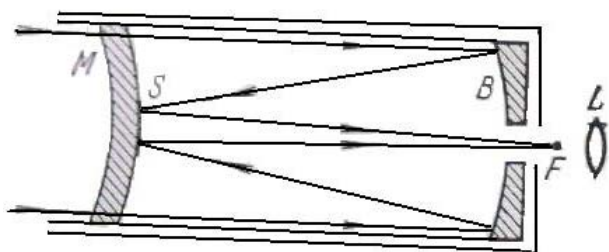
სურ. 59.5

B სფერულ სარკეს ეცემა შორეული ციური სხეულიდან წამოსული სხივები. სხეულის სიშორის გამო სხივები პარალელურია, ამიტომ B სარკიდან არეკვლის შემდეგ ისინი გვაძლევს სხეულის გამოსახულებას სარკის ფოკალურ სიბრტყეში. ეს იქნება ციური სხეულის ნამდვილი, შებ-

რუნებული და შემცირებული გამოსახულება. იმისათვის რომ დაკვირვება იყოს მოსახერხებელი, ფოკალური სიბრტყის მახლობლად, მის წინ, ათავსებენ S ბრტყელ სარკეს, რომელიც უცვლის მიმართულებას B სარკიდან წამოსულ სხივებს. სფერული სარკის მიერ მოცემული გამოსახულების დამზერა ხდება L ოკულარით, რომელიც მოქმედებს როგორც ლუპა.

მართალია, სფერული სარკე ქრომატული აბერაციისგან თავისუფალია, მაგრამ იგი ხასიათდება ძლიერი სფერული აბერაციით, რაც აუარესებს გამოსახულების ხარისხს. სარკული ტელესკოპის ეს ნაკლი გამოსწორებულია საბჭოთა მეცნიერის მაქსუტოვის მიერ 1941 წელს აგებულ სარკიან-ლინზიან ტელესკოპში, რომლის ობიექტივი წარმოადგენს სარკისა და ლინზის შეთავსებას. ამ ტელესკოპის მოქმედების ძირითადი პრინციპი მდგომარეობს სფერული სარკის აბერაციის გამოსწორებაში ლინზის სფერული აბერაციის დახმარებით. ამისათვის საჭირო იყო ისეთი ლინზა, რომელიც ქრომატული აბერაციისგან იქნებოდა თავისუფალი, სფერული აბერაცია კი ექნებოდა იმის ტოლი და საწინაარმდეგო, რაც აქვს ჩაზნექილ სარკეს და მაშასადამე გააბათილებდა მას. აღმოჩნდა, რომ ასეთი თვისებების მატარებელია გარკვეული გეომეტრიული ზომების მქონე ჩაზნექილ-ამოზნექილი ლინზა (მენისკი).

მაქსუტოვის ტელესკოპის სქემა მოცემულია 59.6 სურათზე. ციური სხეულიდან



სურ. 59.6

წამოსული პარალელური სხივები M მენისკში გარდატეხის შემდეგ ეცემა B სფერულ სარკეს. სარკიდან არეკვლილი სხივები ეცემა მენისკის ზედაპირის S მოვერცხლილ ნაწილს, საიდანაც არეკვლის შემდეგ გადის სფერული სარკის ხერხელში და ეცემა L ოკულარს, რომელიც მოქმედებს როგორც ლუპა.

ობიექტივის დამზადება ტელესკოპ-რეფრაქტორისათვის წარმოადგენს დიდ სიძნელეს, რომელიც სწრაფად იზრდება ობიექტივის ზომის ზრდისას. მთავარი სიძნელეა დიდი ზომის ერთგვაროვანი (მუდმივი გარდატეხის მაჩვენებლით) ლინზის დამზადება შინაგანი დაძაბულობის გარეშე. უკანასკნელის მოხსნა ხდება ნელი გამოწვივით, რომელიც თვეობით გრძელდება.

ობიექტივის დამზადება ტელესკოპ-რეფლექტორისათვის გაცილებით იოლია, ვინაიდან გაცილებით ნაკლებია მოთხოვნა სარკის დასამზადებელი მინის ერთგვაროვნებისადმი, რადგან მასში სინათლე არ გადის და იგი მხოლოდ წარმოადგენს ფუძე შრეს, რაზეც დააქვთ ამრეკლი ფენა.

ამ მიზეზით არსებული ტელესკოპებიდან ყველაზე დიდია სარკიანი – მისი დიამეტრი 1 მეტრია (მილის სიგრძე 21 მეტრია). ტელესკოპის გარჩევისუნარიანობა კი მნიშვნელოვნად არის დამოკიდებული

ლი მის დიამეტრზე. მაგალითად, ტელესკოპი, რომლის დიამეტრი 10 სმ-ია, საშუალებას გვაძლევს აღმოვაჩინოთ მთვარეზე და მარსზე არხები, რომელთა სიგანე შესაბამისად 40 მ და 5 კმ-ია. 5 მეტრიანი დიამეტრის ტელესკოპის შემთხვევაში ეს ციფრები მცირდება ერთ და ას მეტრამდე.

§60 ფერმას პრინციპი

გეომეტრიული ოპტიკისადმი მიძღვნილი თავის ბოლოს განვიხილოთ ერთი მეტად მნიშვნელოვანი პრინციპი, რომელიც ჩამოაყალიბა ფრანგმა მათემატიკოსმა და ფიზიკოსმა ფერმამ (1660).

ვიცით, (§52) რომ ერთგვაროვან გარემოში სხივი წრფივად ვრცელდება. როდესაც სხივი გადადის ერთი გარემოდან მეორეში, რომელთაც განსხვავებული გარდატეხის მაჩვენებლები აქვთ, იგი გარდატეხდება, ანუ იცვლის მიმართულებას. ვთქვათ, სხივი ვრცელდება არაერთგვაროვან გარემოში, რომლის გარდატეხის მაჩვენებელი წერტილიდან წერტილამდე იცვლება. მაშინ სხივი, განიცდის რა განუწყვეტელ გარდატეხას წერტილიდან წერტილამდე, ვრცელდება მრუდ წირზე. მაგრამ ორ წერტილს შორის უამრავი მრუდი წირის გავლება შეიძლება. ისმის კითხვა – მაინც რა გზით ვრცელდება სხივი არაერთგვაროვან გარემოში? ამ კითხვას პასუხს სცემს ფერმას პრინციპი, რომელიც შემდეგნაირად გამოითქმის:

ერთი წერტილიდან მეორეში სხივი ვრცელდება ისეთი გზით, რომლის გასასვლელადაც უმცირესი დროა საჭირო.*

ფერმას პრინციპის მათემატიკური გამოსახვისათვის ვისარგებლეთ გზის ოპტიკური სიგრძის ცნებით. გზის ოპტიკური სიგრძე (l) ეწოდება გზის გეომეტრიული სიგრძის (S) ნამრავლის გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელზე (n): $l = nS$.

თუ გარემო არაერთგვაროვანია AB გზა უნდა დავყოთ იმდენად მცირე ΔS მონაკვეთებად, რომ თითოეულის ფარგლებში n იყოს მუდმივი. გამოვითვალოთ თითოეული მონაკვეთისათვის ოპტიკური სიგრძე და შემდეგ შევეკრიბოთ. ΔS_i მონაკვეთის ოპტიკური სიგრძე $\Delta l_i = n_i \Delta S_i$, ხოლო მთელი გზის ოპტიკური სიგრძე $l = \sum_{i=1}^k \Delta l_i = \sum_{i=1}^k n_i \Delta S_i$, სადაც k – მონაკვეთების რიცხვია. ზღვარში (როცა მონაკვეთების სიგრძე უსასრულოდ მცირდება, ხოლო მათი რიცხვი უსასრულოდ იზრდება) ჯამი გადავა ინტეგრალში:

* ამ პრინციპს უმცირესი დროის პრინციპსაც უწოდებენ.

$$l = \int_A^B dl = \int_A^B n dS .$$

dS მონაკვეთის გასავლელად საჭირო დრო აღვნიშნოთ dt -თი, ხოლო სინათლის გავრცელების სიჩქარე მოცემულ გარემოში (რომლის გარდატეხის მაჩვენებელია n) v -თი. მაშინ $dt = \frac{dS}{v}$ და A -დან B წერტილამდე სინათლის გავრცელებისათვის საჭირო დრო 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 ეს დრო უნდა იყოს უმცირესი ანუ მინიმალური, რაც მათემატიკურად ნიშნავს, რომ ამ დროის ვარიაცია* (წარმოებული რაიმე შერჩეული პარამეტრით) უნდა იყოს ნულის ტოლი, ე.ი.

$$\delta t = \delta \int_A^B \frac{dS}{v} = \delta \int_A^B \frac{n dS}{C} = \delta \int \frac{dl}{C} = 0 \quad (60.1)$$

(60.1) ტოლობა წარმოადგენს ფერმას პრინციპის მათემატიკურ გამოსახულებას.

სინამდვილეში (60.1) ტოლობა უფრო ზოგადია, ვიდრე თავდაპირველი სახით ჩამოყალიბებული ფერმას პრინციპი, ვინაიდან იგი გამოსახავს არა მარტო მინიმუმის, არამედ მაქსიმუმის (ე.ი. ზოგადად ექსტრემუმის) და სტაციონარულობის პირობასაც. ე.ი. ორ წერტილს შორის გავრცელებისას სხივი „ირჩევს“ არა მარტო იმ გზას, რომელიც მინიმალურ დროს მოითხოვს, არამედ იმასაც, რომლის გავლაც მაქსიმალურ დროს საჭიროებს, ან გზებს, რომელთა გავლასაც ერთნაირი დრო სჭირდება.

ფერმას პრინციპი ზოგადი პრინციპია. მისი საშუალებით შეიძლება გეომეტრიული ოპტიკის ძირითადი კანონების (წრფივი გავრცელების, არეკვლა-გარდატეხის) მიღება:**

სინათლის წრფივი გარველების კანონი. იმის გამო, რომ უმცირესი (მინიმალური) მანძილი ორ წერტილს შორის არის ამ წერტილების შემაერთებელი წრფე, ამიტომ ფერმას პრინციპიდან გამომდინარეობს, რომ ერთგვაროვან გარემოში სინათლე წრფივად უნდა გავრცელდეს.

სინათლის არეკვლის კანონი. ვთქვათ, A წერტილიდან გამოსული სხივი, MN სარკული ზედაპირიდან არეკვლის შედეგად, ხვდება B წერტილში. შეიძლება

* წარმოდგება ლათინური სიტყვისგან და ნიშნავს ცვლილებას.

** უფრო მეტიც, ფერმას პრინციპი საშუალებას იძლევა გამოვიყენოთ თხელი ლინზის ზოგადი ფორმულა გარდატეხის კანონის გარეშე, ავხსნათ მირაჟების წარმოშობა, დღის ხანგრძლივობის „გაზრდა“ და სხვ.

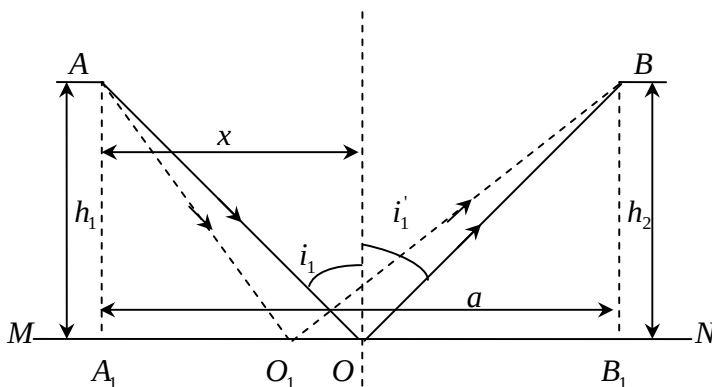
წარმოვიდგინოთ უამრავი გზები (AOB , AO_1B და სხვ.), რომელთა საშუალებითაც A წერტილიდან გამოსული სხივი არეკვლის შემდეგ ხვდება B წერტილში. აქედან მხოლოდ ერთია ნამდვილი. კერძოდ ის, რომელიც აკმაყოფილებს ფერმას პრინციპს ანუ რომლის გასავლელადაც მინიმალური დროა საჭირო.

განვიხილოთ ერთ-ერთი გზა, მაგ. $AO + OB$, თუ სინათლის სიქარეს მოცემულ გარემოში აღვნიშნავთ v -თი, ამ გზის გასავლელად საჭირო დრო $t = \frac{AO}{v} + \frac{OB}{v}$, ან სურათზე ნაჩვენები აღნიშვნების შესაბამისად

$$(A_1O = x, A_1B_1 = a = \text{const}, B_1O = a - x, AA_1 = h_1, BB_1 = h_2),$$

$$t = \frac{\sqrt{h_1^2 + x^2}}{v} + \frac{\sqrt{h_2^2 + (a - x)^2}}{v} \quad (60.2)$$

(60.2) გვიჩვენებს, რომ A და B წერტილების მოცემული მდებარეობის დროს, t -ს მნიშვნელობა დამოკიდებულია x -ზე (ანუ O წერტილის მდებარეობაზე). თუ განვიხილეთ გზა ნამდვილია, ფერმას პრინციპის შესაბამისად, t უნდა იყოს მინიმალური ანუ უნდა შესრულდეს პირობა $\frac{dt}{dx} = 0$. გაწარმოების მარტივი ოპერაციის ჩატარების



სურ. 60.1

შემდეგ გვექნება:

$$\left(\frac{1}{v} \frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} - \frac{1}{v} \frac{a - x}{\sqrt{h_2^2 + (a - x)^2}} \right) = 0,$$

საიდანაც

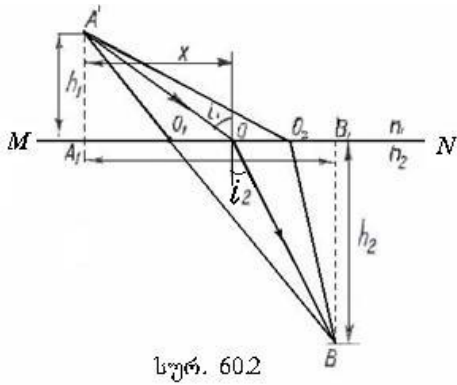
$$\sin i = \sin i_1 \quad \text{და} \quad i = i_1.$$

ამრიგად ფერმას პრინციპიდან გამომდინარეობს ჩვენთვის ცნობილი არეკვლის კანონი.

სინათლის გარდატეხის

კანონი. გარდატეხის კანონი მიიღება ზუსტად ისეთივე მსჯელობით, რაც ჩავატარეთ არეკვლის კანონის მიღებისას.

ვთქვათ, A წერტილიდან გამოსული სხივი, ორი გარემოს გამყოფ MN ზედაპირზე გარდატეხის შემდეგ, ხვდება B წერტილში. შეიძლება წარმოვიდგინოთ უამრავი გზა (AO_1B , AOB , AO_2B და სხვ.), რომელთა საშუალებითაც A წერტილიდან გამოსული სხივი გარდატეხის შემდეგ ხვდება B წერტილში (სურ. 60.2). აქედან მხოლოდ ისაა ნამდვილი, რომლის გასავლელადაც, ფერმას პრინციპის თანახმად, მინიმალური დროა საჭირო. განვიხილოთ ერთერთი გზა, მაგ. $AO + OB$. თუ პირველ გარემოში



სურ. 60.2

სინათლის სიჩქარეს აღვნიშნავთ v_1 -ით, ხოლო მეორეში v_2 -თი, ამ გზის გასავლელად საჭირო დრო $t = \frac{AO}{v_1} + \frac{OB}{v_2}$, ან, თუ გამოვიყენებთ სურათზე ნაჩვენებ აღნიშვნებს,

$$t = \frac{\sqrt{h_1^2 + x^2}}{v_1} + \frac{\sqrt{h_2^2 + (a-x)^2}}{v_2}. \quad (60.3)$$

აქაც სინათლის გავრცელების დრო დამოკიდებულია O წერტილის მდებარეობაზე ანუ x -ზე. თუ განვიხილავთ გზა ნამდვილია, ფერმას პრინციპის შესაბამისად, t უნდა იყოს მინიმალური ანუ უნდა შესრულდეს პირობა $\frac{dt}{dx} = 0$. ამ პირობის შესრულება გვაძლევს:

$$\frac{1}{v_1} \frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} = \frac{1}{v_2} \frac{a-x}{\sqrt{h_2^2 + (a-x)^2}} = \frac{\sin i_1}{v_1} - \frac{\sin i_2}{v_2} = 0,$$

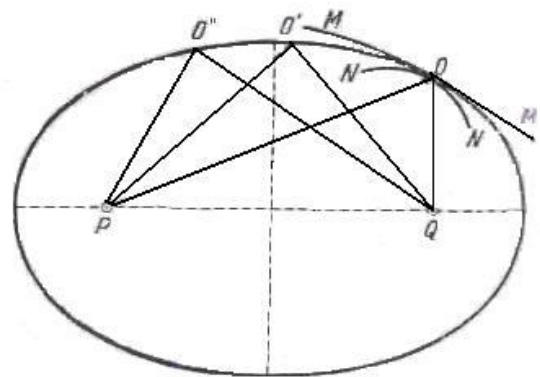
საიდანაც ვიღებთ გარდატეხის კანონს:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (60.4)$$

(60.4)-ის თანახმად, თუ $n_2 > n_1$, მაშინ $v_2 < v_1$. ე.ი. ფერმას პრინციპიდან გამომდინარეობს დასკვნა, რომ სინათლის გავრცელების სიჩქარე მეტი გარდატეხის მაჩვენებლის მქონე გარემოში ნაკლებია, რაც ემთხვევა ჰიუგენსის თეორიას და ეწინააღმდეგება ნიუტონისას.

ვინაიდან ნებისმიერი გზა A -დან B -მდე, რომელიც არ მდებარეობს დაცემის სიბრტყეში, მეტია დაცემის სიბრტყეში მდებარე $AO + OB$ გზაზე (ეს ეხება როგორც არეკვლას, ასევე გარდატეხას), ფერმას პრინციპიდან გამომდინარეობს, რომ გზა, რომლის გავლაც საჭიროებს მინიმალურ დროს, მდებარეობს დაცემის სიბრტყეში. ანუ დაცემული და გარდატეხილი სხივები (ისევე როგორც დაცემული და არეკლილი) მდებარეობს ერთ სიბრტყეში და ეს დაცემის სიბრტყეა.

დროის სტაციონარულ მნიშვნელობას შეესაბამება სინათლის არეკვლა ბრუნვის ელიფსოიდის შიგა შედაპირიდან, რომლის ერთ-ერთ ფოკუსში იმყოფება მნათი



სურ. 60.3

წერტილი P . ამ წერტილის გამოსახულება Q მიიღება მეორე ფოკუსში (სურ. 60.3) და ვინაიდან ელიფსოიდის თვისების თანახმად $PO + OQ$ მანძილი O წერტილის ნებისმიერი მდებარეობისათვის ერთნაირია, მაშასადამე ერთნაირი იქნება მათი გაგლისას საჭირო დროც. არეკვლას ნაკლები სიმრუდის მქონე ზედაპირიდან (მაგ. ელიფსოიდის მხები MM სიბრტყიდან) შეესაბამება გავრცელების დროის მინიმუმი, ხოლო მეტი სიმრუდის მქონე ზედაპირიდან (NN – ზედაპირი) – მაქსიმუმი.

თავი VII

სინათლის ინტერფერენცია

§61. ინტერფერენციის მოვლენა. იუნგის ცდა.

სინათლის ტალღის სიგრძის შეფასება.

მექანიკური ტალღების განხილვისას ჩვენ ვნახეთ (I ტ. §44), რომ კოჰერენტული ტალღების ზედღების დროს ხდება მათი ურთიერთგაძლიერება და შესუსტება. ამ მოვლენას ინტერფერენცია ეწოდება.

კოჰერენტული ეწოდება ტალღებს, რომელთა სიხშირე ერთნაირია, ხოლო ფაზათა სხვაობა მუდმივი; შესაბამის წყაროებს კოჰერენტული წყაროები ეწოდება.

ტალღები ერთმანეთს აძლიერებენ ანუ მიიღება ინტერფერენციული სურათის მაქსიმუმი სივრცის იმ წერტილებში, რომელთათვისაც ტალღებს შორის სვლათა სხვაობა ტალღის სიგრძის ნახევრის ღუწი რიცხვის ტოლია:

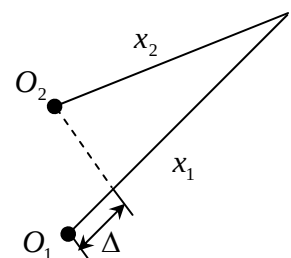
$$\Delta = 2k \frac{\lambda}{2} = k \cdot \lambda, \quad (61.1)$$

ხოლო ერთმანეთს ასუსტებენ, ანუ მიიღება ინტერფერენციული სურათის მინიმუმი სივრცის იმ წერტილებში, რომელთათვისაც ტალღებს შორის სვლათა სხვაობა ტალღის სიგრძის ნახევრის კენტი რიცხვის ტოლია:

$$\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (61.2)$$

სადაც $k = 0, 1, 2, 3, \dots$; k -ს ეწოდება ინტერფერენციის რიგი.

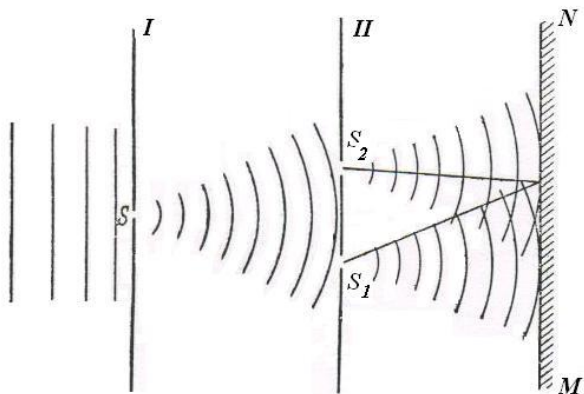
სვლათა სხვაობა (Δ) ეწოდება ტალღების მიერ შეხვედრამდე გავლილი მანძილების სხვაობას: $\Delta = x_1 - x_2$ (სურ. 61.1).



სურ. 61.1

ინტერფერენცია ტალღური პროცესისათვის დამახასიათებელი მოვლენაა, ამიტომ, თუ სინათლე ტალღური ბუნებისაა, კოჰერენტული წყაროების მიერ გამოსხივებული სინათლის კონების გადაფარვისას, უნდა მიიღებოდეს ინტერფერენციული სურათი ნათელი და ბნელი ზოლების სახით. ცდით დადასტურდა, რომ სინათლის ინტერფერენციას მართლაც აქვს ადგილი, რამაც, თავის დროზე, დიდი როლი ითამაშა სინათლის ტალღური თეორიის გამარჯვებაში.

სინათლის ინტერფერენციას მიაქცია ყურადღება, დაიწყო მისი კვლევა და დაადგინა გარკვეული კანონზომიერებები* ნიუტონმა, მაგრამ მან, როგორც სინათლის კორპუსკულური თეორიის მიმდევარმა, ვერ ახსნა იგი. კოჰერენტული ტალღები მიიღო და სწორად ახსნა ტალღური თეორიის მიმდევარმა, ინგლისელმა მეცნიერმა თომას იუნგმა.** განვიხილოთ იუნგის ცდის სქემა.



სურ. 61.2

სინათლისადმი გაუმჭვირ I ფირფიტას, რომელსაც დატანებული აქვს მცირე S ხვრელი, ეცემა პარალელურ სხივთა კონა ანუ ბრტყელი ტალღა (სურ.61.2). ჰიუგენსის პრინციპის თანახმად, ხვრელი თვითონ გადაიქცევა სინათლის წყაროდ და გამოასხივებს ნახევარსფერულ ტალღებს. შემდეგ სინათლის ეს ტალღა ეცემა II ფირფიტას, რომელსაც დატანებული აქვს ორი – S_1 და

S_2 ხვრელი. ჰიუგენსის პრინციპის თანახმად, ეს ხვრელებიც გადაიქცევა მეორადი ნახევარსფერული სინათლის ტალღების ცენტრებად. სინათლის ეს ტალღები იქნებიან კოჰერენტულნი, ვინაიდან წარმოდგებიან ერთიდაიგივე წყაროსაგან. ამიტომ, მათ გადაფარვის არეში მიიღება ინტერფერენციული სურათი ნათელი და ბნელი ზოლების სახით.*** ამ სურათის დაკვირვებისათვის, S_1 და S_2 წყაროებიდან გარკვეულ L მანძილზე ათავსებენ MN ეკრანს.

განვიხილოთ იუნგის ცდა უფრო დაწვრილებით (სურ. 61.3): S_1 და S_2 წყაროებს შორის მანძილი აღვნიშნოთ d -ით, ხოლო მანძილი წყაროებიდან MN ეკრანამდე L -ით. $L \gg d$. დაკვირვებას ვაწარმოებთ C წერტილში, რომელიც ეკრანის ცენტრი-

* კერძოდ ის, რომ ერთი და იგივე ნომრის მქონე „ნიუტონის რგოლების“ რადიუსები იზრდება სპექტრის იისფერი ბოლოდან წითლისაკენ – წითელ რგოლებს აქვთ მაქსიმალური რადიუსი.

** საგულისხმოა, რომ ტერმინი „ინტერფერენცია“ იუნგის მიერაა შემოღებული.

*** ნიუტონის თეორიის თანახმად ეკრანზე უნდა მიღებულიყო ორი ნათელი ზოლი.

დან დაშორებულია l მანძილით. $l \ll L$.^{*} სიგრძეების არსებული თანაფარდობისას შეიძლება მიახლოებით დაიწეროს:

$$\frac{\Delta}{d} = \frac{l}{L},$$

საიდანაც

$$\Delta = \frac{l}{L} \cdot d. \quad (61.3)$$

(61.1)-ის თანახმად C -ში მიიღება ნათელი ზოლი, თუ

$$\Delta = \frac{l}{L} \cdot d = k\lambda \quad (61.3)$$

და (61.2)-ის თანახმად მიიღება ბნელი ზოლი თუ

$$\Delta = \frac{l}{L} \cdot d = (2k+1)\frac{\lambda}{2}. \quad (61.4)$$

(61.3)-დან გავიგებთ იმ l_k მანძილებს, რომლითაც დაშორებულია ცენტრიდან ნათელი ზოლები:

$$l_k = k \frac{\lambda}{d} L. \quad (61.5)$$

მანძილი ორ მეზობელ ნათელ ზოლს შორის (იგი ისეთივეა, როგორც მანძილი ორ მეზობელ ბნელ ზოლს შორის):

$$\Delta l = \frac{\lambda}{d} L. \quad (61.6)$$

ამ მანძილს ეწოდება **ინტერფერენციული ზოლის სიგანე**.

ნათელი ზოლების მდებარეობა შეიძლება განისაზღვროს α კუთხითაც. სურათიდან ჩანს, რომ $l = L \operatorname{tg} \alpha \approx L \alpha$ (ვინაიდან α მცირეა), საიდანაც $\alpha = \frac{l}{L}$. თუ ამ მნიშვნელობას შევიტანთ (61.3)-ში, გავიგებთ იმ α_k კუთხეების მნიშვნელობებს, რომლითაც ჩანს A წერტილიდან ნათელი ზოლები:

$$\alpha_k = k \frac{\lambda}{d}.$$

კუთხური მანძილი ორ მეზობელ ნათელ ზოლს შორის

$$\Delta \alpha = \frac{\lambda}{d}. \quad (61.7)$$

^{*} l არ შეიძლება დიდი იყოს, ვინაიდან ცენტრიდან დაშორებისას ინტერფერენციული სურათის ინტენსივობა სწრაფად კლებულობს.

(61.7) გვიჩვენებს: იმისათვის რომ $\Delta\alpha$ იყოს საკმაოდ დიდი და ჩვენ შევძლოთ ორი მეზობელი ნათელი ზოლის ერთმანეთისაგან გარჩევა, d უნდა იყოს მცირე. კერძოდ, ცდები გვიჩვენებს, რომ $\Delta\alpha = 10^{-3}$ -ს (ეს შეესაბამება ზოლებს შორის 1მმ მანძილს როცა $L = 1$ მ-ს) მაშინ, როცა $d = 0,5$ მმ-ს. ამ მონაცემების საფუძველზე შეიძლება შევაფასოთ სინათლის ტალღის სიგრძის რიგი:*

$$\lambda = \Delta\alpha \cdot d = 10^{-3} \cdot 0,5 \text{ მმ} = 10^{-3} \cdot 5 \cdot 10^{-4} \text{ მ} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ მ.} \quad (61.8)$$

ჩვენს მიერ განხილული ინტერფერენციული სურათი, რომელიც შედგება ნათელი და ბნელი ზოლების ერთობლიობისაგან, მიიღება მხოლოდ მონოქრომატული** ანუ ერთი ფერის მქონე სხივების ინტერფერენციისას. იმ შემთხვევაში, თუ ეს სხივები წითელი ფერისაა, ნათელი ზოლებიც იქნება წითელი, თუ მწვანე ფერისაა, ნათელი ზოლები იქნება მწვანე და ა.შ. სულ სხვანაირადაა საქმე როდესაც ინტერფერირებენ თეთრი სინათლის სხივები, მაგ. მზის სხივები. ამ შემთხვევაში ბნელი ზოლები საერთოდ არ მიიღება და ინტერფერენციულ სურათს აქვს შემდეგი სახე: ეკრანის ცენტრში (O წერტილში) არის თეთრი ზოლი, ხოლო მის ირგვლივ სხვადასხვა ფერის ზოლები, რომლებიც თანდათან, უწყვეტად გადადიან ერთიმეორეში. ასეთი სურათის ახსნა ადვილია: ჯერ კიდევ ნიუტონის მიერ ჩატარებული ცდების შედეგად სინათლის დისპერსიაში დადგინდა, რომ თეთრი სინათლე რთული სინათლეა – იგი შედგება შვიდი სხვადასხვა ფერისაგან (წითელი, ნარინჯისფერი, ყვითელი, მწვანე, ცისფერი, ლურჯი, იისფერი). სინათლის ელექტრომაგნიტური თეორიის თანახმად, სინათლის ფერს განსაზღვრავს ტალღის სიგრძე ანუ რხევის სიხშირე*** ვთქვათ, ეკრანის მოცემული წერტილისათვის განხორციელდა მაქსიმუმის პირობა ყვითელი ფერისათვის (λ_1 სიგრძის ტალღისათვის). მაშინ მეზობელ წერტილებში ამ ფერისათვის შესრულდება მინიმუმის პირობა (ვინაიდან შეიცვალა მანძილი და უნდა შეიცვალოს ტალღის სიგრძეც). მაგრამ ამ მეზობელ წერტილებში მაქსიმუმის პირობა შესრულდება ნარინჯისფერი სხივებისათვის, რომელთაც სხვა, λ_2 ტალღის სიგრძე აქვს და ა.შ. ეკრანის ცენტრში მიიღება თეთრი ზოლი იმიტომ, რომ აქ სვლათა სხვაობს ნულის ტოლია და

* ცხადია, ტალღის სიგრძის გასაგებად შეიძლება გამოვიყენოთ (61.6) ფორმულაც, ამისათვის საჭირო იქნება მხოლოდ Δl -ის გაზომვა, ვინაიდან d და L წინასწარ ცნობილია.

** წარმოდგება ბერძნული სიტყვებისაგან monos – ერთი და choma – ფერი.

*** სინათლის ობიექტური მახასიათებელია ტალღის სიგრძე, ფერი კი წარმოადგენს ადამიანის სუბიექტური შეგრძნების შედეგს, მისი თვალის უნარს სხვადასხვა ტალღის სიგრძის სხივები აღიქვას სხვადასხვანაირად. არიან ცხოველები, რომლებიც ფერებს ვერ ანსხვავებენ (ე.ი. მხედველობის ნერვის დაზოლოებები არ შეიცავენ კოლბებს) და ყველაფერს აღიქვამენ შავთეთრ ფერებში.

მაქსიმუმის პირობა სრულდება ყველა ფერისათვის (ნული ლუწი რიცხვია). შვიდივე ფერის ნათელი ზოლების ზედდების შედეგად კი მიიღება თეთრი ფერი.

ცდამ აჩვენა, რომ $\Delta\alpha$ სხვადასხვა ფერის სხივებისათვის არის სხვადასხვა. იგი ყველაზე მეტია წითელი ფერისათვის და ყველაზე ნაკლები – იისფერისათვის. აქედან, (61.8) ფორმულის საფუძველზე ვასკენით, რომ ყველაზე გრძელი ტალღა აქვს წითელ ფერს, ყველაზე მოკლე – იისფერს. დადაგენილია, რომ სხვადასხვა ფერის სინათლის ტალღის სიგრძეები იცვლება შემდეგ ფარგლებში

(1 მიკრომეტრი (მკმ) $=10^{-6}$ მ):

წითელი $(7,7 - 6,3) \cdot 10^{-7} \text{ მ} = (0,77 - 0,63) \text{ მკმ}$

ნარინჯისფერი $(6,3 - 6,0) \cdot 10^{-7} \text{ მ} = (0,63 - 0,60) \text{ მკმ}$

ყვითელი $(6,0 - 5,7) \cdot 10^{-7} \text{ მ} = (0,60 - 0,57) \text{ მკმ}$

მწვანე $(5,7 - 5,0) \cdot 10^{-7} \text{ მ} = (0,57 - 0,50) \text{ მკმ}$

ცისფერი $(5,0 - 4,5) \cdot 10^{-7} \text{ მ} = (0,50 - 0,45) \text{ მკმ}$

ლურჯი $(4,5 - 4,3) \cdot 10^{-7} \text{ მ} = (0,45 - 0,43) \text{ მკმ}$

იისფერი $(4,3 - 4,0) \cdot 10^{-7} \text{ მ} = (0,43 - 0,40) \text{ მკმ}$.

ელექტრომაგნიტურ ტალღებს, რომელთა სიგრძე 0,77 მკმ-ზე მეტია და 0,40 მკმ-ზე ნაკლებია, ჩვენი თვალი ვერ აღიქვამს. მათ შესაბამისად ინფრაწითელი და ულტრაიისფერი სხივები ეწოდება.

§62. კოჰერენტულ ტალღათა მიღების მეთოდები

ყოველი სინათლის წყარო მილიარდობით ატომებისაგან შედგება. სინათლე, რომელსაც ჩვენი თვალი აღიქვამს, ამ ატომების ერთობლივი მოქმედების შედეგია. სინათლის ორი დამოუკიდებელი წყარო რომ კოჰერენტული იყოს, საჭიროა, ამ წყაროების შემადგენელი ატომების შეთანხმებული მოქმედება, ანუ ისინი ისე უნდა ასხივებდეს სინათლეს (ტალღებს), რომ ჯამურ ტალღებს შორის ფაზათა სხვაობა იყოს მუდმივი. ეს კი შეუძლებელია, ვინაიდან ცალკეული წყაროს ატომური გამოსხივების ფაზები სწრაფად და ქაოსურად იცვლება, რის განოც ჯამური გამოსხივების (ტალღის) ფაზის ცვლილებაც სწრაფი და ქაოსურია. ამრიგად, სინათლის ორი სხვადასხვა წყაროს მიერ გამოსხივებული ტალღები ყოველთვის არაკოჰერენტულია.*

სინათლის კოჰერენტული ტალღების მისაღებად იქცევიან შემდეგნაირად: იღებენ სინათლის ერთ წყაროს. მისგან გამოსხივებულ სინათლეს (სინათლის კონას) ყოვენ ორ ნაწილად, და სხვადასხვა მანძილების გავლის შემდეგ ახვედრებენ ერთმან-

* ეს არ ეხება ლაზერულ გამოსხივებას.

ნეთს. სინათლის გაყოფილი ნაწილები, ცხადია, კოჰერენტულნი იქნებიან, ვინაიდან ისინი წარმოსდგებიან ერთი და იმავე წყაროდან და მაშასადამე, დაკავშირებულნი არიან ერთმანეთთან,* მათი ფაზები ერთდროულად (შეთანხმებულად) იცვლება, რის გამოც ფაზათა სხვაობა მუდმივი იქნება.

სინათლის კონის გაყოფა ორ ნაწილად შეიძლება განხორციელდეს სხვადასხვა საშუალებებით – ხერელების, სარკეების ან პრიზმების გამოყენებით.

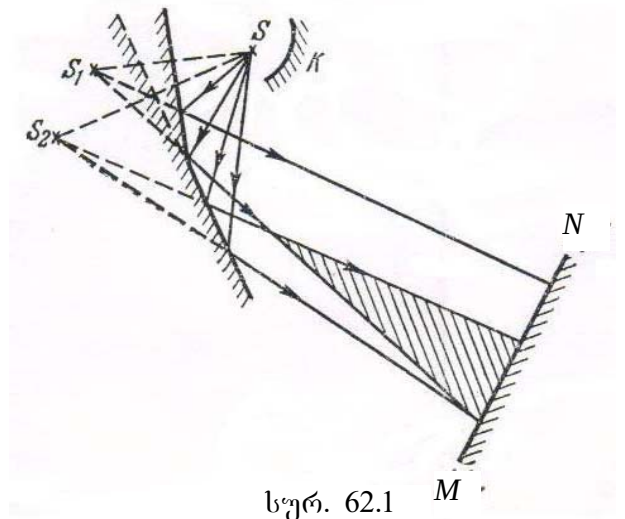
ხერელების საშუალებით კოჰერენტული ტალღები მარტივად და მახვილგონივრულად მიიღო იუნგმა (იუნგის მეთოდი); იგი ჩვენ განვიხილეთ წინა პარაგრაფში (სურ. 61.2). გავეცნოთ სხვა მეთოდებს.

ფრენელის სარკეები. ორი ბრტყელი სარკე განლაგებულია ერთმანეთისადმი თითქმის 180° კუთხით (სურ. 62.1). S წყაროდან გამოსული სხივები აირეკვლება სარკეებიდან და ეცემა MN ეკრანს, რომელიც დაცულია S წყაროს სხივების პირდაპირი მოხვედრისაგან K გარსაცმით.

ბრტყელი სარკიდან სინათლის არეკვლის კანონის თანახმად, პირველი სარკიდან არეკლილი სხივები თითქოს გამოდიან S_1 წარმოსახვითი წყაროდან, რომელიც სიმეტრიულადაა განლაგებული S წყაროს მიმართ და მაშასადამე, წარმოადგენს მის გამოსახულებას ამ სარკეში.

ანალოგიურად, მეორე სარკიდან არეკვლილი სხივები თითქოს გამოდიან S_2 წარმოსახვითი წყაროდან, რომელიც წარმოადგენს S წყაროს გამოსახულებას ამ სარკეში. S_1 და S_2 წარმოსახვითი წყაროები ცხადია, კოჰერენტულნი არიან, ვინაიდან წარმოსდგებიან ერთი და იგივე S წყაროდან, ამიტომ მათი გადაფარვის არეში მიიღება ინტერფერენციული სურათი, რომლის დაკვირვება ხდება MN ეკრანზე.

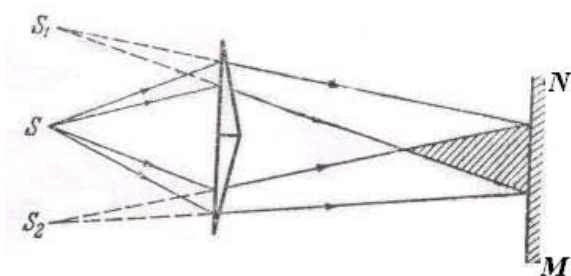
ფრენელის ბიპრიზმა. მცირე გარდამტეხი კუთხის მქონე ორი სამკუთხა პრიზმა ერთმანეთზე მიწებებულია ფუძეებით (სურ. 62.2). S წყაროდან გამოსული სხივები გარდატეხებიან ამ პრიზმებში, დაიხრებიან ფუძეებისკენ და გვაძლევენ განშლად კონებს. მიიღება ისეთი სურათი, თითქოს ეს კონები გამოდიან S_1 და S_2 წარმოსახ-



სურ. 62.1

* გავიხსენოთ, რომ ლათინურად კოჰერენტულობა ნიშნავს კავშირში ყოფნას, ერთმანეთთან დაკავშირებულს.

ვითი წყაროებიდან, რომლებიც არაერთხელ თქმული მიზეზის გამო, კოჰერენტულები არიან, ამიტომ მათი გადაფარვის არეში მიიღება ინტერფერენციული სურათი, რომლის დაკვირვება ხდება MN ეკრანზე.



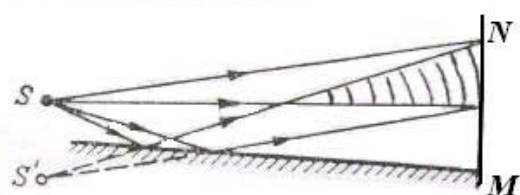
სურ. 62.2

ლოიდის სარკე. ამ მეთოდში ერთ

კონას ქმნის უშუალოდ სინათლის S წყაროდან წამოსული სხივები, ხოლო მეორეს – ბრტყელი სარკიდან (ლოიდის სარკიდან) დიდი კუთხით არეკვლილი სხივები, რომლებიც თითქოს S წყაროს წარმოსახვითი S' გამოსახულებიდან გამოდიან (სურ. 62.3).

ამრიგად, წინა შემთხვევებისგან განსხვავებით, ამ მეთოდში კოჰერენტულ წყვილს ქმნის სინათლის პირველადი წყარო და მისი წარმოსახვითი გამოსახულება. გარდა ამისა, თუ წინა შემთხვევებში ეკრანის ცენტრისათვის კოჰერენტულ ტალღებს შორის სვლათა სხვაობა იყო ნულის ტოლი, ე.ი. სრულდებოდა მაქსიმუმის პირობა და მიიღებოდა ნათელი ზოლი, ამ მეთოდში ინტერფერენციული სურათის ცენტრალური ზოლი ბნელია. აიხსნება ეს იმით, რომ

როცა სინათლის ტალღა ირეკლება ოპტიკურად მეტად მკვრივი გარემოდან (სარკიდან), ადგილი აქვს ნახევარტალღის დაკარგვას, რის გამოც სვლათა სხვაობა ხდება $\frac{\lambda}{2}$ -ის ტოლი, ანუ სრულდება მინიმუმის პირობა.



სურ. 62.3

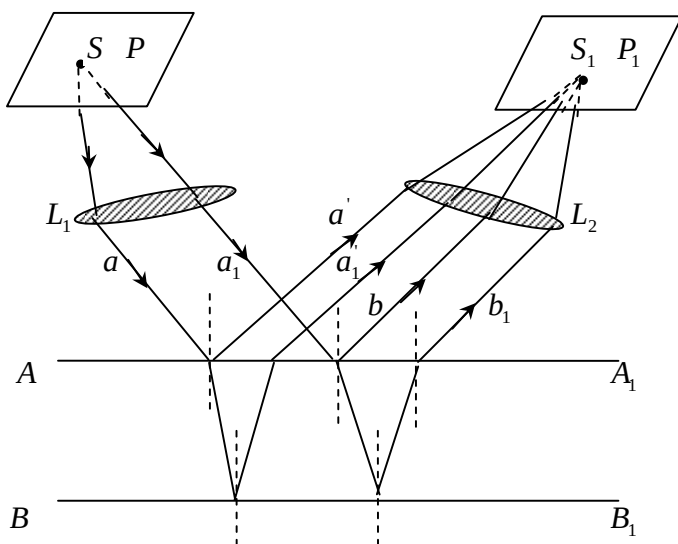
§63. გამჭვირვალე ფირფიტიდან არეკვლილი სხივების ინტერფერენცია.

თანაბარი ღახრისა და თანაბარი სისქის ინტერფერენციული ზოლები

ინტერფერენციის მეტად გავრცელებულ სახეს, რომელსაც ამავე დროს დიდი პრაქტიკული გამოყენება აქვს, წარმოადგენს ინტერფერენცია სხივებისა, რომლებიც მიიღება გამჭვირვალე ფირფიტის ზედაპირებიდან არეკვლისას. აქ განიხილება ორი შემთხვევა:

- I. ინტერფერენცია პარალელური სხივებისა, რომლებიც მიიღება ბრტყელპარალელური ფირფიტის ზედაპირებიდან არეკვლისას და
- II. ინტერფერენცია არაპარალელური სხივებისა, რომლებიც მიიღება ცვლადი სისქის ფირფიტის ზედაპირებიდან არეკვლისას.

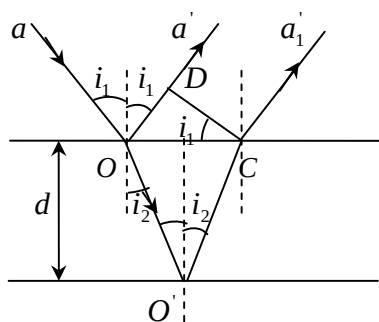
პირველ შემთხვევაში მიიღება ე.წ. თანაბარი დახრის ინტერფერენციული ზოლები, ხოლო მეორე შემთხვევაში – თანაბარი სისქის ინტერფერენციული ზოლები. განვიხილოთ ეს საკითხი დაწვრილებით.



სურ. 63.1

თანაბარი დახრის ინტერფერენციული ზოლები. P სიბრტყის S მანათობელი წერტილიდან გამოსული სხივები L ლინზაში გავლის შემდეგ, aa_1 პარალელური კონის სახით ეცემა ბრტყელპარალელური ფირფიტის AA_1 ზედაპირს. დაცემული სინათლის ნაწილი აირეკლება და გვაძლევს $a'b$ სხივებს; ნაწილი კი გარდატეხება, ეცემა ფირფიტის ქვედა, BB_1 ზედაპირს, აირეკლება, შემდეგ ხელმო-

რედ გარდატეხება AA_1 ზედაპირზე და გვაძლევს a'_1b_1 სხივებს (სურ. 63.1). არეკვლილი სხივები ურთიერთპარალელურია, ვინაიდან ფირფიტა არის ბრტყელპარალელური. მათი შეკრება ხდება L_2 ლინზით P_1 სიბრტყის S_1 წერტილში და იმის და მიხედვით, თუ როგორია სვლათა სხვაობა ამ სხივებს შორის, S_1 წერტილში მიიღება ბნელი ან ნათელი ლაქა. გამოვითვალოთ ეს სვლათა სხვაობა. შევადგინოთ ნახაზი (სურ. 63.2). ჩავთვალოთ, რომ ჰაერის გარდატეხის მაჩვენებელი 1-ის ტოლია, ხოლო მინის – n -ის. ფირფიტის სისქე აღვნიშნოთ d -თი. მაშინ a' და a'_1 სხივებს შორის ოპტიკური სვლა-თა სხვაობა



სურ. 63.2

$$\Delta = (OO' + O'C)n - OD - \frac{\lambda}{2} \quad (63.1)$$

აქ $\frac{\lambda}{2}$ გაჩნდა იმიტომ, რომ სინათლის ტალღის არეკვლისას ოპტიკურად მეტად მკვრივი გარემოდან, ხდება ნახევარტალღის დაკარგვა. ნახაზიდან ჩანს, რომ

$$OO' = O'C = \frac{d}{\cos i_2}, \quad OD = OC \sin i_1;$$

მაგრამ
$$\frac{OC}{2} = d \operatorname{tg} i_2,$$

ამიტომ $OD = 2d \sin i_1 \operatorname{tg} i_2$. გარდატეხის კანონის თანახმად $\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n$, საიდანაც $\sin i_1 = n \sin i_2$.

მაშინ
$$OD = 2dn \sin i_2 \operatorname{tg} i_2 = 2dn \frac{\sin^2 i_2}{\cos i_2};$$

მიღებული მნიშვნელობები შევიტანოთ (63.1)-ში:

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos i_2} - \frac{2dn}{\cos i_2} \sin^2 i_2 - \frac{\lambda}{2} = \frac{2dn}{\cos i_2} (1 - \sin^2 i_2) - \frac{\lambda}{2} = 2dn \cos i_2 - \frac{\lambda}{2}.$$

მაგრამ

$$\cos i_2 = \sqrt{1 - \sin^2 i_2} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 i_1}{n^2}} = \frac{1}{n} \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}$$

და საბოლოოდ გვექნება:

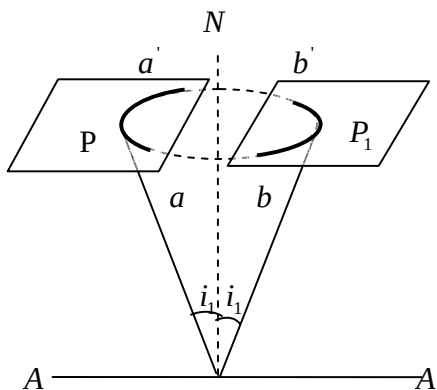
$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda}{2}. \quad (63.2)$$

თუ სრულდება მაქსიმუმის პირობა ანუ

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad (63.3)$$

მაშინ S_1 წერტილში მივიღებთ ნათელ ლაქას.

დავუშვათ ახლა, რომ S წერტილი კი არ არის სინათლის წყარო, არამედ მთელი P სიბრტყე არის მანათობელი („განფენილი“ სინათლის წყარო). ინტერფერენციას ადგილი რომ არ ჰქონდეს, ე.ი. გამჭვირვალე ფირფიტის ნაცვლად რომ იყოს სარკულად ამრეკლი ზედაპირი, მაშინ L_2 ლინზის ფოკალურ სიბრტყეში მივიღებთ P სიბრტყის გამოსახულებას P_1 -ს. მაგრამ, იმის გამო, რომ ადგილი აქვს სხივების



სურ. 63.3

ინტერფერენციას, P_1 სიბრტყეში ნათელ ლაქას მოგვცემს P სიბრტყის არა ყველა წერტილი, არამედ მხოლოდ ისინი, რომლებიც აკმაყოფილებენ (63.3) პირობას. კერძოდ, ის წერტილები, რომელთა სვლათა სხვაობა **ერთნაირია** და გვაძლევენ ერთიდაიგივე k_0 რიგის ინტერფერენციულ მაქსიმუმს, მოიძებნება პირობიდან:

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda}{2} = k_0 \lambda = \text{const}.$$

ან, ვინაიდან d , n და λ მუდმივია, ტოლობის მარცხენა მხარე მუდმივი იქნება როცა

$$i_1 = \text{const} . \quad (63.4)$$

ერთობლიობა იმ წერტილებისა, რომლებიდანაც გამოსული სხივები აკმაყოფილებს (63.4) პირობას, მიიღება P სიბრტყის გადაკვეთით იმ კონუსთან, რომლის ღერძს წარმოადგენს AA_1 ზედაპირის ნორმალი, ხოლო გაშლის კუთხე $2i_1$ -ის ტოლია (სურ. 63.3).

წერტილთა ეს ერთობლიობა P სიბრტყეზე გვაძლევს aa_1 რკალს. მას P' სიბრტყეზე შეესაბამება bb' ნათელი რკალი.* ინტერფერენციის სხვა რიგის შემთხვევაში მიიღება სხვა ნათელი ზოლი. ნათელ ზოლებს შორის მოთავსებულია ბნელი ზოლები.

ამრიგად, მიღებული ინტერფერენციული სურათი წარმოადგენს ნათელი და ბნელი ზოლების (რკალების) ერთობლიობას. თითოეული ნათელი ზოლი შეესაბამება დაცემის i_1 კუთხის მუდმივ მნიშვნელობას, ე.ი. მიიღება იმ სხივების ინტერფერენციის შედეგად, რომლებიც ზედაპირის ნორმალის მიმართ თანაბრად არიან დახრილნი. აქედან წარმოდგება მიღებული ინტერფერენციული სურათის დასახელება – **თანაბარი დახრის ინტერფერენციული ზოლები**.

თითოეული მნათი წერტილი P' სიბრტყეში მიიღება პარალელური სხივების ინტერფერენციის შედეგად. ე.ი. მკაფიო ინტერფერენციული სურათის დასამზერად P' სიბრტყე უნდა მოვათავსოთ L_1 ლინზის ფოკალურ სიბრტყეში ანუ, მოვიქცეთ ისე, როგორც ვაკეთებთ ხოლმე უსასრულოდ დაშორებული სხეულების გამოსახულების მისაღებად. ამიტომ ამბობენ, რომ თანაბარი დახრის ინტერფერენციული ზოლები **ლოკალიზებულია უსასრულობაში**. ლინზა შეიძლება შევცვალოთ თვალის ბროლით, ეკრანი – ბადურათი. მაშასადამე, თანაბარი დახრის ზოლების დამზერა შეიძლება უშუალოდაც, თვალის საშუალებით. ოღონდ ამ შემთხვევაში თვალი აკომოდირებული უნდა იყოს უსასრულობაზე.

ჩვენ განვიხილეთ შემთხვევა, როდესაც ფირფიტას ეცემოდა მონოქრომატული სინათლე. დავუშვათ ახლა, რომ მას ეცემა თეთრი სინათლე, რომელიც შეიცავს $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots$ ტალღის სიგრძეებს. მაშინ, დაცემის მოცემული კუთხის ($i_1 = \text{const}$) შემთხვევაში, მაქსიმუმის პირობას დააკმაყოფილებს ყველა ის ტალღები, რომელთათვისაც სრულდება პირობა:

$$\Delta = k\lambda_1 = (k+1)\lambda_2 = (k+2)\lambda_3 = \dots \quad (63.5)$$

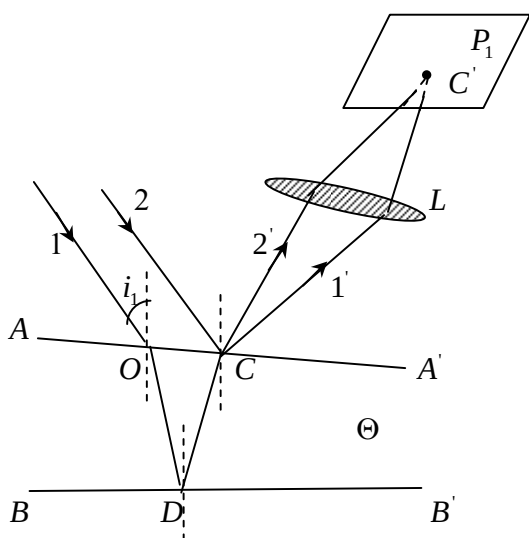
* თუ ფირფიტას სინათლე ეცემა ყველა მხრიდან (ე.წ. გაბნეული სხივები), ცხადია, რომ ის წერტილები, რომლებიც აკმაყოფილებენ $i_1 = \text{const}$ პირობას, მდებარეობენ წრეწირზე. შესაბამისი ინტერფერენციული სურათიც იქნება ნათელი რგოლი.

მაგრამ ვინაიდან სხვასხვა ტალღის სიგრძეს სხვადასხვა ფერი შეესაბამება, ინტერფერენციული სურათი იქნება შეფერადებული: ბნელი ზოლები საერთოდ აღარ იქნება, იქნება მხოლოდ თანმიმდევრულად განლაგებული სხვადასხვა ფერის ნათელი ზოლები.

(63.2) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ რაც მეტია d , მით მეტია Δ , (63.3)-ის თანახმად, რაც მეტია Δ , მით მეტია k , ხოლო (63.5)-ის თანახმად, რაც მეტია k , მით ნაკლებია განსხვავება $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots$ ტალღის სიგრძეებს შორის. ეს იმას ნიშნავს, რომ სქელი ფირფიტის შემთხვევაში ინტერფერენციული ზოლები განლაგებული იქნება მჭიდროდ, ხოლო თუ ფირფიტა საკმაოდ სქელია, მოხდება ზოლების გადაფარვა. ამრიგად, ინტერფერენციული სურათის მისაღებად საჭიროა, რომ ფირფიტა იყოს რაც შეიძლება თხელი.

ინტერფერენციული ზოლები წარმოადგენენ წესიერი წრეწირის ნაწილებს მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ ფირფიტა მკაცრად ბრტყელპარალელურია. ბრტყელპარალელურობიდან ოდნავი გადახრაც კი იწვევს ზოლების დამახინჯებას. ამიტომ, ინტერფერენციული მეთოდით ამოწმებენ ფირფიტის ბრტყელპარალელურობას და გადახრა შეიმჩნევა მაშინაც კი, როცა იგი არ აღემატება $0,00001$ მმ-ს.

თანაბარი სისქის ინტერფერენციული ზოლები: განვიხილოთ ახლა შემთხვევა, როცა ფირფიტა, რომელსაც ეცემა სინათლე, ბრტყელპარალელური არ არის, ამასთან, მისი d სისქე წერტილიდან წერტილამდე უმნიშვნელოდ იცვლება ანუ Θ კუთხე $AA_1 BB_1$ ზედაპირებს შორის არის მცირე (სურ. 63.4).



სურ. 63.4

ვთქვათ, სინათლის წყარო იმდენადაა დაშორებული, რომ მისგან წამოსული სხივები შეიძლება ჩაითვალოს პარალელურად. განვიხილოთ პირველი სხივი (1), რომელიც დაეცა AA_1 ზედაპირს O წერტილში, გარდატედა, აირეკლა BB_1 ზედაპირის D წერტილიდან, გარდატედა C წერტილში და მოგვცა $1'$ სხივი. ცხადია, დაცემულ სხივთა კონაში მოიძებნება ისეთი სხივი (2), რომელიც ფირფიტას დაეცემა იმავე C წერტილში, აირეკლება და მოგვცემს $2'$ სხივს. ეს სხივები, L ლინზაში გავლის

შემდეგ, გადაიკვეთებიან P' სიბრტყის C' წერტილში, რომელიც C წერტილის გამოსახულებას წარმოადგენს. $1'$ და $2'$ სხივები, ცხადია, კოჰერენტულნი არიან და ინტერფერირებენ, ამიტომ, იმის მიხედვით, თუ როგორია მათ შორის სვლათა სხვაობა, C' წერტილში მიიღება ნათელი ან ბნელი ღაქა. რადგან სხივები ჩავთვალეთ პარალელურად და ფირფიტის სისქე უმნიშვნელოდ იცვლება, სვლათა სხვაობისათვის შეიძლება ვისარგებლოთ (63.3) ფორმულით, რომელიც ჩვენ მივიღეთ ბრტყელპარალელური ფირფიტისათვის. აქაც (ისევე, როგორც წინა შემთხვევაში), ის წერტილები, რომელთაგან გამოსული სხივების სვლათა სხვაობა **ერთნაირია** და გვაძლევენ ერთიდაიგივე k_0 რიგის ინტერფერენციულ მაქსიმუმს, მოიძებნება პირობიდან:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda}{2} = k_0\lambda = \text{const}.$$

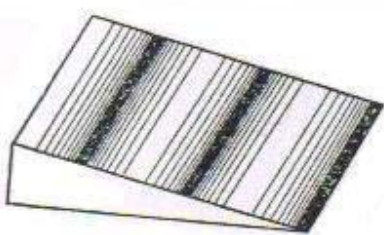
ან, ვინაიდან n, λ და i_1 მუდმივია, ტოლობის მარცხენა მხარე მუდმივი იქნება როცა

$$d = \text{const}.$$

ეს იმას ნიშნავს, რომ თუ AA_1 ზედაპირის C წერტილი P' სიბრტყის C' წერტილში გვაძლევს ნათელ ღაქას, მაშინ ნათელ ღაქას მოგვცემს ყველა ის წერტილი, რომელთათვისაც d ისეთივეა, როგორც C წერტილისათვის. სხვანაირად, მაქსიმუმის პირობას დააკმაყოფილებს AA_1 ზედაპირის ის წერტილები, რომლებიც მდებარეობენ თანაბარ სისქეზე. აქედან წარმოდგება ინტერფერენციული სურათის დასახელება – **თანაბარი სისქის ინტერფერენციული ზოლები**.

მკაფიო ინტერფერენციული სურათის მისაღებად L ლინზა უნდა დავაფოკუსიროთ AA_1 ზედაპირზე. ამიტომ ამბობენ, რომ თანაბარი სისქის ინტერფერენციული ზოლები **ლოკალიზებულია ფირფიტის ზედაპირზე**. ლინზა შეიძლება შევცვალოთ თვალის ბროლით, ხოლო ეკრანი (P' სიბრტყე) – თვალის ბადურათი. ე.ი. თანაბარი სისქის ინტერფერენციული სურათის დაკვირვება შეიძლება უშუალოდ თვალითაც, ოღონდ თვალი აკომოდირებული უნდა იყოს ფირფიტის ზედაპირზე. თანაბარი სისქის ინტერფერენციული ზოლების ფორმა დამოკიდებულია ფირფიტის

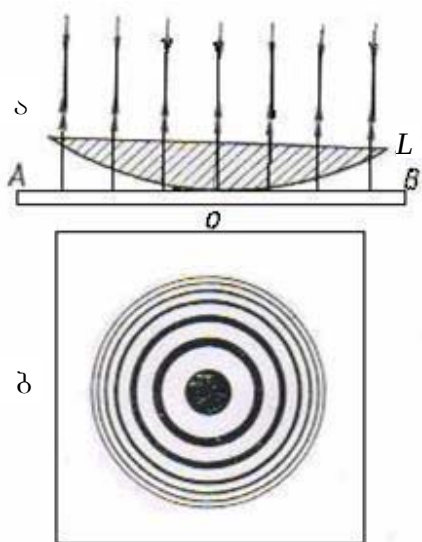
ფორმაზე. მაგალითად, თუ ცვლადი სისქის ფირფიტას აქვს სოლისებრი ფორმა, ინტერფერენციული ზოლები ცხადია, იქნება წრფივი ზოლები, რომლებიც სოლის წიბოს პარალელურია (სურ. 63.5). აქაც, თუ ფირფიტას ეცემა თეთრი სინათლე, ინტერფერენციული ზოლები იქნება სხვადასხვა ფერის, ე.ი. დამზერისას ფირფიტის



სურ. 63.5

ზედაპირი მოგვეჩვენება შეფერადებული. ცხადია, დამზერის კუთხის შეცვლით ინტერფერენციის პირობა შეიცვლება და ინტერფერენციული ზოლები ფერებს შეიცვლიან. ასეთ „ფერთა თამაშს“ ფირფიტის ზედაპირზე ჩვენ ვაკვირდებით ყოველდღიურ ცხოვრებაში, მაგ. წყლის ზედაპირზე, ან ასფალტზე განთხმული ნავთობის თხელი ფენის დამზერისას, საპნის ბუშტის დამზერისას და სხვ.

თანაბარი სისქის ინტერფერენციული ზოლების საინტერესო სახეს წარმოადგენს წრიული რგოლები, რომელსაც პირველად დააკვირდა ნიუტონი და **ნიუტონის რგოლები** ეწოდება. ნიუტონის რგოლებზე დაკვირვება ხდება (63.6) სურათზე მოყვანილი სქემის მიხედვით: დიდი R სიძრუდის რადიუსის მქონე ბრტყელ-ამოზნექილი ლინზა მოთავსებულია ბრტყელპარალელური ფირფიტის AB ზედაპირზე და ეხება მას O წერტილში (სურ. 63.6 ა). ლინზასა და ფირფიტის შორის წარმოიქმნება ცვლადი სისქის ჰაერის წრიული ფენა (ცვლადი სისქის წრიული „ფირფიტა“).

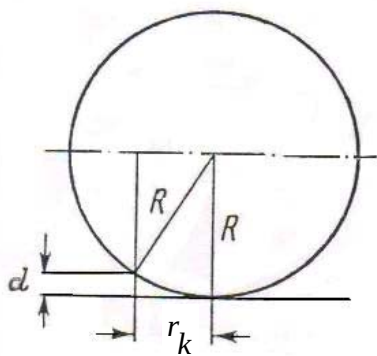


სურ. 63. 6

დაეუშვათ, ასეთ ოპტიკურ სისტემას დაეცა ბრტყელი ტალღა, ანუ პარალელურ სხივთა კონა. ცხადია, რომ თითოეული სხივი მოგვეცემს ორ არეკლილ სხივს, რომელთაგან ერთი მიიღება ლინზის ამოზნექილი ზედაპირიდან მინა-ჰაერის საზღვარზე არეკვლის შედეგად, ხოლო მეორე ჰაერი-მინის საზღვარზე არეკვლის შედეგად. ეს სხივები კოჰერენტულნი არიან, ამიტომ ინტერფერირებენ და ვინაიდან ლინზასა და ფირფიტას შორის წარმოქმნილ ჰაერის ფენას აქვს წრიული ფორმა, ინტერფერენციული სურათიც, იქნება ბნელი და ნათელი წრიული რგოლების ერთობლიობა (სურ. 63.5 ბ).

ინტერფერენციული რგოლების რადიუსებს ადვილად გამოვითვლით. მართლაც 63.7 სურათიდან ჩანს, რომ $r_k^2 = r^2 - (R - d)^2$, სადაც r_k – k რიგის ინტერფერენციული რგოლის რადიუსია, ხოლო d – ჰაერის ფენის სისქე. თუ d -ს სიმცირის გამო d^2 -ს უგულებელვყოფთ, გვექნება

$$r_k^2 = 2dR \quad (63.6)$$



სურ. 63.7

სხივებს შორის სვლათა სხვაობა $\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2}$ *. ნათელი

k რიგის რგოლისათვის $2d + \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2}$, საიდანაც

$2d = (2k - 1) \frac{\lambda}{2}$. შევიტანოთ (63.6)-ში:

$$r_k = \sqrt{(2k - 1) \cdot R \frac{\lambda}{2}} = \sqrt{\left(k - \frac{1}{2}\right) R \lambda};$$

ასევე მარტივად მიიღება, რომ k რიგის ბნელი რგოლის რადიუსი

$$r_k = \sqrt{k R \lambda}.$$

მიღებული ფორმულები გვიჩვენებს, რომ თუ გავზომავთ ინტერფერენციული რგოლის რადიუსს და გვეცოდინება ლინზის სიმრუდის რადიუსი (R), გამოვითვლით სინათლის ტალღის სიგრძეს (λ) და პირიქით, ცნობილი ტალღის სიგრძის მიხედვით შეიძლება განვსაზღვროთ ლინზის სიმრუდის რადიუსი.

დაბოლოს, შევნიშნოთ, რომ განხილულ შემთხვევაში (როცა ინტერფერირებენ არეკლილი და არა ოპტიკურ სისტემაში გასული სხივები) ინტერფერენციული სურათის ცენტრში მიიღება ბნელი ლაქა, ვინაიდან აქ $2d = 0$ და $\Delta = \frac{\lambda}{2}$, რაც მინიმუმის პირობაა.

§64. ინტერფერენციის პრაქტიკული გამოყენება

სინათლის ინტერფერენცია სინათლის ტალღური ბუნების შედეგია, ამიტომ ცხადია, რომ ინტერფერენციული სურათის რაოდენობრივი მხარე – ვთქვათ ინტერფერენციულ ზოლებს შორის მანძილი, ან ინტერფერენციული რგოლების რადიუსი, დამოკიდებული უნდა იყოს სინათლის ტალღის სიგრძეზე. მართლაც, როგორც წინა პარაგრაფში ვნახეთ, ზემოთ ჩამოთვლილი პარამეტრების გაზომვა საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ სინათლის ტალღის სიგრძე. ინტერფერენციული სურათი საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ აგრეთვე გამჭვირვალე ფირფიტის სისქე, ლინზის სიმრუდის რადიუსი, დიდი სიზუსტით შევამოწმოთ ფირფიტის ბრტყელ-

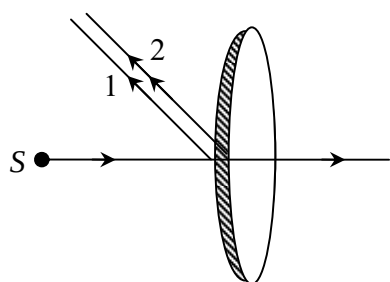
* ამ შემთხვევაში გეომეტრიულ სვლათა სხვაობას – $2d$ -ს, $\frac{\lambda}{2}$ კი არ აკლდება, არამედ ემატება, ვინაიდან ოპტიკურად მეტად მკვრივი გარემო, რომლიდანაც ხდება სხივის არეკვლა, ესაზღვრება ჰაერის ფენის ქვედა ზედაპირს.

პარალელურობა, ზედაპირის დამუშავების ხარისხი და სხვ. ჩამოთვლილი საკითხები შეადგენს ინტერფერენციის პრაქტიკული გამოყენების პირველ ჯგუფს.

ინტერფერენციის პრაქტიკული გამოყენების მეორე, მეტად მნიშვნელოვანი საკითხია ე.წ. **ოპტიკის გასხივოსნება**. საქმე ისაა, რომ როდესაც სინათლე ეცემა ლინზას, ნაწილი გადის მასში, ნაწილი კი აირეკლება. დადგენილია, რომ სხივების მართობულად დაცემის შემთხვევაშიც კი აირეკლება დაცემული ენერგიის 5-8%. ვინაიდან თანამედროვე ოპტიკური ხელსაწყოები შეიცავენ ლინზათა დიდ რაოდენობას, არეკვლილი სინათლის წილი საკმაოდ დიდია – ხშირად ხელსაწყოს ეკრანამდე (ფოტოფირამდე) აღწევს მასში შესული სინათლის მხოლოდ 10-20%. ეს, გარდა იმისა, რომ ამცირებს გამოსახულების სიკაშკაშეს, დაკავშირებულია კიდევ ერთ უსიამოვნებასთან, კერძოდ, სამხედრო საქმეში: არეკვლილი სხივის (ათინათის) საშუალებით მოწინააღმდეგეს შეუძლია დაადგინოს შენიღბული ობიექტის ადგილმდებარეობა.

აღნიშნული უსიამოვნებების თავიდან ასაცილებლად საჭიროა სინათლის არეკვლილი ნაწილის მაქსიმალურად შემცირება. ამის შედეგად გამოსახულება ხდება უფრო ნათელი, „გასხივოსნებული“ და აქედან წარმოდგება ტერმინი „გასხივოსნებული ოპტიკა“.

ოპტიკის გასხივოსნება დაფუძნებულია ინტერფერენციის მოვლენაზე: ლინზის (ფირფიტის, პრიზმის) წინა ზედაპირს ფარავენ სინათლისათვის გამჭვირვალე თხელი ფენით, რის შედეგადაც ჩნდება ორი არეკვლილი სხივი. ერთი მიიღება ჰაერისა და ამ ფენის გამყოფი ზედაპირიდან არეკვლისას, მეორე – ფენის და ლინზის გამყოფი ზედაპირიდან. (სურ. 64.1). არეკვლილი სხივები, ცხადია, კოჰერენტულნი არიან და ამიტომ ინტერფერირებენ. ფენის სისქეს და მასალას ისე არჩევენ, რომ შესრულდეს მინიმუმის პირობა, ანუ არეკვლილმა სხივებმა ერთმანეთი ჩააქრონ. ამ დროს ქრება ათინათიც და ხელსაწყოში გასული სინათლის ინტენსივობაც იზრდება, ვინაიდან ინტერფერენციის დროს სრულდება ენერგიის მუდმივობის კანონი – ის რაც აკლდება ინტერფერენციულ მინიმუმებს, ემატება ინტერფერენციულ მაქსიმუმებს.



სურ. 64.1

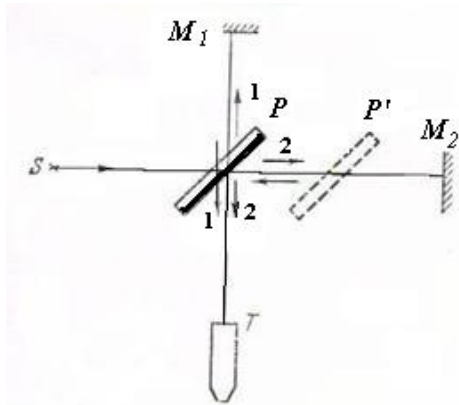
ფენის d სისქის გამოთვლა ადვილია: ამისათვის დავწეროთ მინიმუმის პირობა: ოპტიკური სვლათა სხვაობა $2dn = \frac{\lambda}{2}$, საიდანაც $d = \frac{\lambda}{4n}$.

გამოთვლები გვიჩვენებს, რომ არეკვლილი სხივები ყველაზე სრულად მაშინ აქრობენ ერთმანეთს, როდესაც სრულდება პირობა:

$$n_{\text{ფ}} = \sqrt{n_{\text{ლ}}},$$

სადაც $n_{\text{ფ}}$ და $n_{\text{ლ}}$ შესაბამისად ფენისა და ლინზის გარდატეხის მაჩვენებლებია.

ინტერფერენციის პრაქტიკული გამოყენების მესამე ჯგუფი დაკავშირებულია **პრეციზიულ** ანუ მეტად ზუსტ გაზომვებთან. ხელსაწყოებს, რომლებიც ამ მიზნით გამოიყენება, ინტერფერომეტრები ეწოდება.



სურ. 64.2

განვიხილოთ მაიკელსონის ინტერფერომეტ-

რი. მისი სქემა მოცემულია 64.2 სურათზე: სინათლის S მონოქრომატული წყაროდან სხივი (სხივთა კონა) 45° -იან კუთხით ეცემა ბრტყელპარალელურ გამჭვირვალე P ფირფიტას, რომლის ერთი გვერდი დაფარულია ნახევრადგამჭვირვალე ვერცხლის თხელი ფენით. ამ ფენაზე ხდება სხივის ორ ნაწილად გაყოფა: ნაწილი აირეკლება და გვაძლევს პირველ სხივს (1), ხოლო ნაწილი გადის მასში და გვაძლევს მეორე სხივს (2). 1 სხივი ეცემა მართობულად დაყენებულ M_1 სარკეს,

ბრუნდება უკან, გაივლის ფირფიტაში* და ხდება T ჭოგრში (ან ეკრანზე). 2 სხივი აირეკლება M_2 სარკიდან, ბრუნდება უკან, შემდეგ აირეკლება ვერცხლის თხელი ფენიდან და ისიც ხდება ჭოგრში (სამზერ მილში). პირველი სხივი ორჯერ გადის P ფირფიტის სისქეს (წინ და უკან), მეორე კი არცერთხელ. ამიტომ, ამის შედეგად წარმოქმნილი სვლათა სხვაობის კომპენსაციისათვის მეორე სხივის გზაზე ათავსებენ ზუსტად იმავე ზომის და ისეთივე მასალისაგან დამზადებულ P' ფირფიტას (ცხადია, მოვერცხლილი გვერდის გარეშე). მაშინ, სხივებს შორის სვლათა სხვაობა დამოკიდებული იქნება, მხოლოდ M_1 და M_2 სარკეების მდებარეობაზე. სხივებს შორის ოპტიკური სვლათა სხვაობა $\Delta = 2n(l_1 - l_2)$, სადაც n - ჰაერის გარდატეხის აბსოლუტური მაჩვენებელია, ხოლო l_1 და l_2 - მანძილი M_1 და M_2 სარკეებამდე. თუ $l_1 = l_2$, სრულდება მაქსიმუმის პირობა და ჭოგრში დაიმზირება ნათელი ლაქა. ერთერთ სარკის $\frac{\lambda}{4}$ -ით გადაადგილებისას სვლათა სხვაობა შეიცვლება $\frac{\lambda}{2}$ -ით და ჭოგრში დაიმზირება ბნელი ლაქა. ცხადია, რომ თუ სარკეს ვამოძრავებთ გასაზომი ობიექტის

* ნაწილი ცხადია, აირეკლება, რომელიც ჩვენ არ გვაინტერესებს.

გასწორებ, ინტერფერენციული სურათის ცვლილების მიხედვით, დიდი სიზუსტით, კერძოდ $\frac{\lambda}{4}$ -ის სიზუსტით, გავიგებთ ამ ობიექტის ზომას.

ხელსაწყო სიზუსტის გასაზრდელად M_1 სარკეს ხრიან მცირე α კუთხით. ამ შემთხვევაში ინტერფერენციულ სურათს ექნება არა ერთგვაროვანი ფონი (ბნელი ან ნათელი), არამედ მიიღება თანაბარი სისქის წრფივი ინტერფერენციული ზოლები, რომელიც შეესაბამება M_1 სარკისა და M_2 სარკის წარმოსახვით გამოსახულებას შორის შექმნილ საპაერო ზოლს. S_2 სარკის გადაადგილება გამოიწვევს ინტერფერენციული ზოლების წანაცვლებას, რომლის დიდი სიზუსტით დაკვირვება ძნელი არ არის. ამ გზით პირველად იქნა გაზომილი და შედარებული სინათლის ტალღის სტანდარტულ სიგრძესთან სიგრძის საერთაშორისო ეტალონი მეტრი. მაიკელსონის ინტერფერომეტრი გამოიყენება აგრეთვე გარდატეხის მაჩვენებლის ზუსტი გაზომვისათვის (ინტერფერენციული რეფრაქტომეტრი), სინათლის სპექტრული ანალიზისათვის (ინტერფერენციული სპექტრომეტრი) და სხვ.

თავი VIII

სინათლის დიფრაქცია

§65. დიფრაქციის მოვლენა. ჰიუბენს-ვრენელის პრინციპი

დიფრაქცია* ეწოდება ტალღის მიერ დაბრკოლების შემოვლას, რაც იწვევს მისი გავრცელების სწორხაზოვნების დარღვევას.

დიფრაქციის მოვლენას ჩვენ ვაკვირდებით ყოველდღიურ ცხოვრებაში. ესაა მაგ. წყლის ზედაპირზე წარმოქმნილი ტალღების მიერ დაბრკოლების შემოვლა, ბგერითი ან რადიოტალღების მიერ დაბრკოლებათა შემოვლა – ბგერა ჩვენ ხომ მაშინაც გვესმის, როცა ბგერის წყაროსა და ჩვენს შორის რაიმე დაბრკოლება, ვთქვათ კედელია მოთავსებული; ასევე „გვესმის“ შორეული სადგურებიდან გამოსხივებული რადიოტალღები, რომლებსაც, ვიდრე ჩვენამდე (ანტენამდე) მოადწევდეს, მრავალი დაბრკოლება ეღობება წინ.

დიფრაქცია ტალღური პროცესისათვის დამახასიათებელი მოვლენაა, ამიტომ, თუ სინათლე ტალღური ბუნებისაა, მის დიფრაქციასაც უნდა ქონდეს ადგილი, ანუ, როცა სინათლე ეცემა გაუმჭვირ სხეულს, უნდა შემოუაროს მას და შეიჭრას გეომეტრიული ჩრდილის არეში. ცდა კი გვიჩვენებს საპირისპიროს – სხეულები, რომლებიც

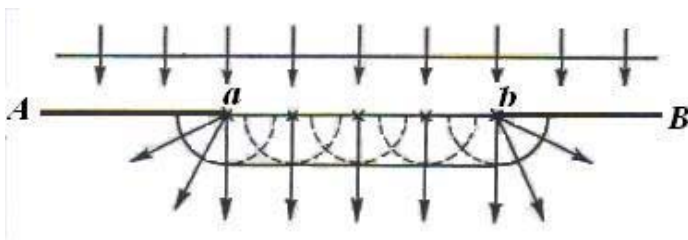
* იწარმოება ლათინური სიტყვისაგან *diffractus* – გატეხილი.

ნათღებიან წერტილოვანი წყაროს მიერ გამოსხივებული სინათლით, ქმნიან მკვეთრ ჩრდილებს, ე.ი. სხივები არ იხრებიან თავდაპირველი გავრცელების მიმართულებიდან.

სინათლის დიფრაქციის დამზერა გაძნელებულია იმით, რომ ტალღების დიფრაქცია არსებითად არის დამოკიდებული ტალღის სიგრძესა და დიფრაქციის გამომწვევი ობიექტის ზომებს შორის თანაფარდობაზე. ყველაზე მკვეთრად დიფრაქცია მაშინ ვლინდება, როცა დაბრკოლებათა ზომა ტალღის სიგრძის თანაზომადია. ზემოთ ჩამოთვლილი ტალღებისათვის, რომელთა სიგრძე სანტიმეტრებით, მეტრებით და კილომეტრებით განისაზღვრება, ეს პირობა სრულდება. სინათლისათვის კი, რომლის ტალღის სიგრძე სანტიმეტრის მეასიათასედი ნაწილის რიგისაა, „ცხოვრებისეული“ ობიექტების ზომა მეტისმეტად დიდია. ამიტომაც, რომ სინათლის დიფრაქცია ყოველდღიურ ცხოვრებაში არ ვლინდება, და მის დასამზერად სპეციალური მოწყობილობებია საჭირო.

დიფრაქციის მოვლენა აიხსნება პრინციპით, რომელიც ჩამოაყალიბა სინათლის ტალღური თეორიის ფუძემდებელმა ჰოლანდიელმა მეცნიერმა ჰიუგენსმა (1690 წ.). ჰიუგენსის პრინციპის თანახმად, სივრცის ყოველი წერტილი, რომელამდისაც აღწევს ტალღური ზედაპირი, თვითონ ხდება მეორეული სფერული ტალღების წყარო. ამ მეორეული ნახევარსფერული* ზედაპირების მომვლენები წარმოადგენს ახალ ტალღურ ზედაპირს დროის მომდევნო მომენტში.

ვთქვათ, სინათლისადმი გაუმჭვირ AB ფირფიტას, რომელსაც დატანებული აქვს ab ხერხელი, ეცემა პარალელურ სხივთა კონა ანუ ბრტყელი ტალღა (სურ. 65.1). ჰიუგენსის პრინციპის თანახმად, ხერხელის თითოეული წერტილი გადაიქცევა სფერული ტალღების წყაროდ, რომელთა მომვლენები წარმოადგენს ხერხელიდან გამოსული ტალღის ზედაპირს. სურათიდან ჩანს, რომ ზედაპირი ბრტყელია მხოლოდ შუა ნაწილში, ნაპირებში კი მრუდდება და ვინაიდან სხივი მართობულია ტალღური



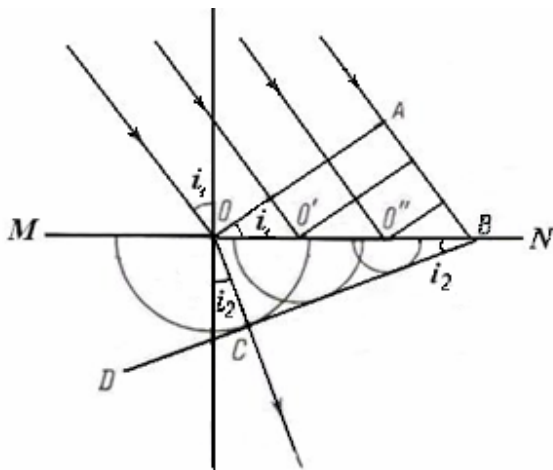
სურ. 65.1

ზედაპირის, გამოდის რომ ადგილი აქვს სინათლის შეჭრას გეომეტრიული ჩრდილის არეში, ანუ დიფრაქციას.

ჰიუგენსის პრინციპი ზოგადი პრინციპია. მისი საშუალებით მიიღება არეკვლისა და გარდატეხის კანონები

* ვინაიდან ტალღები წინ ვრცელდება, მეორე ნახევრის შემოხაზვა არ არის საჭირო.

ტალღური თეორიის საფუძველზე, აიხსნება ორმაგი სხივოტეხა კრისტალებში და სხვ.



სურ. 652

ჰიუგენსის პრინციპით არეკვლის კანონი გამოვიყენოთ კურსის პირველ ტომში (§43) ტალღური პროცესების საკითხების განხილვასთან დაკავშირებით. მივიღოთ ახლა გარდატეხის კანონი.

დავუშვათ, MN გარდამტეხ ზედაპირს ეცემა ბრტყელი ტალღა OA . მას შეესაბამება პარალელური სხივთა კონა, რომელიც ზედაპირის ნორმალთან ადგენს i_1 კუთხეს. სურათზე ოთხი ასეთი სხივია გამოყოფილი (სურ. 65.2). ვთქვათ OA ტალღის A წერტილმა MN ზედაპირის B წერტილს მიაღწია t დროში. მაშინ $AB = v_1 t$, სადაც v_1 ტალღის გავრცელების სიჩქარეა I

გარემოში. ჰიუგენსის პრინციპის თანახმად, MN ზედაპირის ყოველი წერტილი, მასზე ტალღური ზედაპირის მიღწევის შემდეგ, გადაიქცევა მეორეული ტალღის ცენტრად. ცხადია, რომ ვიდრე OA ტალღის A წერტილი მიაღწევს MN ზედაპირის B წერტილს, O წერტილში აღიძვრება და მეორე გარემოში გავრცელდება ნახევარსფერული ტალღა, რომლის რადიუსი $OC = v_2 t$, სადაც v_2 არის ტალღის გავრცელების სიჩქარე II გარემოში. სხვა წერტილებიდან (O', O'') იმავე მომენტისათვის გავრცელებიან უფრო ნაკლები რადიუსის მქონე ტალღები. ამ ნახევარსფერული ზედაპირების მომვლები BC წარმოადგენს გარდატეხილი ტალღის ფრონტს. მას შეესაბამება გარდატეხილ სხივთა კონა, რომელიც ზედაპირის ნორმალთან ადგენს გარდატეხის i_2 კუთხეს. სურათიდან ჩანს, რომ

$$AB = v_1 t = OB \sin i_1 \quad \text{და} \quad OC = v_2 t = OB \sin i_2, \quad \text{საიდანაც} \quad \frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_1}{v_2}; \quad \frac{v_1}{v_2} \text{ მუდმივი სიდიდეა და ამ-}$$

რიგად, მიღებული ფორმულა წარმოადგენს გარდატეხის კანონს. თუ მას შევადარებთ გარდატეხის ცდისეულ (52.1) კანონთან, მივიღებთ $\frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}$. თუ პირველი გარემო ვაკუუმი ($v_1 = C, n_1 = 1$), მაშინ

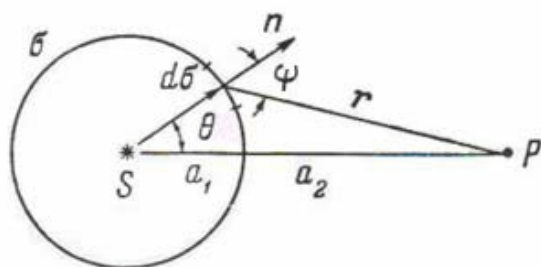
$$\frac{C}{v_2} = n_2. \quad \text{მაგრამ } n_2 > 1, \text{ ამიტომ } C > v. \text{ ე.ი. სიჩქარე ვაკუუმში მეტია, ვიდრე რაიმე გარემოში.}$$

ამრიგად, ჰიუგენსის პრინციპი წარმატებით წყვეტს ტალღის ფრონტის გავრცელების მიმართულების დადგენის საკითხს, მაგრამ არ განიხილავს სხვადასხვა მიმართულებით გავრცელებული ტალღების ამპლიტუდას და მაშასადამე, ინტენსივობის ($I \sim A^2$) საკითხს (ე.ი. წარმოადგენს წმინდა გეომეტრიულ პრინციპს). ჰიუგენსის პრინციპის ეს ნაკლი შეავსო ფრანგმა ფიზიკოსმა ფრენელმა (1615 წ.), დაუმატა რა მას იდეა მეორეული ტალღების ინტერფერენციის შესახებ. ამის გამო, ჰიუგენსის მიერ ფორმალურად შემოტანილმა მეორეული ტალღების მომვლებმა ზედა-

პირმა, რომელიც უბრალო გეომეტრიულ ზედაპირს წარმოადგენდა, შეიძინა ფიზიკური შინაარსი, როგორც ზედაპირმა, სადაც მეორეული ტალღების ინტერფერენციის შედეგად ჯამური ტალღის ინტენსივობა მაქსიმალურია. სივრცის ნებისმიერ წერტილში აღძრული რხევაც მეორეული ტალღების ინტერფერენციის შედეგია.

ასეთნაირად მოდიფიცირებულ ჰიუგენსის პრინციპს ეწოდა ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპი. იგი ტალღური ოპტიკის ძირითადი პრინციპია და საშუალებას იძლევა განისაზღვროს სხვადასხვა მიმართულებით გავრცელებული (ჯამური) ტალღების ინტენსივობები, ანუ გადაიტარას სინათლის დიფრაქციასთან დაკავშირებული საკითხები. ამის შესაბამისად გადაწედა საკითხი სინათლის წრფივი გავრცელების კანონის გამოყენების საზღვრების შესახებ.

გამოვსახოთ ჰიუგენსის პრინციპი მათემატიკურად. ვთქვათ, წერტილოვანი S წყაროს მიერ გამოსხივებული ტალღის ზედაპირი t მომენტისათვის არის σ . დავყოთ



სურ. 65.3

ეს ზედაპირი იმდენად მცირე $d\sigma$ ელემენტებად, რომ თითოეულის ფარგლებში r და ψ იყოს მუდმივი (სურ. 65.3). გამოვითვალოთ თითოეული ელემენტის მიერ აღძრული რხევის ამპლიტუდა დაკვირვების P წერტილში და შემდეგ შევკრიბოთ (იმის გათვალისწინებით, რომ სხვადასხვა $d\sigma$ ელემენტების მიერ აღძრული რხევის ამ-

პლიტუდების ფაზები P წერტილში სხვადასხვაა). ცხადია, ცალკეული ელემენტების მიერ აღძრული რხევები კოპერენტულნი არიან, ვინაიდან წარმოდგებიან ერთიადიმავე S წყაროდან. თითოეული ელემენტის მიერ აღძრული რხევის ამპლიტუდა მით მეტია, რაც მეტია $d\sigma$ ფართობი და ნაკლებია r მანძილი და ψ კუთხე. P წერტილში აღძრული რხევის განტოლების დასაწერად ფრენელმა შემოიტანა $k(\psi)$ კოეფიციენტი, რომელიც მაქსიმალურია, როცა $\psi = 0$ და ნულის ტოლია, როცა $\psi \geq \pi/2$. აღვნიშნოთ, რომ ასეთი კოეფიციენტის შემოტანით გამოირიცხა მეორეული წყაროებიდან უკუმიმართულებით (σ ზედაპირიდან S წყაროსკენ) გავრცელებული ტალღების არსებობა. ფრენელმა დაუშვა აგრეთვე, რომ თუ S წყაროსა და დაკვირვების P წერტილს შორის მოთავსებულია სინათლისადმი გაუმჭვირი ფირფიტა ხერგლით, ფირფიტის ზედაპირზე მეორეული რხევების ამპლიტუდები ნულის ტოლია, ხოლო ხერგელში ისეთივეა, როგორიც ფირფიტის არარსებობის შემთხვევაში.

$d\sigma$ ელემენტის მიერ P წერტილში აღძრული რხევის განტოლების დასაწერად უნდა გავითვალისწინოთ, რომ ამ რხევის ამპლიტუდა პროპორციულია $d\sigma$ ფართობისა და უკუპროპორციულია (როგორც სფერული რხევის ამპლიტუდა) r მანძილისა. საბოლოოდ გვექნება:

$$dx = k(\psi) \frac{a_0 d\sigma}{r} \cos(\omega t - kr + \phi_0), \quad (65.1)$$

სადაც $\omega t + \phi_0$ არის რხევის ფაზა σ ტალღურ ზედაპირზე, a_0 – თანამამრაველია, რომელიც განისაზღვრება $d\sigma$ უბანზე რხევის ამპლიტუდით, ხოლო $dA = k(\psi) \frac{a_0 d\sigma}{r}$ არის ელემენტარული რხევის ამპლიტუდა P წერტილში. ჯამური რხევა P წერტილში მიიღება (65.1)-ის ინტეგრებით:

$$x = \int_{\sigma} k(\psi) \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - kr - \phi_0) \cdot d\sigma. \quad (65.2)$$

(65.2) წარმოადგენს ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპის მათემატიკურ გამოსახვას, რომლის ამოხსნით გაიგება x , ხოლო მისი საშუალებით – რხევის ამპლიტუდა და მაშასადამე, ინტენსივობაც.

§66. ფრენელის ზონების მეთოდი. სინათლის წრფივი გავრცელება

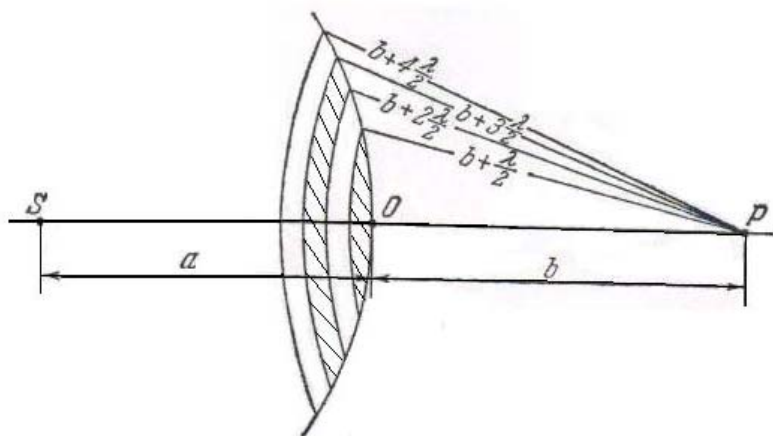
ზოგად შემთხვევაში (65.2) ინტეგრალის ამოხსნა და ჯამური ამპლიტუდის პოვნა მეტისმეტად რთულია. მაგრამ როგორც ფრენელმა აჩვენა, სიმეტრიით გამორჩეულ შემთხვევებში, სპეციალური, ე.წ. **ზონების მეთოდის** გამოყენებით, ამოცანა მარტივდება და ჯამური რხევის ამპლიტუდის გამოთვლა დაიყვანება უბრალო აღგებრულ ან გეომეტრიულ შეკრებაზე.

ფრენელის ზონების მეთოდი განვიხილოთ პრინციპულად მნიშვნელოვანი საკითხის გადაწყვეტასთან დაკავშირებით: როგორ ხსნის სინათლის ტალღური თეორია სინათლის გავრცელების პრაქტიკულ სწორხაზოვნებას და როგორია ამ სწორხაზოვნებაზე დაფუძნებული გეომეტრიული ოპტიკის გამოყენების საზღვრები.

ვთქვათ, ერთგვაროვან იზოტროპულ გარემოში მოთავსებული სინათლის S წერტილოვანი წყაროს მიერ გამოსხივებული ტალღის ზედაპირი დროის t მომენტი-სათვის არის σ . ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპის თანახმად S წყაროს მოქმედება P წერტილში დაიყვანება ამ ზედაპირის თითოეული წერტილის მიერ გამოსხივებული მეორეული ტალღების ჯამურ მოქმედებაზე (ინტერფერენციაზე). ტალღური ზედაპირი სიმეტრიულია SP წრფის მიმართ, რაც საშუალებას იძლევა დაიყოს იგი წრიულ

ზონებად. ფრენელი ამას აკეთებდა ისეთნაირად, რომ მანძილები მომდევნო ზონების კიდეებიდან P წერტილამდე განსხვავდებოდნენ $\frac{\lambda}{2}$ -ით (სურ. 66.1). სურათზე 4 ასეთი

ზონაა გამოსახული, ამასთან, კენტი ზონები (პირველი და მესამე), დაშტრიხულია,



სურ. 66.1

ხოლო ლუწი – დაუშტრიხავი. მანძილები ტალღური ზედაპირის O წვეროდან S წყარომდე და დაკვირვების P წერტილამდე აღვნიშნოთ შესაბამისად a -თი და b -თი*, მაშინ b_m მანძილი ნებისმიერი m -ური ზონის კიდიდან P წერტილამდე ტოლი იქნება

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2}. \quad (66.1)$$

ასეთნაირად აგებულ ფრენელის ზონებს ის შესანიშნავი თვისება აქვთ, რომ მეზობელი ზონებიდან აღძრული რხევები იმყოფებიან საწინააღმდეგო ფაზებში და ნაწილობრივ აბათილებენ ერთმანეთს.

შეიძლება ჩვენება (იხ. პეტიტის ტექსტი), რომ m -ის არც თუ ისე დიდი მნიშვნელობებისათვის, ფრენელის ზონების ფართობები ერთნაირია და გამოითვლება ფორმულით:

$$\Delta\sigma = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}. \quad (66.2)$$

ფრენელის პირველი, მეორე და ა.შ. ზონების მიერ აღძრული რხევების ამპლიტუდები აღვნიშნოთ შესაბამისად $A_1, A_2, A_3 \dots A_m$ -ით. მაშინ, ვინაიდან ზონების ფართობები ერთნაირია, ხოლო ზონის ნომრისთან ზრდასთან ერთად იზრდება როგორც b_m მანძილი ზონის კიდიდან P წერტილამდე, ისე კუთხე ψ ზონის ნორმალსა და b_m -ს შორის (რაც იწვევს $k(\psi)$ კოეფიციენტის შემცირებას), შეიძლება დავწეროთ:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_m.$$

როგორც აღვნიშნეთ, მეზობელი ზონების მიერ აღძრული რხევები იმყოფებიან საწინააღმდეგო ფაზებში და ერთმანეთს ასუსტებენ, რის გამოც კენტი ზონების შესაბამისი ამპლიტუდები შეიძლება ჩაითვალოს დადებითად, ხოლო ლუწის – უარყოფითად. მაშინ ჯამური ამპლიტუდისათვის P წერტილში გვექნება:

* სფერული ტალღის შემტხვევაში a , ცხადია, სფერული ზედაპირის სიმრუდის R რადიუსია.

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + A_5 \dots \mp A_m, \quad (66.3)$$

რომელიც შეიძლება ასე გადავწეროთ:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \mp \frac{A_m}{2}. \quad (66.4)$$

ვინაიდან ზონის ნომრის ზრდასთან ერთად ამპლიტუდების მნიშვნელობები მონოტონურად მცირდება, შეიძლება მიახლოებით დავწეროთ

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}.$$

მაშინ ფრჩხილებში მოთავსებული გამოსახულებანი იქნება ნულის ტოლი და ჯამური ამპლიტუდისათვის საბოლოოდ მივიღებთ:

$$A = \frac{A_1}{2} \mp \frac{A_m}{2}, \quad (66.5)$$

სადაც დადებითი ნიშანი შეესაბამება m -ის კენტ, ხოლო უარყოფითი – ლუწ მნიშვნელობებს.

თუ დავუშვებთ, რომ არე S წყაროსა და P წერტილს შორის მთლიანად თავისუფალია („გახსნილია“), მაშინ, როგორც აგებიდან გამომდინარეობს, ზონების რიცხვი (m) ძალიან დიდია,* შესაბამისად, A_m ძალიან მცირეა, და შეიძლება დაიწეროს:

$$A \approx \frac{A_1}{2}. \quad (66.6)$$

(66.6) გვიჩვენებს, რომ ჯამური ამპლიტუდა (A), რომელიც მიიღება P წერტილში σ სფერული ზედაპირის სხვადასხვა უბნებიდან წამოსული ტალღების ინტერფერენციის შედეგად, ნაკლებია ვიდრე ცენტრალური ($m=1$) ზონის მიერ გამოსხივებული ტალღის ამპლიტუდა (A_1). მაშასადამე, P წერტილზე მთელი ტალღური ზედაპირის მოქმედება დაიყვანება მისი მცირე უბნის მოქმედებაზე, რომლის ფართობი ცენტრალური ზონის ფართობზე ნაკლებია. ცენტრალური ზონის ფართობი $\Delta\sigma$ კი საკმაოდ მცირეა. მართლაც სინათლის ტალღის სიგრძე $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-7}$ მ, ამიტომ, თუ დავუშვებთ, რომ $a = b = 1$ მ, მაშინ (66.2)-ის თანახმად $\Delta\sigma \approx 0,8 \cdot 10^{-6} \text{ მ}^2 = 0,8 \text{ მმ}^2$. მაშასადამე, სინათლის ნაკადი S წყაროდან P წერტილამდე ვრცელდება ძალიან ვიწრო არხის შიგნით, ე.ი. წრფივად.

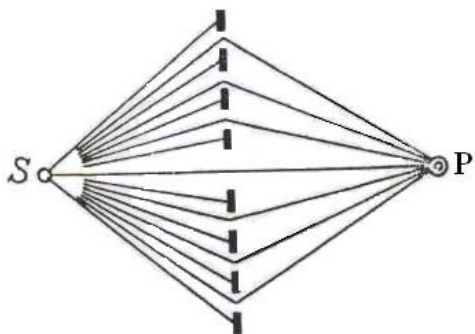
არ უნდა ვიფიქროთ, რომ თუ SP წრფის მართობულად მოვათავსებთ მცირე ზომის ეკრანს (რომელიც ვთქვათ, გადაფარავს ცენტრალურ ზონას), ეს გამოიწვევს P წერტილის ჩაბნელებას, თუმცა მისი განათებულობის ინტენსივობა ოდნავ მოიკლებს. მართლაც, ამის შედეგად ამოვარდება

* იხ. პეტიტის ტექსტი.

პირველი წვერი ნიშანცვლადი (66.2) მწკრივიდან და მივიღებთ, რომ $A < |A_2|$. ეკრანის ზომის თანდათანობით ზრდით გაიზრდება გადაფარული ზონების რიცხვი, რაც გამოიწვევს P წერტილის განათებაულობის თანდათან შემცირებას, და მხოლოდ მაშინ, როცა ეკრანი იქნება საკმაოდ დიდი და გადაფარავს ფრენელის ზონების საკმაოდ დიდი რიცხვს, იგი ჩაბნელდება, ანუ ამოქმედდება გეომეტრიული ოპტიკის ძირითადი დებულება იმის შესახებ, რომ სინათლის გავრცელების გზაზე ეკრანის (დაბრკოლების) მოთავსება იწვევს ეკრანის უკან გეომეტრიული ჩრდილის წარმოქმნას (დაბნელებას).

ამრიგად, ჩატარებული მსჯელობის საფუძველზე შეიძლება დავადგინოთ გეომეტრიული ოპტიკის გამოყენების საზღვრები: დიფრაქციული მოვლენების უგულებელყოფა და სინათლის წრფივი გავრცელების მართებულობის დაშვება მისაღებია მანამ, სანამ ეკრანის ზომა საკმაოდ დიდია და ფარავს ფრენელის ზონების დიდ რიცხვს. მაგრამ ფრენელის ზონის სიდიდე განისაზღვრება ტალღის სიგრძით და მცირდება უკანასკნელის შემცირებით. და ვინაიდან ხილული სინათლის ტალღის სიგრძე ძალიან მცირეა, ძალიან მცირე ზომის ეკრანიც კი გადაფარავს ფრენელის ზონების დიდ რიცხვს. ამიტომაც, რომ ყოველდღიურ ცხოვრებაში სინათლის დიფრაქციას ვერ ვამჩნევთ და მის დასაკვირვებლად სპეციალური ოპტიკური ხელსაწყოებია საჭირო.

ფრენელის ზონების მეთოდის მართებულობაზე მიუთითებს ის ფაქტი, რომ თუ დავამზადებთ და სინათლის გავრცელების გზაზე მოვათავსებთ ფირფიტას, რომელიც გადაფარავს მხოლოდ ლუწ (ან მხოლოდ კენტ) ზონებს, მაშინ (66.2)-ის თანახმად, P



სურ. 66.2

წერტილში ჯამური ამპლიტუდა $A = A_1 + A_3 + A_5 \dots$ მეტი იქნება, ვიდრე გახსნილი სივრცის შემთხვევაში ე.ი. P წერტილამდე მიაღწევს მეტი სინათლე, ვიდრე ეს გვექონდა ფირფიტის არარსებობის შემთხვევაში. ცდა მოლიანად ადასტურებს ამ მოსაზრებებს: ასეთნაირად დამზადებული ფირფიტა, რომელსაც „ზონური ფირფიტა“ ეწოდება ზრდის P წერტილის განათებაულობას და მოქმედებს როგორც შემკრები ლინზა (სურ. 66.2).

გამოვითვალთ ფრენელის m -ური ზონის ფართობი $\Delta\sigma_m$. მისი გარე საზღვარი სფერულ ზედაპირზე გამოყოფს h_m სიმაღლის სფერულ სეგმენტს (სურ. 66.3). ამ სეგმენტის ფართობი აღვნიშნოთ σ_m -ით. მაშინ $\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1}$, სადაც σ_{m-1} არის $(m-1)$ ზონის მიერ გამოყოფილი სფერული სეგმენტის ფართი.

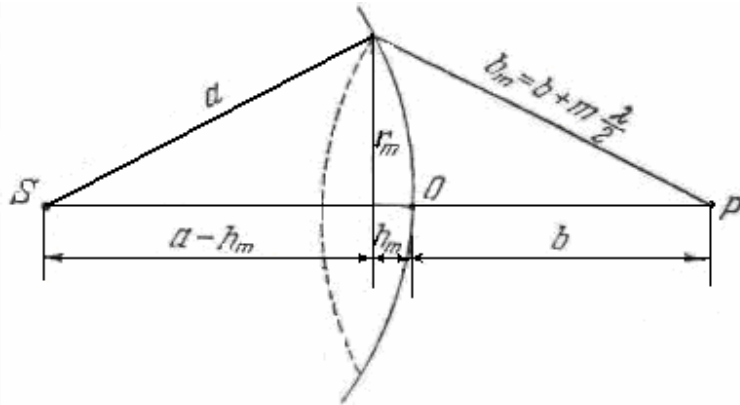
m -ური ზონის გარე საზღვრის რადიუსი აღვნიშნოთ r_m -ით, მაშინ როგორც სურათიდან ჩანს,

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = \left(b + m \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_m)^2, \quad \text{ან}$$

$$r_m^2 = 2ah_m - h_m^2 = mb\lambda + m^2 \frac{\lambda^2}{4} - 2bh_m - h_m^2, \quad (66.7)$$

საიდანაც

$$h_m = \frac{mb\lambda + m^2 \frac{\lambda^2}{4}}{2(a+b)}.$$



სურ. 66.3

თუ შემოვიფარგლებით m -ის არც თუ ისე დიდი მნიშვნელობებით, λ -ს სიმცირის გამო, $m^2 \frac{\lambda^2}{4}$ შეიძლება უგულებელვყოთ:

$$h_m = \frac{mb\lambda}{2(a+b)} \quad (66.8)$$

ანალოგიურად, $(m-1)$ -ე ზონის მიერ გამოყოფილი სფერული სეგმენტის სიმაღლისათვის გვექნება:

$$h_{m-1} = \frac{(m-1)b\lambda}{2(a+b)}.$$

ცნობილია, რომ სფერული სეგმენტის ფართობი $\sigma = 2\pi R h$, სადაც R სფეროს რადიუსია, h - სეგმენტის სიმაღლე. ჩვენ შემთხვევაში $R = a$, ამიტომ

$$\sigma_m = \frac{\pi ab}{a+b} m \lambda,$$

ხოლო m -ური ზონის ფართობი

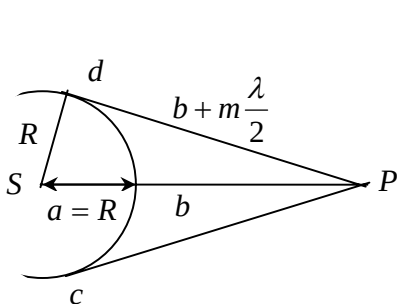
$$\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1} = \frac{\pi ab}{a+b} \lambda. \quad (66.9)$$

როგორც ვხედავთ, ფართობი არ არის დამოკიდებული ზონის ნომერზე, რაც ნიშნავს იმას, რომ იგი ყველა ზონისათვის ერთნაირია.

m -ური ზონის რადიუსი განისაზღვრება (66.7) ტოლობიდან:

$$r_m^2 = 2ah_m - h_m^2.$$

აქაც, თუ შემოვიფარგლებით m -ის არც თუ ისე დიდი მნიშვნელობებით, სეგმენტის სიმაღლე $h_m \ll a$, ამიტომ h_m^2 შეიძლება უგულებელვყოთ და გვექნება:



სურ. 66.4

$$r_m = \sqrt{2ah_m} = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda}. \quad (66.10)$$

თუ დავუშვებთ, რომ $a = b = 1$ მ, $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-7}$ მ, ფრენელის პირველი ზონის რადიუსი $r_1 = 0,5$ მმ.

დაბოლოს, განვსაზღვროთ ფრენელის ზონების m რიცხვი ტალღური ზედაპირის იმ ნაწილზე, რომელიც „მიმართულია“ P წერტილისაკენ (cd ნაწილი, სურ. 66.4).

სურათიდან ჩანს, რომ

$$b + m \frac{\lambda}{2} = \sqrt{(a+b)^2 - a^2} = \sqrt{2ab + b^2}$$

საიდანაც

$$m = \frac{2(\sqrt{2ab + b^2} - b)}{\lambda}.$$

$\lambda \approx 5 \cdot 10^{-7}$ მ. თუ დავუშვებთ $a = b = 1$ მ, მივიღებთ

$$m \approx 3 \cdot 10^6.$$

§67. ფრენელის დიფრაქცია მცირე წრიულ ხვრელზე და დისკოზე

ფრენელის ზონების მეთოდი საშუალებას გვაძლევს აესნათ სინათლის გავრცელების თავისებურებანი, როცა მას წინ ხვდება ამა თუ იმ სახის დაბრკოლება. ჩვენ განვიხილავთ ორ უმარტივეს შემთხვევას, როცა ტალღის გავრცელების გზაზე მოთავსებულია:

I. გაუმჭვირი ფირფიტა მცირე წრიული ხვრელით და

II. გაუმჭვირი მცირე წრიული დისკო.

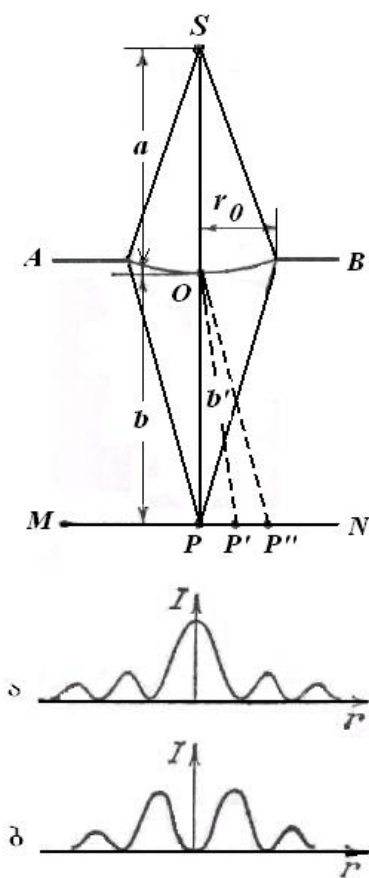
დიფრაქცია მცირე წრიულ ხვრელზე. მონოქრომატული სინათლის S წერტილოვანი წყაროდან a მანძილზე მოვათავსოთ გაუმჭვირი AB ფირფიტა, რომელსაც დატანებული აქვს r_0 რადიუსის წრიული ხვრელი. SO სხივი მართობულია ფირფიტის სიბრტყის და გადის ხვრელის ცენტრში. დაკვირვებას ვაწარმოებთ AB ფირფიტის პარალელურად მოთავსებული MN ეკრანის P წერტილში, რომელიც ხვრელის ცენტრიდან b მანძილზეა მოთავსებული (სურ. 67.1).

წინა პარაგრაფის (66.4) ფორმულის თანახმად ამპლიტუდა P წერტილში

$$A = \frac{A_1}{2} \mp \frac{A_m}{2} \quad (67.1)$$

თუ ხვრელში მოთავსებული ზონათა რიცხვი მცირეა (ამას განაპირობებს ხვრელის ზომის სიმცირე), A_m მცირედ განსხვავდება A_1 -საგან, ამიტომ, კენტი ზონების შემთხვევაში $A \approx A_1$, ხოლო ღუწი ზონების შემთხვევაში $A \approx 0$. დაბრკოლება რომ არ ყოფილიყო, ანუ ტალღური ზედაპირი რომ ყოფილიყო „გახსნილი“, (66.5)-ის თანახმად, ამპლიტუდა P წერტილში იქნებოდა $\frac{A_1}{2}$. მაშასადამე დაბრკოლება მცირე ხვრელით, რომელშიც თავსდება მცირე რაოდენობის კენტი ზონები, არა თუ არ ამცირებს განათებას P წერტილში, არამედ ზრდის ამპლიტუდას თითქმის ორჯერ და

მაშასადამე, ინტენსივობას თითქმის ოთხჯერ (ეს იმით აიხსნება, რომ ფირფიტა „კეტავს“ მეზობელ ზონებს, რომლებიც ინტერფერენციის გამო შეასუსტებდნენ ცენტრალური ზონის მოქმედებას).



სურ. 67.1

MN ეკრანზე მიღებული დიფრაქციული სურათის სახის დასადგენად უნდა გავითვალისწინოთ ხერხელის წერტილების სიმეტრიული განლაგება SP წრფის მიმართ, რის გამოც MN ეკრანზე P წერტილიდან თანაბრად დაშორებული წერტილების განათებულობა ერთნაირი იქნება. დიფრაქციულ სურათს ექნება ნათელი და ბნელი კონცენტრული რგოლების ერთობლიობის სახე ცენტრში ნათელი ლაქით – თუ P წერტილისათვის ზონების რიცხვი კენტი. ამ შემთხვევას შეესაბამება სურ. 67.1 ა-ზე მოცემული ინტენსივობის განაწილება MN ეკრანზე.

თუ ეკრანს გადავწევთ თავის თავის პარალელურად (დავაშორებთ ან მივუახლოვებთ ხერხელს), b მანძილის შეცვლის გამო შეიცვლება ხერხელში მოთავსებული ზონების რიცხვი P წერტილისათვის – იგი გახდება ლუწი. ამის გამო P წერტილი ჩაბნელდება და დიფრაქციულ სურათს ექნება, ცხადია, ისევ ნათელი და ბნელი კონცენტრული რგოლების ერთობლიობის სახე, ოღონდ ცენტრში ბნელი ლაქით. ამ შემთხვევას შეესაბამება სურ. 67.1 ბ-ზე

მოცემული ინტენსივობის განაწილება MN ეკრანზე.

უფრო გასაგები რომ გახდეს ზემოთქმული, დაგუშვათ, რომ ფრენელის ზონების რადიუსების განმსაზღვრელი (66.10) ფორმულა, რომელიც ჩვენ მივიღეთ გახსნილი ტალღური ზედაპირისათვის, სამართლიანია ხერხელში მოთავსებული ზონებისათვისაც.* მაშინ

$$r_0 = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m \lambda \quad (r_0 = r_m),$$

საიდანაც ხერხელში მოთავსებული ზონების m რიცხვისათვის მივიღებთ:

$$m = \frac{r_0^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right).$$

* a, b და r_0 სიდიდეების გარკვეული თანაფარდობის დროს ასეთი დაშვება შეიძლება ჩაითვალოს სამართლიანად.

სიმარტივისათვის დავუშვათ, რომ ხვრელს ეცემა ბრტყელი ტალღა.* მაშინ $a = \infty$ და ფორმულა მარტივდება:

$$m = \frac{r_0^2}{\lambda b}. \quad (67.2)$$

(67.2) გვიჩვენებს, რომ მოცემული ხვრელის მოცემული სინათლის ტალღით განათებისას ზონების რიცხვი დამოკიდებულია b -ზე. ვთქვათ, P წერტილისათვის b ისეთია, რომ m არის კენტი. მაშინ ამ წერტილში მიიღება ნათელი ლაქა. მაგრამ P -ს მეზობელი P' წერტილისათვის მანძილი შეიცვალა, გახდა b' , შესაბამისად შეიცვლება ზონების რიცხვიც – გახდება წყვილი და ამ წერტილში მიიღება ბნელი ლაქა. ცხადია, რომ ჩაბნელებული იქნება ყველა ის წერტილები, რომელთათვისაც b' ისეთივეა, როგორც P' წერტილისათვის. ამ ბნელი წერტილების ერთობლიობა მოგვცემს ბნელ რგოლს. P'' წერტილისათვის მანძილი ისევ შეიცვალა, რის გამოც ზონების რიცხვი გახდა კენტი, ამიტომ ეს წერტილი იქნება განათებული, „მსგავსი“ წერტილების ერთობლიობა კი მოგვცემს ნათელ რგოლს და ა.შ. შედეგად, დიფრაქციული სურათი წარმოგვიდგება, როგორც ნათელი და ბნელი რგოლების ერთობლიობა ცენტრში ნათელი ლაქით.

თუ MN ეკრანს ოდნავ მოუვახლოვებთ ან დავაშორებთ AB ფირფიტას, b მანძილი შეიცვლება, შეიცვლება ზონების რიცხვიც და P წერტილი ჩაბნელდება. შესაბამისად შეიცვლება დიფრაქციული სურათიც. ცხადია, იგი ისევ იქნება ნათელი და ბნელი ზოლების ერთობლიობა, მაგრამ ცენტრში ბნელი ლაქით.

თუ ხვრელის ზომა იმდენად მცირეა, რომ მასში თავსდება ფრენელის მხოლოდ ერთი ზონა (ან ზონის ნაწილი), ეკრანზე მიიღება ერთი დიდი ზომის ნათელი ლაქა, რომლის ინტენსივობა ცენტრიდან დაშორებისას თანდათან მოიკლებს.

დაბოლოს, შევნიშნოთ, რომ ხვრელის თეთრი სინათლით განათებისას მიიღება „შეფერადებული“ დიფრაქციული სურათი.

დიფრაქცია მცირე ზომის გაუმჭვირ წრიულ დისკოზე. მონოქრომატული სინათლის S წერტილოვანი წყაროდან a მანძილზე მოვათავსოთ მცირე ზომის r_0 რადიუსის გაუმჭვირი დისკო ისე, რომ დისკოს ცენტრზე დაცემული SO სხივი აღმოჩნდეს დისკოს სიბრტყის მართობული. დაკვირვებას ვაწარმოებთ დისკოს სიბრტყის პარალელურად მოთავსებულ MN ეკრანის P წერტილში, რომელიც ხვრელის ცენტრიდან b მანძილითაა დაშორებული (სურ. 67.2). დიფრაქციას რომ ადგილი არ

* ასეთი დაშვება არ ცვლის საკმის არსს.

ჰქონდა, MN ეკრანზე უნდა მიგვეღო წრიული ჩრდილი, რომლის ზომა დამოკიდებული იქნებოდა დისკოს ზომაზე და a და b მანძილებზე.

დიფრაქციის შედეგად მიიღება უფრო რთული სურათი, რომელიც წარმოადგენს ნათელი და ბნელი წრიული რგოლების ერთობლიობას, ამასთან, რაც ყველაზე უფრო მოულოდნელია, ეკრანის ცენტრში (P წერტილი) ყოველთვის მიიღება ნათელი ღაქა. ამ ცდისეული ფაქტის ახსნა შესაძლებელია ფრენელის ზონების მეთოდის გამოყენებით, ოღონდ ამ შემთხვევაში უნდა გამოირიცხოს დისკოთი გადაფარული ტალღური ზედაპირის ნაწილი და ფრენელის ზონების აგება დაიწყოს დისკოს კიდეებიდან.

ვთქვათ, დისკო ფარავს ფრენელის m ზონას. მაშინ, P წერტილში აღძრული ჯამური რხევის A ამპლიტუდა ტოლი იქნება:

$$A = A_{m+1} - A_{m-2} + A_{m+3} - \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m-2} + \frac{A_{m+2}}{2} \right) + \dots = \frac{A_{m+1}}{2}, \quad (67.3)$$

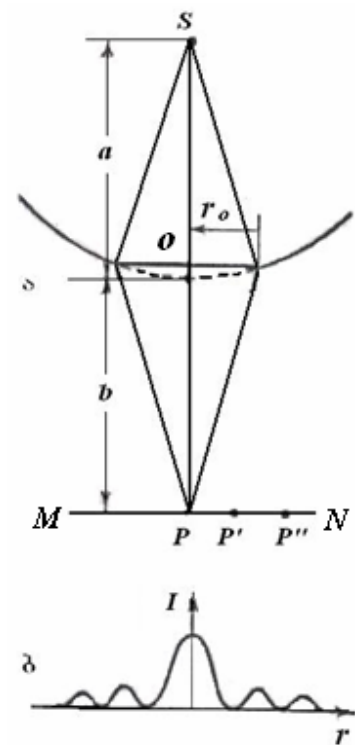
ვინაიდან ფრჩხილებში მოთავსებული გამოსახულება ნულის ტოლია.

თუ m მცირეა, მაშინ $A_{m+1} \approx A_1$ და $A \approx \frac{A_1}{2}$, ანუ ეკრანის ცენტრში გვექნება თითქმის ისეთივე განათება, როგორიც გვექონდა დაბრკოლების არარსებობის შემთხვევაში. ეს ფაქტი სინათლის დიფრაქციის მეტად თვალსაჩინო დადასტურებაა.

მთელი სურათის სიმეტრიულობა SP ღერძის მიმართ განაპირობებს იმას, რომ ნათელი ღაქა მონაცვლეობითაა გარშემორტყმული ბნელი და ნათელი რგოლებით. P წერტილიდან დაშორებისას რგოლების ინტენსივობა კლებულობს (სურ.67.2).

თუ დისკო დიდი ზომისაა და ფარავს ზონათა დიდ რაოდენობას, მაშინ $A_{m+1} \ll A_1$, რაც იმას ნიშნავს რომ ეკრანის ცენტრი იქნება ჩაბნელებული, ე.ი. ამოქმედდება გეომეტრიული ოპტიკის ძირითადი კანონი, რომლის თანახმადაც სინათლის გავრცელების გზაზე დაბრკოლების მოთავსება იწვევს მის უკან ჩრდილის წარმოქმნას.

უნდა აღინიშნოს, რომ ჯამური ამპლიტუდის გამოთვლა MN ეკრანის ნებისმიერი არადერძული წერტილისათვის (P', P'') დიდ სიძნელეს წარმოადგენს, ვინაიდან ამ დროს სიმეტრიის დარღვევის გამო გარკვეული ნომრიდან დაწყებული, მათი შესაბამისი ზონების ფართის ნაწილი



სურ. 67.2

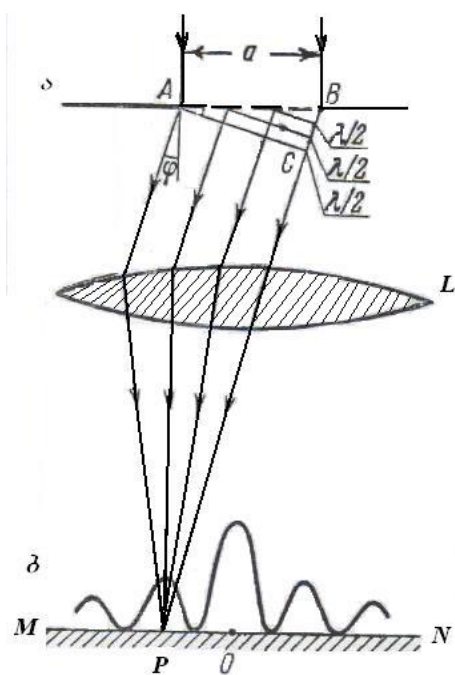
აღმოჩნდება ეკრანის გაუმჭვირ არეში, რაც გამოიწვევს მეთოდისათვის საჭირო ზონათა ფართობების ტოლობის დარღვევას.

§68. ფრაუნჰოფერის დიფრაქცია მართკუთხა ხვრელზე

წინა პარაგრაფში განვიხილეთ დიფრაქცია, რომლის დასაკვირვებლად არავითარი ოპტიკური ხელსაწყო არ გამოგვიყენებია – გვექონდა სინათლის წყარო, დაბრკოლება და ეკრანი. ასეთი სახის დიფრაქციას იკვლევდა ფრენელი და მას ჩვეულებრივ **ფრენელის დიფრაქციას** უწოდებენ.

დიფრაქციის განსხვავებული ტიპი განიხილა გერმანელმა მეცნიერმა ფრაუნჰოფერმა (1821 წ): იგი სინათლის ბრტყელ ტალღას სცემდა ხვრელს, საიდანაც დიფრაქციის შედეგად სხვადასხვა მიმართულებით გავრცელებული პარალელური სხივების შეკრება ხდებოდა ლინზის ფოკალური სიბრტყის სხვადასხვა წერტილში. დიფრაქციის ამ სახეს, რომლის დასაკვირვებლად ოპტიკური ხელსაწყო (ლინზა, ლინზათა სისტემა) გამოყენებაა საჭირო, **ფრაუნჰოფერის დიფრაქცია** ეწოდება. ლინზის გამოყენება მნიშვნელოვნად ზრდის დიფრაქციული სურათის სიკაშკაშეს, რაც აადვილებს მის დაკვირვებას.

განვიხილოთ ფრენელის დიფრაქცია უსასრულოდ გრძელ მართკუთხა ხვრელზე (აქვე შევნიშნოთ, რომ ხვრელი ითვლება უსასრულოდ გრძელად, თუ მისი სიგრძე ბევრად მეტია სიგანეზე. მაგალითად, 0,01 მმ სიგანის დროს, ხვრელი, რომლის სიგრძე



სურ. 68.1

რამოდენიმე მილიმეტრია, ითვლება უსასრულოდ გრძელად). დავუშვათ, a სიგანის ასეთ ხვრელს მართკუთხულად ეცემა ბრტყელი ტალღა (სურ. 68.1). ხვრელიდან გამოსულ სხივებს დავუხვედროთ L შემკრები ლინზა. დიფრაქციას რომ ადგილი არ ჰქონდეს, ხვრელიდან გამოვიდოდა მხოლოდ თავდაპირველი მიმართულების სხივები და ლინზის ფოკალურ სიბრტყეში მივიღებდით ნათელ ზოლს, რომელიც იქნებოდა მოცემული ხვრელის გამოსახულება. მაგრამ, იმის გამო, რომ ადგილი აქვს დიფრაქციას, ხვრელიდან გამოსული სხივები ვრცელდება ყველა მიმართულებით, რის გამოც ეკრანზე მიიღება არა ერთი ნათელი ზოლი, არამედ ნათელი და ბნელი ზოლების

ერთობლიობა. შევისწავლოთ ეს საკითხი დაწვრილებით.

როდესაც ტალღის ფრონტი მიაღწევს ხერელს და დაიკავებს AB მდებარეობას, ხერელის თითოეული წერტილი, ჰიუგენის პრინციპის თანახმად გადაიქცევა წყაროდ მეორეული ტალღებისა, რომლებიც გავრცელდებიან წინ ყველა მიმართულებით. ჩვენ ავირჩიოთ ერთი მიმართულება, კერძოდ ის, რომელიც თავდაპირველ მიმართულებასთან ადგენს φ კუთხეს (სურ. 68.1). ამ სხივების შეკრება ხდება L ლინზის MN ფოკალური სიბრტყის P წერტილში და იმისდა მიხედვით, თუ როგორია მათ შორის სვლათა სხვაობა, მიიღება ნათელი ან ბნელი ზოლი.

A წერტილიდან სხივის მიმართულებაზე დაეუშვათ პერპენდიკულარი AC . მაშინ, ვინაიდან ლინზა არ წარმოქმნის დამატებით სვლათა სხვაობას,* AD სიბრტყიდან დაწყებული სხივებს შორის სვლათა სხვაობა არის ნულის ტოლი. ინტერფერენციის შედეგის განმსაზღვრელი სვლათა სხვაობა წარმოიქმნება AB სიბრტყიდან AC სიბრტყემდე. დავყოთ BC წრფე $\frac{\lambda}{2}$ -ის ტოლ მონაკვეთებად. მაშინ $BC = a \sin \varphi$ მანძილზე მოთავსებული მონაკვეთების რაოდენობა ტოლი იქნება:

$$m = \frac{a \sin \varphi}{\lambda/2}. \quad (68.1)$$

თითოეული მონაკვეთის ბოლოდან გავავლოთ BC -ს პარალელური წრფეები ხერელის სიბრტყის გადაკვეთამდე. ეს წრფეები ხერელს დაყოფენ ტოლი სიგანის ზოლებად. აგებიდან გამომდინარეობს, რომ ეს ზოლები არის ფრენელის ზონები. ვინაიდან მეზობელი ზონებიდან წამოსული რხევები იმყოფებიან საწინააღმდეგო ფაზებში, ამიტომ, P წერტილში მივიღებთ ბნელ ზოლს, თუ m ლუწია და ნათელ ზოლს – თუ m კენტი.

ამრიგად, დიფრაქციული მინიმუმების შესაბამისი კუთხეები გამოითვლება ტოლობიდან:

$$a \sin \varphi_{\min} = 2k \frac{\lambda}{2}. \quad (68.2)$$

დიფრაქციულ მინიმუმებს შორის მოთავსებული იქნება დიფრაქციული მაქსიმუმები. მათ შესაბამის კუთხეებს გავიგებთ ტოლობიდან:

$$a \sin \varphi_{\max} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (68.3)$$

$k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm \dots$ განსაზღვრავს დიფრაქციის რიგს.

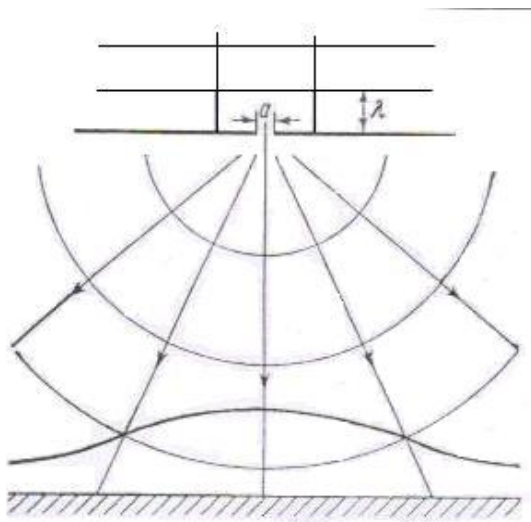
* ლინზის ამ თვისებას „ტაუტოქრონიზმი“ ეწოდება.

MN ეკრანზე მიიღება შემდეგი სურათი: ეკრანის ცენტრში იქნება ნათელი ზოლი (ვინაიდან აქ სვლათა სხვაობა ნულის ტოლია და მაშასადამე, სრულდება მაქსიმუმის პირობა), მის მარჯვნივ და მარცხნივ ბნელი ზოლები, შემდეგ ისევ ნათელი ზოლები და ა.შ. ცენტრალურ ნათელ ზოლს ეწოდება ცენტრალური მაქსიმუმი, მომდევნო ნათელ ზოლებს კი მთავარი მაქსიმუმები. მათი ინტენსივობები ცენტრიდან დაშორებისას თანდათან მცირდება, ვინაიდან იზრდება როგორც მანძილი (MN ეკრანამდე), ისე კუთხე φ . ინტენსივობის განაწილება ეკრანზე მოცემულია (68.1 ბ) სურათზე.

ზოლების სიგანე და რიცხვი დამოკიდებულია ხერელის სიგანისა და ტალღის სიგრძის თანაფარდობაზე. ჩვენ განვიხილოთ ორი ზღვრული შემთხვევა:

1. ხერელის სიგანე გაცილებით ნაკლებია ტალღის სიგრძეზე: $a \ll \lambda$, მაშინ, ვინაიდან სინუსის მაქსიმალური მნიშვნელობა ერთის ტოლია, ფრენელის ზონების მაქსიმალური რიცხვი, (68.1)-ის თანახმად, ტოლი

იქნება: $m_{\text{მაქს}} = \frac{a}{\lambda/2}$, ე.ი. $m_{\text{მაქს}} \ll 1$, რაც იმას ნიშ-



სურ. 68.2

ნავს, რომ ხერელი წარმოადგენს ფრენელის ერთი ზონის მეტად მცირე ნაწილს და მისი ყველა წერტილიდან გავრცელებული რხევების ფაზები ერთნაირი იქნება. მინიმუმის (68.2) პირობა არ შეიძლება შესრულდეს მაშინაც კი როცა k მინიმალურია და უდრის ერთს. პრაქტიკულად, ასეთი მცირე ზომის ხერელი წარმოადგენს სინათლის წერტილოვან (უფრო სწორედ ხაზოვან) წყაროს. ინტენსივობის განაწილებას სივრცეში ექნება (68.2) სურათზე მოცემული სახე.

2. ხერელის სიგანე გაცილებით მეტია ტალღის სიგრძეზე: $a \gg \lambda$. შევაფასოთ პირველი დიფრაქციული მინიმუმის შესაბამისი კუთხე:

$(\varphi_1)_{\text{მინ}} = \arcsin \frac{\lambda}{a} \approx \frac{\lambda}{a} \ll 1$. მაშასადამე, პირველი დიფრაქციული მინიმუმის მდებარეობა შეესაბამება სინათლის წრფივი გავრცელების მიმართულებიდან უმნიშვნელო გადახრას. ასევეა მეორე დიფრაქციული მინიმუმიც, ვინაიდან $(\varphi_2)_{\text{მინ}} = \arcsin 2 \frac{\lambda}{a} \ll 1$ და ა.შ. დიფრაქციულ მინიმუმებს შორის იქნება დიფრაქციული მაქსიმუმები. ამრიგად,

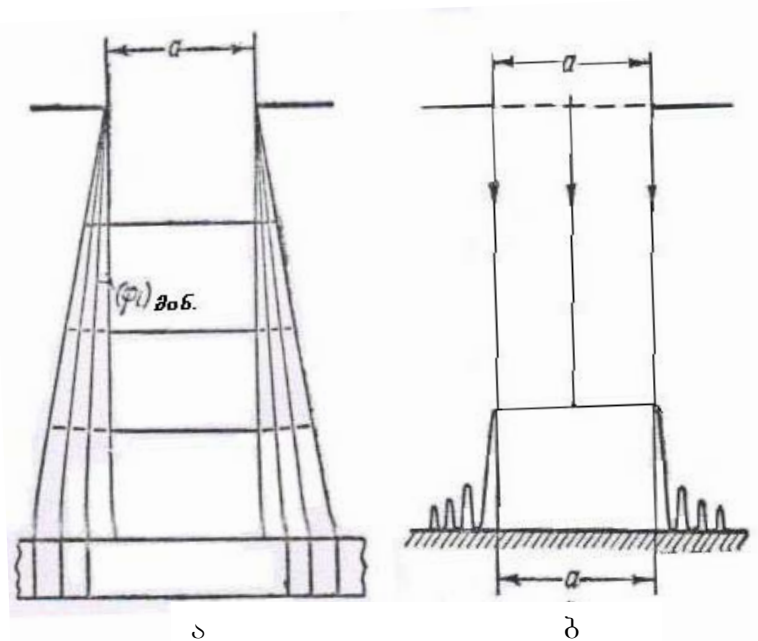
ფართო ხერეღში გაგლისას ტალღის ფრონტის ცენტრალური ნაწილი ბრტყელია, ნაპირებში კი ოდნავ მრუდდება (სურ. 68.3 ა). შესაბამისად ეკრანზე მიიღება ხერეღის გეომეტრიული გამოსახულება, რომელიც გარშემორტყმულია მეტად სუსტი მაქსიმუმებითა და მინიმუმებით. ინტენსივობის განაწილებას ეკრანზე აქვს სურ. (68.3 ბ)-ზე მოცემული სახე.

ჩვენ განვიხილეთ ორი უკიდურესი შემთხვევა. მკაფიო დიფრაქციული სურათის მისაღებად საჭიროა დაცული იქნას ისეთი თანაფარდობა a -სა და λ -ს შორის, რომ m ტოლი იყოს (3-5)-ის.

(68.2) და (68.3) ფორმულები გვიჩვენებს, რომ დიფრაქციული მინიმუმების და მაქსიმუმების შესაბამისი კუთხეები დამოკიდებულია სინათლის ტალღის სიგრძეზე. ამიტომ, ხერეღის არამონოქრომატული, თეთრი სინათლით განათებისას, სხვადასხვა ფერის შესაბამისი მაქსიმუმები გაიშლება სივრცეში და ეკრანზე მიიღება დიფრაქციული სპექტრი. ამასთან, როგორც (68.3) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რაც ნაკლებია λ , მით ნაკლები კუთხითაა განთავსებული შესაბამისი დიფრაქციული მაქსიმუმი.

სპექტრის მიღება შეიძლება სამკუთხა პრიზმის საშუალებითაც (§71), მაგრამ დიფრაქციულ სპექტრს ის უპირატესობა აქვს პრიზმატულთან შედარებით, რომ აქ ფერების ურთიერთგანლაგება არ არის დამოკიდებული იმ მასალის გვარობაზე, რომლიდანაც მზადდება ეკრანი და ხერეღი და ცალსახად განისაზღვრება ტალღის სიგრძით და ხერეღის გეომეტრიით.

სპექტრის შესწავლას დიდი მნიშვნელობა აქვს. სხვადასხვა ნივთიერებების გამოსხივებისა და შთანთქმის სპექტრების საშუალებით დადგინდა ატომის აგებულების უწვრილმანესი დეტალები, ენერგეტიკული დონეები ატომებში და სხვ. ატომებისა და მოლეკულების სპექტრების ცოდნა საშუალებას გვაძლევს ჩავატაროთ სპექტრული ანალიზი ანუ დავადგინოთ გამოსაკვლევი სხეულის ქიმიური შედგენი-



სურ. 68.3

ლობა, მათ შორის ძლიერ დაშორებული ციური სხეულისაც.

დიფრაქცია მართკუთხა ხერხელზე ჩვენ განვიხილეთ თვისობრივად. საკითხის რაოდენობრივი განხილვა დაიყვანება სხვადასხვა მიმართულებით გავრცელებული მეორეული ტალღების ჯამური ამპლიტუდისა და ინტენსივობის დადგენამდე. ამისათვის საჭიროა ტალღის AB ფრონტი დაიყოს ხერხელის ნაპირების პარალელური, ერთნაირი სიგანის მცირე ელემენტებად (ზონებად). გამოვითვალოთ ცალკეული ელემენტების მიერ აღძრული ამპლიტუდები და შევკრიბოთ ისინი მათი სიდიდეებისა და ფაზების გათვალისწინებით. ასეთი გამოთვლა გვაძლევს, რომ ამპლიტუდა P წერტილში

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi}. \quad (68.4)$$

(68.4) გვიჩვენებს, რომ როცა $\varphi \rightarrow 0$ (O წერტილი), მაშინ $A = A_0$, ვინაიდან $\lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{\sin \alpha}{\alpha} = 1$.

ინტენსივობა ამპლიტუდის კვადრატის პროპორციულია, ამიტომ

$$I_\varphi = A_\varphi^2 = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi a}{\lambda} \cdot \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi a}{\lambda} \cdot \sin \varphi\right)^2}. \quad (68.5)$$

მიღებული ფორმულის თანახმად, როცა $\varphi = 0$, მაშინ $I = I_0 = A_0^2$. ე.ი. ეკრანის ცენტრში მიიღება ნათელი ზოლი. ეს ცენტრალური მაქსიმუმია.

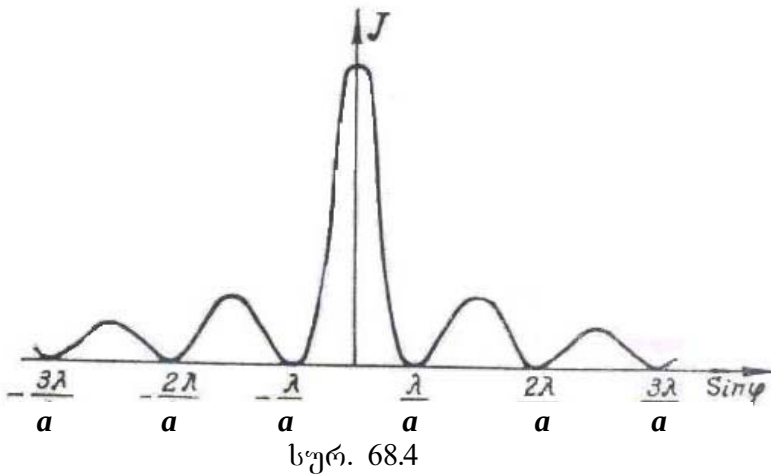
φ კუთხის იმ მნიშვნელობებისათვის, როცა $\frac{\pi a}{\lambda} \cdot \sin \varphi = k\pi$, ანუ როცა

$$a \sin \varphi = k\lambda, \quad (k = \mp 1 \mp 2 \mp 3 \dots) \quad (68.6)$$

ინტენსივობა $I = 0$. ამგვარად, (68.6) განსაზღვრავს φ კუთხის იმ მნიშვნელობას, რომელთაც შეესაბამება ბნელი ზოლები ანუ დიფრაქციული მინიმუმები.

ვინაიდან მეზობელ მინიმუმებს შორის აუცილებლად უნდა იყოს მაქსიმუმი, გამოდის, რომ ბნელ ზოლებს შორის მოთავსებულია ნათელი ზოლები. ამ მაქსიმუმების მდებარეობის დასადგენად (მათ გვერდითი ან მეორადი მაქსიმუმები ეწოდება) იყენებენ ფუნქციის ექსტრემუმების პოვნის მეთოდს. (68.5) ფუნქციის მიმართ ამ მეთოდის გამოყენებით დადგენილია, რომ ინტენსივობა აღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობებს $\frac{\pi a}{\lambda} \cdot \sin \varphi$ არგუმენტის შემდეგი მნიშვნელობებისათვის: $0; 1,43\pi; 2,46\pi; 3,47\pi; 4,47\pi$ და ა.შ.

(68.5) ფორმულით მოცემული დამოკიდებულება I ინტენსივობასა და φ კუთხეს შორის გრაფიკულად მოცემულია (68.4) სურათზე.



როგორც გრაფიკიდან ჩანს, გვერდითი მაქსიმუმების ინტენსივობები სწრაფად კლებულობს. გამოთვლები გვიჩვენებს, რომ ცენტრალური და მომდევნო (გვერდითი) მაქსიმუმების მნიშვნელობები ისე შეფარდებიან ერთმანეთს, როგორც $1:0.047:0.008:0.005$ და ა.შ. ე.ი. სინათლის ტალღის ენერ-

გიის ძირითადი ნაწილი მოდის ცენტრალურ მაქსიმუმზე. ენერგიის დაახლოებით 5% მოდის პირველ გვერდით მაქსიმუმებზე, ~2% – მეორე გვერდით მაქსიმუმებზე და ა.შ.

სურათიდან ჩანს, რომ ცენტრალური მაქსიმუმის კუთხური სიგანე ანუ $\delta\varphi$ მანძილი ორ მინიმუმს შორის განისაზღვრება ტოლობიდან $\sin \frac{\delta\varphi}{2} = \frac{\lambda}{a}$; თუ $a \gg \lambda$, მაშინ სინუსი შეიძლება კუთხით შეიცვალოს, ე.ი. $\delta\varphi = \frac{2\lambda}{a}$.

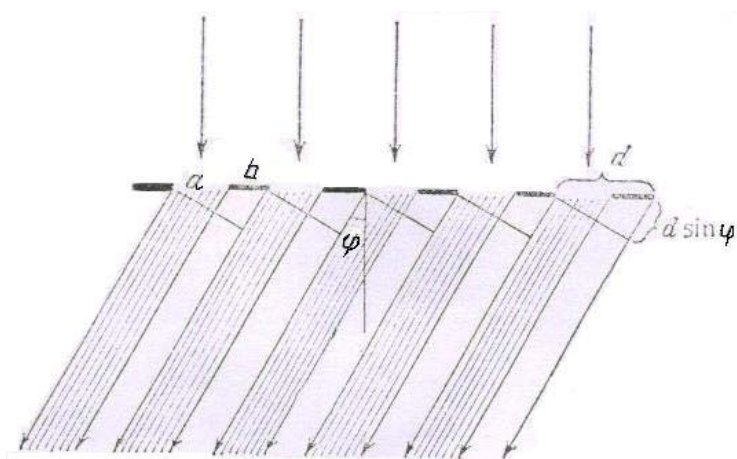
§69. დიფრაქცია ორ ხვრელზე. დიფრაქციული მესერი.

პრაქტიკულ ინტერესს წარმოადგენს დიფრაქცია დიფრაქციულ მესერზე. დიფრაქციული მესერი ეწოდება პარალელურად განლაგებულ დიდი რაოდენობის* მართკუთხა ხვრელების ერთობლიობას, რომლებიც ერთმანეთისაგან გამოყოფილია ტოლი სიგანის გაუმჭვირი შუალედებით (სურ.69.1)

მანძილს მეზობელი ხვრელების შესაბამის წერტილებს (მაგ. ხვრელის ნაპირებს) შორის მესრის მუდმივა ან პერიოდი ეწოდება. სურათიდან ჩანს, რომ მესრის მუდმივა $d = a + b$, სადაც a – ხვრელის სიგანეა, ხოლო b – გაუმჭვირი შუალედის სიგანე. დიფრაქციული მესერი არის ორი ტიპის – გამჭვირვალე და ამრეკლი. გამჭვირვალე მესერი მზადდება მინის ან კვარცის ფირფიტისაგან, რომელზედაც

* რამოდენიმე ათასი 1 მმ-ზე.

სპეციალური დამყოფი მანქანით (რომელიც აღჭურვილია აღმასის საჭრისით), ავლებენ პარალელურ განაკაწრებს. ეს განაკაწრები წარმოადგენს მესრის გაუმჭვირ შუალედებს, ხოლო მათ შორის დაუზიანებელი არეები – გამჭვირვალე შუალედებს ანუ ხვრელებს. ამრეკლ მესერში გამჭვირვალე შუალედები შეცვლილია სარკულად ამრეკლი შუალედებით. ამ შემთხვევაში განაკაწრების გავლება ხდება კარგად გაპრიალებულ ლითონის ზედაპირზე. მესერს, რომელსაც აქვს მუდმივი პერიოდი და ერთნაირი სიგანის ხვრელები, **რეგულარული ეწოდება.**

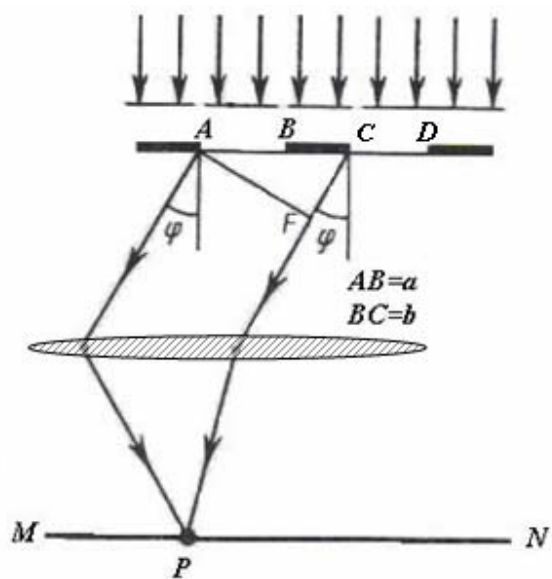


სურ. 69.1

მესრის თითოეული ხვრელი მოგვცემს მისთვის დამახასიათებელ დიფრაქციულ სურათს, რომელიც ϕ კუთხით განისაზღვრება (სურ. 69.1), ამასთან ცალკეული ხვრელებიდან მიღებული სურათები ერთნაირია, ვინაიდან კუთხე ϕ ყველა ჭრილისათვის ერთნაირია. მიუხედავად ამისა, N რაოდენობის ხვრელის შემთხვევაში, ჯამური ინტენსივობა I_ϕ

არ უდრის ერთი ხვრელის მიერ გამოსხივებულ I_{ϕ_1} ინტენსივობას გამრავლებულს N -ზე ($I_\phi \neq NI_{\phi_1}$). საქმე ისაა, რომ მეორეული ტალღების კოჰერენტულობის გამო, ადგილი აქვს სხვადასხვა ხვრელების შესაბამისი წერტილებიდან წამოსული (გამოსხივებული) მეორეული ტალღების ინტერფერენციას, რაც გამოიწვევს ზოგიერთ წერილებში მათ ურთიერთგაძლიერებას, ზოგში კი – შესუსტებას.

სიმარტივისათვის განვიხილოთ დიფრაქციული მესერი, რომელიც შედგება ორი (AB და CD) ხვრელისაგან. დაუშვათ, ბრტყელი მონოქრომატული ტალღა მართობულად ეცემა მესრის სიბრტყეს. რადგან ხვრელები დაშორებულნი არიან ერთმანეთისაგან ტოლი მანძილით, ამიტომ მეზობელი ზონების შესაბამისი წერტილებიდან წამოსული სხივების სვლათა სხვაობა ერთნაირია და უდრის (სურ. 69.2)



სურ. 69.2

$$\Delta = CF = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi \quad (69.1)$$

ცხადია, რომ იმ მიმართულებით (φ), რომლის გასწვრივაც არც ერთი ხერხე-
ლიდან არ ვრცელდება სინათლე, არ გავრცელდება ორი ხერხელის შემთხვევაშიც, ე.ი.
უწინდელი მინიმუმების (რომელიც გვქონდა ერთი ხერხელის შემთხვევაში) მდებარეობა
არ შეიცვლება. ეუწოდოთ მათ მთავარი მინიმუმები. მათთვის დაცულია (68.2) პირობა:

$$a \sin \varphi = k\lambda \quad (k = \mp 1, \mp 2, \mp \dots). \quad (69.2)$$

მაგრამ ორი ხერხელის შესაბამისი წერტილებიდან გამოსხივებული სინათლის
ტალღები, ინტერფერენციის გამო, გარკვეული მიმართულებებით გააბათილებენ
ერთმანეთს, რაც გამოიწვევს დამატებითი მინიმუმების წარმოქმნას. ცხადია, ეს მიმარ-
თულებები განისაზღვრება პირობიდან, რომ სვლათა სხვაობა უნდა იყოს
ნახევარტალღის კენტი რიცხვის ტოლი:

$$d \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (k = 0, 1, 2, 3 \dots) \quad (69.3)$$

და პირიქით, ერთი ხერხელის მოქმედება გააძლიერებს მეორის მოქმედებას, თუ
სვლათა სხვაობა ტალღის სიგრძის ნახევრის ლუწი რიცხვის ტოლია:

$$d \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad (k = 0, 1, 2, 3 \dots) \quad (69.4)$$

(69.4)-ით განსაზღვრულ მაქსიმუმებს მთავარი მაქსიმუმები ეწოდება.

ამრიგად, ორი ხერხელიდან მიღებული დიფრაქციული სურათი განისაზღვრება
შემდეგი პირობებიდან:

მთავარი მინიმუმები $a \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$

დამატებითი მინიმუმები $d \sin \varphi = \frac{1}{2}\lambda, \frac{3}{2}\lambda, \frac{5}{2}\lambda, \dots$

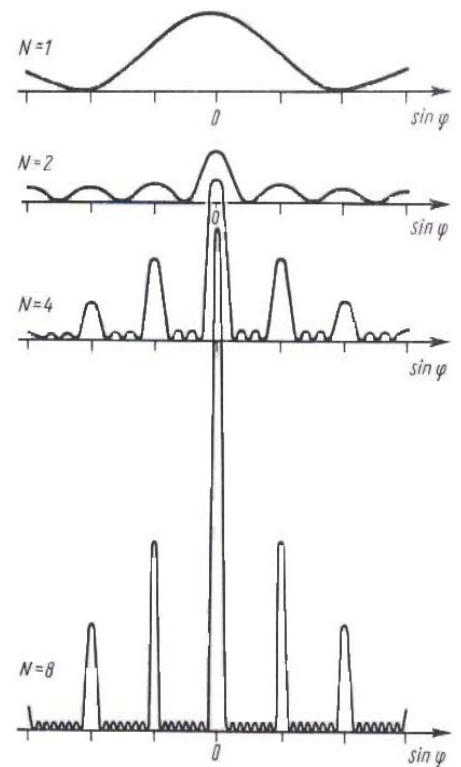
მთავარი მაქსიმუმები $d \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$

როგორც ვხედავთ, ორი ხერხელის შემთხვევაში, ორ მთავარ მაქსიმუმს შორის
მოთავსებულია ერთი დამატებითი მინიმუმი. ეს გამოიწვევს მაქსიმუმების შევიწ-
როვებას და მათი ინტენსივობის გაზრდას. ანალოგიურად შეიძლება ჩვენება, რომ
სამი ხერხელის შემთხვევაში ორ მთავარ მაქსიმუმს შორის მოთავსდება 2 დამატებითი
მინიმუმი, ხოლო ზოგადად, N ხერხელის შემთხვევაში – $N - 1$ დამატებითი მინიმუმი.
დამატებითი მინიმუმები გამოყოფილია ერთმანეთისაგან სუსტი დამატებითი
მაქსიმუმებით, რომელთა რაოდენობა ორ მეზობელ მაქსიმუმს შორის $N - 2$ -ია. დამა-
ტებითი მაქსიმუმების ინტენსივობა შეადგენს უახლოესი მთავარი მაქსიმუმის
ინტენსივობის $\sim 4,30\%$ -ს.

ჩატარებული თვისობრივი ანალიზის საფუძველზე შეიძლება გავაკეთოთ შემდეგი დასკვნა: რაც მეტია ხერხელების რაოდენობა, მით მეტ სინათლის ენერგიას გაატარებს დიფრაქციული მესერი, მით მეტი დამატებითი მინიმუმები (ჩაჯდება) წარმოიქმნება მთავარ მაქსიმუმებს შორის, და მაშასადამე მით უფრო ინტენსიური და მკვეთრი იქნება მთავარი მაქსიმუმები* ხერხელთა დიდი რიცხვის შემთხვევაში MN ეკრანზე მიღებული დიფრაქციული სურათი წარმოადგენს მკვეთრ, ვიწრო მაქსიმუმებს, რომელთა შორის პრაქტიკულად ბნელი შუალედებია. თვალსაჩინოებისათვის (69.3) სურათზე შეთავსებულია ერთი, ორი, ოთხი და რვა ხერხელისაგან მიღებული დიფრაქციული სურათები. ვინაიდან $|\sin \varphi| \leq 1$, (69.4)-დან გამომდინარეობს, რომ მთავარ მაქსიმუმთა რაოდენობა $k \leq \frac{d}{\lambda}$, ანუ განისაზღვრება მესრის პერიოდისა და ტალღის სიგრძის თანაფარდობით.

საკითხის რაოდენობრივი განხილვა გვაძლევს, რომ მეორეული ტალღების ინტერფერენციის შედეგად ინტენსივობა იზრდება არა ხერხელების N რიცხვის პროპორციულად, არამედ ამ რიცხვის კვადრატის პროპორციულად: $I_\varphi = N^2 I_{\varphi_1}$, რაც შედეგია (ინტერფერენციის გამო) მესრის მიერ გატარებული სინათლის მთელი ენერგიის გადანაწილებისა.

(69.4)-დან გამომდინარეობს, რომ მთავარ მაქსიმუმთა მდებარეობა (რომელიც $\sin \varphi$ -თი განისაზღვრება), გარდა ცენტრალურისა ($k=0$), დამოკიდებულია λ ტალღის სიგრძეზე. რაც მეტია λ , მით მეტია $\sin \varphi$, ანუ მით უფრო დიდი დიფრაქციის φ კუთხით მიიღება ამ ტალღის შესაბამისი მაქსიმუმი. ამიტომ, მესერში თეთრი სინათლის გატარებისას, ყველა მაქსიმუმი, გარდა ცენტრალურისა, დაიშლება ფერებად. მიიღება ე.წ. დიფრაქციული სპექტრი. ამასთან, ვინაიდან ტალღის სიგრძის ზრდით იზრდება $\sin \varphi$ და მაშასადამე φ ,

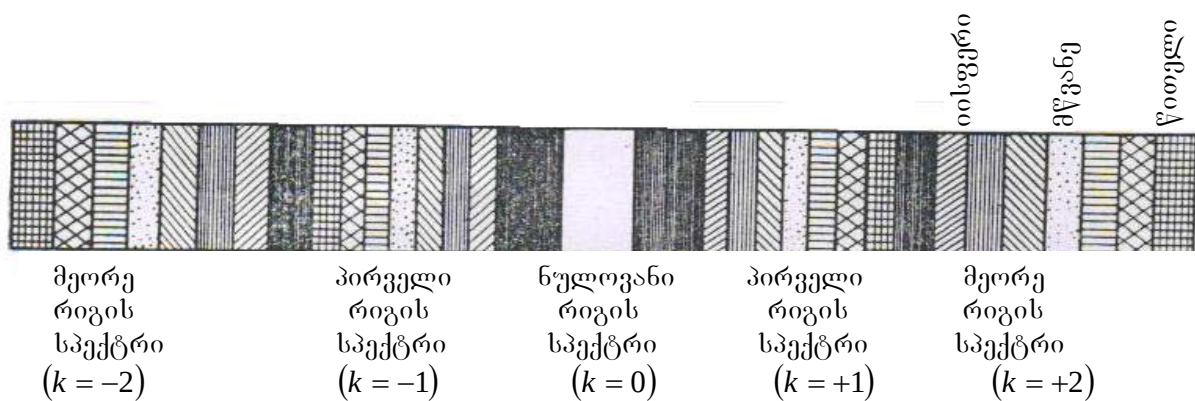


სურ. 69.3

* შეიძლება ჩვენება, რომ ცენტრალური მაქსიმუმის კუთხური სიგანე $\Delta\varphi = \frac{2\lambda}{Nd}$. დაახლოებით ასეთივეა ყველა მთავარი მაქსიმუმის სიგანეც. ე.ი. რაც მეტია N , მით ვიწრო და მაშასადამე, მკვეთრია მთავარი მაქსიმუმები.

დიდი დიფრაქციის კუთხით მიიღება დიდი ტალღის სიგრძის შესაბამისი მაქსიმუმი. ამიტომ სპექტრის იისფერი ნაწილი ყველაზე ახლოს იქნება დიფრაქციული სურათის ცენტრთან, წითელი კი – ყველაზე შორს (სურ. 69.4).

დიფრაქციული მესერი უმნიშვნელოვანესი სპექტრული ხელსაწყოა, რომლის დანიშნულებაც სინათლის სპექტრად დაშლა და ტალღის სიგრძის განსაზღვრა, რაც მარტივად ხორციელდება (69.4) ფორმულის საშუალებით. ვინაიდან მოცემული მესრისათვის d ცნობილია, ამისათვის საჭიროა მხოლოდ გაიზომოს მოცემული რიგის მაქსიმუმის მდებარეობის განმსაზღვრელი ϕ კუთხე.



სურ. 69.4

§70. რენტგენის სხივების დიფრაქცია.

1895 წელს გერმანელმა ფიზიკოსმა ვილჰელმ რენტგენმა, კათოდური სხივების შესწავლისას აღმოაჩინა, რომ ელექტრონების სწრაფი დამუხრუჭების დროს ჩნდება უხილავი გამოსხივება, რომელსაც, მანამდე უცნობი თვისებების გამო (ჰაერის იონიზაციის უნარი, ნივთიერების განჭოლვის დიდი უნარი, მაფლუორესცირებელი ეკრანის ნათების უნარი და სხვ.), X – სხივები უწოდა. ძალიან მალე ამ სხივებს, მისი აღმოჩენის პატივსაცემად, რენტგენის სხივები ეწოდა.*

რენტგენის გამოსხივების წარმოშობის მექანიზმი სწორად იქნა ახსნილი სხვადასხვა მეცნიერებისა და თვით რენტგენის მიერ: მოძრავი ელექტრონი წარმოადგენს ელექტრულ დენს, რომელიც გარშემორტყმულია მაგნიტური ველით. ელექტრონის სწრაფი დამუხრუჭებისას იცვლება (მცირდება) მაგნიტური ველი. მაქსველის თეორიის თანახმად კი, ელექტრული და მაგნიტური ველის ცვლილება იწვევს ელექტრომაგნიტური ტალღის გამოსხივებას. მაგრამ თუ რენტგენის სხივები ტალღური

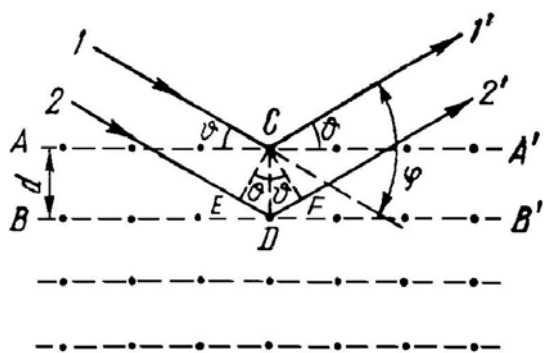
* საგულისხმოა, რომ თვით რენტგენი ამ სხივებს სიკვდილამდე მოიხსენებდა X – სხივებად.

ბუნებისაა, ადგილი უნდა ჰქონდეს ყოველგვარი ტალღური პროცესისათვის აუცილებელ მოვლენებს – მათ ინტერფერენციასა და დიფრაქციას. პრაქტიკულად კი რენტგენის სხივების დიფრაქციის (ისევე, როგორც ინტერფერენციის) დაკვირვება (განხორციელება) ვერ ხერხდებოდა – ისინი დიფრაქციულ მესერში გადიოდნენ ყოველგვარი გადახრის გარეშე. ეს წინააღმდეგობა ახსნა გერმანელმა მეცნიერმა ლაუემ 1912 წელს: დიფრაქციას რომ ჰქონდეს ადგილი საჭიროა, რომ ზომა ხერხებისა და დაბრკოლებებისა, რომლებიც ქმნიან მესერს სხივების გავრცელების გზაზე, არ იყოს ძალიან დიდი ტალღის სიგრძესთან შედარებით. მართლაც, ფორმულიდან $d \sin \varphi = n\lambda$ ჩანს, რომ თუ $d \gg \lambda$, მაშინ გადახრის φ კუთხე იქნება მეტისმეტად მცირე, ე.ი. დიფრაქციას არ ექნება ადგილი. ამიტომ, რენტგენის სხივების დიფრაქციის არარსებობა, შესაძლოა, იმით იყოს გამოწვეული, რომ მათი ტალღის სიგრძე მეტისმეტად მცირეა ხელოვნურად დამზადებული მესერის პერიოდთან შედარებით. მაგრამ თუ შეუძლებელია ხელოვნურად დამზადდეს მესერი ძალიან მცირე პერიოდით, იგი არსებობს ბუნებაში კრისტალის სახით, რომელშიც ნაწილაკები (ატომები, იონები, ან მოლეკულები) კანონზომიერადაა განლაგებული და ქმნიან კრისტალურ მესერს (Iტ, §83). კრისტალურ მესერში მანძილი ატომებს შორის (ხერხები) ისეთივეა, როგორც ატომის (გაუმჯიერი შუალედის) ზომა და შეადგენს $\sim 10^{-10}$ მ (რაც ნიშნავს რომ კრისტალური მესერის „პერიოდი“ რამოდენიმე რიგით ნაკლებია დიფრაქციული მესერის პერიოდზე). ლაუემ განახორციელა რენტგენის სხივების დიფრაქცია კრისტალურ მესერზე, შეიმუშავა მიღებული დიფრაქციული სურათის გათვლის მეთოდი და გაზომა ტალღის სიგრძე. დღეისათვის დადგენილია, რომ რენტგენის გამოსხივების ტალღის სიგრძე იცვლება ($10^{-8} - 10^{-11}$) მ-ის ფარგლებში.

კრისტალური მესერი სამგანზომილებიანია და ბევრად რთულია ერთგანზომილებიან დიფრაქციულ მესერთან შედარებით. შესაბამისად, რენტგენის სხივების დიფრაქციის შედეგად მიღებული სურათის გათვლა საკმაოდ რთულია. ამიტომ პრაქტიკაში ხშირად სარგებლობენ რუსი მეცნიერის ვულფისა და ინგლისელი მეცნიერების მამა-შვილი ბრეგების მიერ შემუშავებული მარტივი და მოსახერხებელი მეთოდით, რომლის არსი მდგომარეობს იმაში, რომ რენტგენის სხივების დიფრაქცია შეიძლება განვიხილოთ როგორც მონოკრისტალის* პარალელური კრისტალოგრაფიული (ატომური) სიბრტყეებიდან მათი არეკვლის შედეგი. მაგრამ ჩვეულებრივი არეკვლისაგან განსხვავებით ასეთ არეკვლას ადგილი აქვს მხოლოდ იმ შემთხვევაში,

* ერთი მთლიანი კრისტალი, რომლის მოცულობა წარმოადგენს ერთიან კრისტალურ მესერს.

როცა მეზობელი სიბრტყეებიდან არეკვლილი ტალღებისათვის სრულდება ინტერფერენციული მაქსიმუმის პირობა* (სურ. 70.1).



სურ. 70.1

$$\Delta = k\lambda \quad (k = 1, 2, 3, \dots) \quad (70.1)$$

რენტგენის სხივებისათვის ნებისმიერი ნივთიერების გარდატეხის მაჩვენებელი $n=1$, ამიტომ, როგორც (70.1) სურათიდან ჩანს, $1'$ და $2'$ სხივებს შორის ოპტიკური სვლათა სხვაობა

$$\Delta = ED + DF = 2d \sin \Theta,$$

სადაც Θ არის კუთხე დაცემულ სხივებსა და კრისტალოგრაფიულ სიბრტყეს შორის („სრია-

ლის კუთხე“), ხოლო d – მანძილი სიბრტყეებს შორის. Δ -ს მიღებული მნიშვნელობის ჩასმით (70.1)-ში მიიღება ვულფ-ბრეგების ცნობილი ფორმულა:

$$2d \sin \Theta = k\lambda. \quad (70.2)$$

(70.2) ფორმულა გამოიყენება ორი მნიშვნელოვანი ამოცანის გადასაწყვეტად:

1. ცნობილი λ , Θ და k -ს მიხედვით კრისტალოგრაფიულ სიბრტყეებს შორის d მანძილის განსაზღვრა ანუ კრისტალის სტრუქტურის დადგენა. ეს მეთოდი უდევს საფუძვლად **რენტგენოსტრუქტურულ ანალიზს**.
2. მეორე ამოცანა პირველის შებრუნებულია და მდგომარეობს ცნობილი d , Θ და k -ს მიხედვით λ -ს განსაზღვრაში. ეს მეთოდი უდევს საფუძვლად **რენტგენულ სპექტროსკოპიას**.

რადგან $\sin \Theta$ არ შეიძლება იყოს ერთზე მეტი, (70.2) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ კრისტალის სივრცულ მესერზე დიფრაქცია შესაძლებელია მხოლოდ მაშინ, როცა $d > \frac{\lambda}{2}$; თუ $d < \frac{\lambda}{2}$, მაშინ დიფრაქციას ადგილი არა აქვს და ბრტყელი ტალღა გადის კრისტალში მიმართულების შეუცვლელად, ანუ ისე, როგორც ერთგვაროვან გარემოში. ამის გამო უტოლობას $\lambda > 2d$ უწოდებენ კრისტალის ოპტიკური ერთგვაროვნობის პირობას λ ტალღის სიგრძის სხივებისათვის. აქედან გამომდინარე, სინათლის სხივებისათვის ($\lambda \approx 5 \cdot 10^{-7}$ მ) ყველა კრისტალი ($d \approx 10^{-9} - 10^{-10}$ მ) უნდა იყოს ოპტიკურად ერთგვაროვანი, რასაც სინამდვილეში არა აქვს ადგილი.

* სიბრტყეზე განლაგებული ნაწილაკების (იონები, ატომები, მოლეკულები) ქმნიან იმ არაერთგვაროვნებებს, რომლებზეც ხდება რენტგენის სხივების გაბნევა ყველა მიმართულებით, მაგრამ გაბნეული სხივებიდან ინტერფერენციის შედეგად ერთმანეთს აძლიერებენ მხოლოდ იმ მიმართულების სხივები, რომლებიც აკმაყოფილებენ (70.1) პირობას.

აიხსნება ეს იმით, რომ ჩვენი მსჯელობა სამართლიანია მხოლოდ იდეალური კრისტალისათვის, რომლის ნაწილაკებს შორის მანძილი ზუსტად ერთნაირია. სინამდვილეში, რეალურ კრისტალში, ეს მანძილები სითბური მოძრაობის გამო სწრაფად და ქაოსურად იცვლება. გარდა ამისა, რეალური კრისტალი ყოველთვის შეიცავს მინარევებს და სხვადასხვა დეფექტებს. ყოველივე ამის გამო, რეალური კრისტალი არ შეიძლება იყოს სინათლის ტალღებისათვის მთლიანად ოპტიკურად ერთგვაროვანი, რამაც უნდა გამოიწვიოს სინათლის გაბნევა.

რენტგენის სხივების ფართო პრაქტიკული გამოყენება დაფუძნებულია მის დიდ გამჭოლისუნარიანობაზე და იმაზე, რომ ეს უნარი დამოკიდებულია ნივთიერების სიმკვრივეზე – სიმკვრივის შემცირებით იგი იზრდება.

ამაზეა დაფუძნებული რენტგენოდეფექტოსკოპია – სხეულებსა და ლითონის ნაკეთობებში სხვადასხვა დეფექტების (ბზარების, ფუჭვილების ანუ ცარიელი ადგილების) აღმოჩენა.

რენტგენის სხივების ამ თვისებაზეა აგრეთვე დაფუძნებული რენტგენოდიანოსტიკა – ადამიანის შინაგან ორგანოებში სხვადასხვა არაბუნებრივი კერების (წყლულების, სიმსივნური წამონაქმნებისა და სხვ.) აღმოჩენა, მკვრივი ქსოვილების (ძვლების) მოტეხილობის ან ბზარების აღმოჩენა და სხვ.

თავი IX

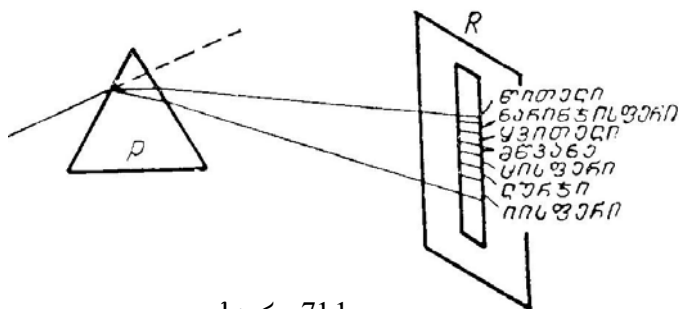
სინათლის დისპერსია, შთანთქმა და გაბნევა

§71. დისპერსიის მოვლენა. ნიუტონის ცდები. ნორმალური და ანორმალური დისპერსია.

ვიცით, (§54) რომ სინათლის სხივი (კონა) სამწახნაგა პრიზმაში გავლისას იხრება ფუძისკენ. მაგრამ თუ სხივი თეთრი სინათლისაა (მაგ. მზის), იგი არა მარტო იხრება ფუძისკენ, არამედ იშლება ფერად-ფერად სხივებად. ამ მოვლენას სინათლის დისპერსია* ეწოდება, ხოლო მიღებულ სურათს – სპექტრი. სპექტრი 7 ფერის ზოლისგან შედგება, რომლებიც თანდათან, უწყვეტად გადადიან ერთიმეორეში. ეს ფერებია: წითელი, ნარინჯისფერი, ყვითელი, მწვანე, ცისფერი, ლურჯი და იისფერი. ყველაზე ნაკლებად გადაიხრება წითელი ფერის სხივი, ყველაზე მეტად – იისფერი

* წარმოიქმნება ლათინური სიტყვისაგან dispersio – გაბნევა, მიმოფანტვა.

(სურ. 71.1). ვინაიდან გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელი დამოკიდებულია ამ გარემოში სინათლის სიჩქარეზე $\left(n = \frac{c}{v}\right)$, გამოდის, რომ წითელი სხივის გავრცელების სიჩქარე უდიდესია, იისფერის კი უმცირესი.



სურ. 71.1

სინათლის დისპერსიით აიხსნება ცისარტყელას წარმოშობა. ამ შემთხვევაში პრიზმების როლს თამაშობს წვიმის წყლის წვეთები.

სინათლის დისპერსიის პირველი ექსპერიმენტული გამოკვლევა ჩაატარა ნიუტონმა (1672 წ.). ნიუტონის ცდა

გენიალურად მარტივი იყო – სინათლის წყაროს წარმოადგენდა მზის სხივებით განათებული (ფანჯრის) დარაბის ვიწრო ხვრელი, ხოლო ეკრანს – კედელი. როდესაც ნიუტონმა დიაფრაგმის საშუალებით სპექტრიდან გამოყო ერთ-ერთი ფერის სხივი (ვთქვათ, წითელი) და გაატარა პრიზმაში, იგი ფუძისკენ კი დაიხარა, მაგრამ ფერებად არ დაშლილა, რაც იმას ნიშნავდა, რომ პრიზმა კი არ აფერადებდა თეთრ სინათლეს, კი არ ცვლიდა მას, არამედ მხოლოდ **შლიდა** ნაწილებად. სპექტრის შვიდივე ფერის შეკრებით ნიუტონმა კვლავ თეთრი სინათლე მიიღო.

ამ ცდების საფუძველზე ნიუტონმა გააკეთა შემდეგი დასკვნები:

1. თეთრი სინათლე რთული სინათლეა, იგი შედგება შვიდი სხვადასხვა ფერისაგან.
2. სხვადასხვა ფერის სხივისათვის მოცემული ნივთიერების გარდატეხის მაჩვენებელი სხვადასხვაა, რის გამოც პრიზმაში გავლისას თეთრი სინათლე იშლება ფერებად.
3. სპექტრის შვიდივე ფერის შეკრებისას კვლავ მიიღება თეთრი სინათლე.

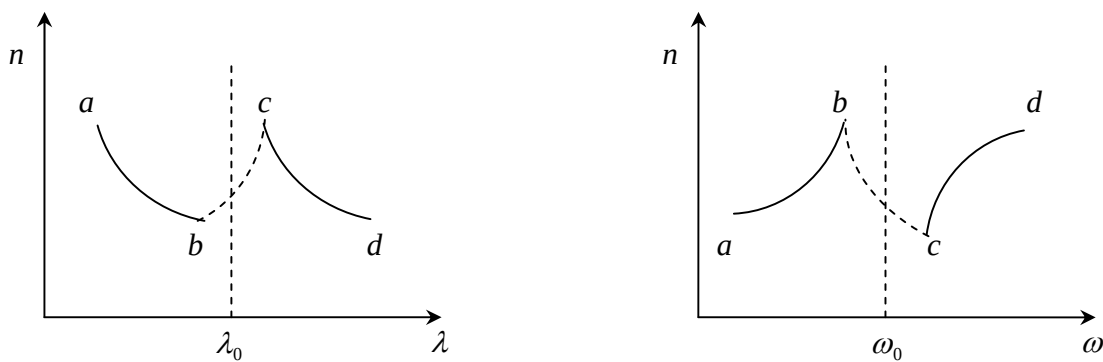
სინათლის ტალღური თეორიის თანახმად, სინათლის ფერს განსაზღვრავს ტალღის სიგრძე ანუ რხევის სიხშირე. მაშასადამე, სინათლის დისპერსია იმითაა გამოწვეული, რომ გარდატეხის მაჩვენებელი დამოკიდებულია ტალღის სიგრძეზე.

$$n = f(\lambda). \quad (71.1)$$

(71.1) ფორმულას ეწოდება დისპერსიის ზოგადი ფორმულა, ხოლო საზოგადოდ, დისპერსია განიმარტება როგორც გარდატეხის მაჩვენებლის დამოკიდებულება ტალღის სიგრძეზე (სიხშირეზე). სინათლის დისპერსია დისპერსიის კერძო გამოვლენაა.

ჩვენს მიერ განხილულ მაგალითში გარდატეხის მაჩვენებელი ტალღის სიგრძის ზრდასთან ერთად მცირდება. ასეთ დისპერსიას **ნორმალური** ეწოდება. ნორმალურ

დისპერსიას ადგილი აქვს იმ ტალღის სიგრძეებისათვის, რომლებიც არ შთაინთქმება გარემოს მიერ (ანუ გარემო მათთვის გამჭვირვალეა). ისეთ დისპერსიას, რომლის დროსაც გარდატეხის მაჩვენებელი ტალღის სიგრძის ზრდასთან ერთად იზრდება **ანომალური** დისპერსია ეწოდება. ანომალურ დისპერსიას ადგილი აქვს გარემოს მიერ სინათლის ტალღის შთანთქმის არეში, როცა დაცემული სინათლის ტალღის სიგრძე ახლოა ელექტრონის შესაბამის (დე-ბროილის) λ_0 ტალღის სიგრძესთან, ან, რაც იგივეა, როცა დაცემული ტალღის სიხშირე უახლოვდება ელექტრონის რხევის ω_0 საკუთარ სიხშირეს. (71.2) სურათზე მოცემულია $n = f(\lambda)$ და $n = f(\omega)$ გრაფიკები $\left(\omega = \frac{2\pi}{\lambda}\right)$.



სურ. 71.2

ab და cd უბნები შეესაბამება ნორმალურ დისპერსიას, bc – ანომალურს.

ნივთიერების დისპერსია (η) ეწოდება სიდიდეს, რომელიც გვიჩვენებს, თუ რამდენად სწრაფად იცვლება გარდატეხის მაჩვენებელი ტალღის სიგრძის ცვლილებასთან ერთად. თუ ტალღის სიგრძის $\Delta\lambda$ ცვლილებას შეესაბამება გარდატეხის მაჩვენებლის Δn ცვლილება, მაშინ დისპერსია

$$\eta = \frac{\Delta n}{\Delta \lambda}.$$

ნორმალური დისპერსიისათვის $\eta < 0$, ხოლო ანომალურისათვის $\eta > 0$.

§72. სინათლის დისპერსიის ელემენტარული თეორია

მაქსველის ელექტრომაგნიტური ველის თეორია ვერ ხსნიდა დისპერსიის მოვლენას, უფრო მეტიც, ამ თეორიის ერთ-ერთი ძირითადი შედეგი

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (72.1)$$

წინააღმდეგობაშიც კი იყო დისპერსიის ცდისეულ (71.1) ფორმულასთან. მართლაც, დისპერსიის ფორმულის თანახმად გარდატეხის მაჩვენებელი ცვლადი სიდიდეა, იგი დამოკიდებულია სინათლის ტალღის სიგრძეზე (სიხშირეზე), (72.1) ფორმულის თანახმად კი გარდატეხის მაჩვენებელი **მუდმივი** სიდიდეა, ვინაიდან გაინსახლვრება ε და μ მუდმივი (მოცემული ნივთიერებისათვის) სიდიდეებით. ეს წინააღმდეგობა იყო იმის შედეგი, რომ მაქსველის თეორია არ ითვალისწინებს ნივთიერების შინაგან აღნაგობას და იხილავს მხოლოდ მაკროსკოპულ ელექტრულ და მაგნიტურ ველებს. ბუნებრივია ამიტომ, რომ წინააღმდეგობის გადალახვა შესაძლებელი გახდა მაქსველის თეორიასთან ერთად ლორენცის ელექტრონული თეორიის გამოყენებით, რის შედეგადაც გაირკვა, რომ ნივთიერების დიელექტრიკული შეღწევადობა მუდმივი კი არ არის, არამედ დამოკიდებულია ელექტრომაგნიტური ტალღის ω სიხშირეზე. განვიხილოთ ეს საკითხი დაწვრილებით.

ნივთიერების ელექტრონული თეორიის თანახმად ნივთიერება შედგება ატომებისაგან, რომლებიც თავის მხრივ შეიცავს ელექტრონებსა და დადებით იონებს (დადებით „ატომურ ნაშთებს“). ეს მუხტები დაკავშირებულნი არიან ერთმანეთთან კვაზიდრეკადი ძალებით, რის გამოც მათ გააჩნია რხევის საკუთარი სიხშირეები. სინათლის ელექტრომაგნიტური ველი იწვევს ამ მუხტების იძულებით რხევას, რის გამოც ისინი თვითონ გამოასხივებენ მეორეულ ელექტრომაგნიტურ ტალღებს, რომლებიც ინტერფერირებენ დაცემულ სინათლის ტალღასთან.

გამჭვირვალე სხეულები, როგორც წესი არაფერომაგნიტურია, მათთვის μ უმნიშვნელოდ განსხვავდება ერთისაგან, ამიტომ შეიძლება დაიწეროს

$$n = \sqrt{\varepsilon}, \quad \text{ან} \quad n^2 = \varepsilon.$$

მაგრამ $\varepsilon = 1 + \kappa$, სადაც κ მოცემული ნივთიერების პოლარიზაციის კოეფიციენტია, ამიტომ

$$n^2 = 1 + \kappa \quad (72.2)$$

ამრიგად, დისპერსიის ფორმულის გამოყვანა დაიყვანება κ -ს დაკავშირებაზე დაცემული სინათლის ტალღის სიგრძესთან (სიხშირესთან).

გამოთვლების გამარტივების მიზნით დავუშვათ, რომ ნივთიერება შედგება ერთი ტიპის ატომებისაგან, რომელთა შორის მანძილი იმდენად დიდია, რომ ურთიერთქმედებას არა აქვს ადგილი (გაიშვიათებული აირი). დავუშვათ აგრეთვე, რომ ატომი შედგება ატომური ნაშთისა და მხოლოდ ერთი ელექტრონისაგან. ატომთა ასეთ სისტემას გააჩნია მხოლოდ ერთი საკუთარი სიხშირე ω_0 .

ვთქვათ, ასეთ ნივთიერებაში ვრცელდება სინათლის ელექტრომაგნიტური ტალღა, რომლის ელექტრული მდგენელი იცვლება შემდეგი კანონით:

$$E = E_0 \cos(\omega t + \varphi),$$

მაშინ ელექტრონზე მოქმედებს პერიოდულად ცვლადი ელექტრული ძალა $F_e = eE = eE_0 \cos \omega t$ და იგი დაიწყებს იძულებით რხევას მაიძულებელი ძალის ცვლილების ω სიხშირით (იძულებითი რხევის სიხშირე)*.

მერხევი ელექტრონი და დადებითი ატომური ნაშთი შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც ელექტრული დიპოლი, რომლის x მხარი პერიოდულად იცვლება. მისი მომენტი

$$p = ex.$$

ატომების რიცხვი ერთეულ მოცულობაში აღვნიშნოთ N -ით. მაშინ ერთეულ მოცულობაში დიპოლური მომენტების ჯამი ანუ პოლარიზაციის P ვექტორი ტოლი იქნება:

$$P = N \cdot p = Nex. ** \quad (72.3)$$

მეორეს მხრივ (Iტ, §119)

$$P = \kappa \varepsilon_0 E, \quad (72.4)$$

სადაც ε_0 – ელექტრული მუდმივაა.

(72.3) და (72.4) ტოლობათა შედარება გვაძლევს:

$$Nex = \kappa \varepsilon_0 E, \quad \text{საიდანაც} \quad \kappa = \frac{Ne}{\varepsilon_0} x. \quad (72.5)$$

x -ის გასაგებად განვიხილოთ, თუ რა ძალები მოქმედებს მერხევ ელექტრონზე. ესენია:

1. ელექტრული ძალა $F_e = eE = eE_0 \cos \omega t$.
2. კვაზიდრეკადი ძალა $F_{\text{დრ}}$, რომელიც აბრუნებს ელექტრონს წონასწორობის მდგომარეობაში. ეს ძალა გადახრის პროპორციულია და მიმართულია მის საწინააღმდეგოდ, ე.ი. $F_{\text{დრ}} = -kx$, სადაც k პროპორციულობის კოეფიციენტია.

* სინათლის ტალღის მაგნიტური მდგენელის მოქმედებას არ განვიხილავთ, ვინაიდან ელექტრონის რხევის სიჩქარე გაცილებით ნაკლებია სინათლის c სიჩქარეზე, რის გამოც ელექტრული ძალა გაცილებით მეტია მაგნიტურ ძალაზე (§13). ასევე უგულებელყოფილია დადებითი ნაშთის რხევა, რომლის ამპლიტუდა, დიდი მასის გამო, ბევრად ნაკლებია ელექტრონის რხევის ამპლიტუდაზე.

** სინათლის ელექტრომაგნიტური ველის დიდი სიხშირის გამო, ორიენტაციული პოლარიზაცია შეიძლება უგულებელვყოთ და შემოვიფარგლოთ დეფორმაციული პოლარიზაციით ანუ დიპოლის მხარის ცვლილებით ტალღის ელექტრული ველის ცვლილების შესაბამისად. დეფორმაციულ პოლარიზაციაში ძირითადი წვლილი შეაქვს ატომურ ნაშთთან ყველაზე უფრო სუსტად დაკავშირებულ ელექტრონებს (დღევანდელი ტერმინოლოგიით – ბირთვთან ყველაზე უფრო სუსტად დაკავშირებულ სავალენტო ელექტრონებს). მათ **ოპტიკური ელექტრონები** ეწოდება.

3. წინააღმდეგობის ძალა („გამოსხივების წინააღმდეგობის ძალა“). ამ ძალის შემოყვანა განპირობებულია იმ ფაქტით, რომ ელექტრონის რხევას თან სდევს ენერგიის გამოსხივება ელექტრომაგნიტური ტალღის სახით, რის გამოც რხევა რომ თავისუფალი ყოფილყო, მიღევადი იქნებოდა. საზოგადოდ, რხევის მიღევას იწვევს ატომთა ურთიერთქმედებაც, რასაც პირობის თანახმად, ჩვენ შემთხვევაში ადგილი არა აქვს.

წინააღმდეგობის ძალა სიჩქარის პროპორციულია და მიმართულია მის საწინააღმდეგოდ, ე.ი.

$$F_{\text{წი}} = -rv = -r \frac{dx}{dt},$$

სადაც r – წინააღმდეგობის კოეფიციენტია.

4. ზოგად შემთხვევაში მოცემულ ელექტრონზე მოქმედებს ძალა, რომელიც სხვა ატომურ დიპოლებთან ურთიერთქმედებითაა გამოწვეული. პირობის თანახმად ეს ძალა ნულის ტოლია.

თუ გამოთვლების გამარტივების მიზნით თავდაპირველად უგულებელვყოფთ მიღევას გამოსხივების ხარჯზე ($F_{\text{წი}} = 0$), ელექტრონის იძულებითი რხევის განტოლებას ექნება სახე:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = eE - kx.$$

ტოლობის ორივე მხარე გაყოთ m -ზე და შემოვიღოთ აღნიშვნა: $\frac{k}{m} = \omega_0^2$, სადაც ω_0 ელექტრონის საკუთარი რხევის წრიული სიხშირეა. გვექნება:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x = \frac{eE_0}{m} \cos(\omega t + \varphi) \quad (72.6)$$

მივიღეთ მეორე რიგის დიფერენციალური განტოლება. მის ამონახსენს აქვს სახე:

$$x = A \cos(\omega t + \varphi), \quad (72.7)$$

სადაც A იძულებითი რხევის ამპლიტუდაა. A -ს მნიშვნელობას ამ კონკრეტულ შემთხვევაში ($F_{\text{წი}} = 0$) ადვილად დავადგენთ. მართლაც, თუ (72.7)-ს შევიტანთ (72.6)-ში, მივიღებთ:

$$-A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi) + \omega_0^2 A \cos(\omega t + \varphi) = \frac{eE_0}{m} \cos(\omega t + \varphi),$$

საიდანაც

$$A = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

და

$$x = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \cos(\omega t + \varphi) = \frac{eE}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

x -ის მიღებული მნიშვნელობის ჩასმა (72.5)-ში მოგვცემს გამოსახულებას პოლარიზაციის კოეფიციენტისათვის:

$$\kappa = \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

რომლის შეტანით (72.2)-ში n -სთვის საბოლოოდ მივიღებთ:

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (72.8)$$

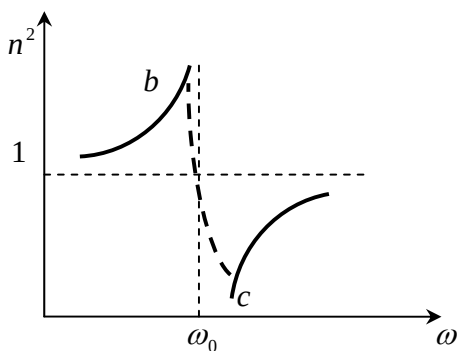
თუ შევცვლით: $\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi c}{cT} = \frac{2\pi c}{\lambda}$, ხოლო $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$, სადაც λ სხეულზე დაცემული ტალღის სიგრძეა, ხოლო λ_0 - ელექტრონის შესაბამისი (დე ბროილის) ტალღის სიგრძე, მივიღებთ:

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{4\pi^2 c^2 \left(\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda^2} \right)}$$

ან, გამარტივების შემდეგ,

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2 \lambda_0^2}{4\pi^2 c^2 m\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}}.$$

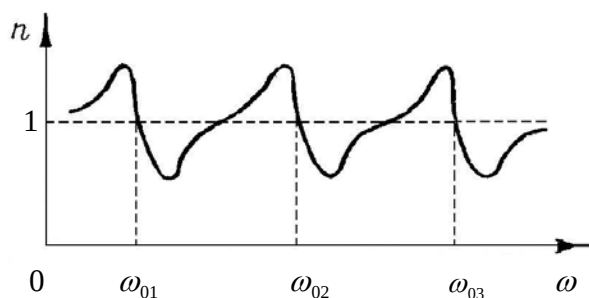
(72.8) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ გარდატეხის მაჩვენებელი დამოკიდებულია სიხშირეზე, ანუ იგი დისპერსიის განტოლებაა. განტოლებიდან ჩანს, რომ სიხშირეთა ინტერვალში 0-დან ω_0 -მდე გარდატეხის მაჩვენებელი $n^2 > 1$ და ω -ს ზრდით იზრდება (ნორმალური დისპერსია). როცა $\omega = \omega_0$, მაშინ $n^2 = \infty$; სიხშირეთა ინტერვალში ω_0 -დან ∞ -მდე $n^2 < 1$ და ω -ს ზრდით იზრდება $-\infty$ -დან 1-მდე, რაც აგრეთვე გამოსახავს ნორმალურ დისპერსიას (სურ. 72.2).



სურ. 72.2

შემთხვევას $n^2 = \infty$ როცა $\omega = \omega_0$, ფიზიკური აზრი არა აქვს და ასეთი არარეალური შედეგი მივიღეთ გამოსხივების წინააღმდეგობის ძალის უგულებელყოფის გამო. თუ იძულებითი რხევის განტოლებაში გავითვალისწინებთ წინააღმდეგობის ძალას, $n(\omega)$ ფუნქციის გრაფიკი ω_0 -ის მახლობლობაში გამოსახება bc წყვეტილი წირით,

რომელიც გამოსახავს ანომალურ დისპერსიას. როგორც ვხედავთ, ამ შემთხვევაში თეორიული მრუდი თანხვდება (71.2) სურათზე მოყვანილ ექსპერიმენტულ მრუდს.



სურ. 72.3

ჩვენ განვიხილეთ გამარტივებული შემთხვევა, როცა ნივთიერება შედგება ერთი ტიპის ატომებისაგან, რომელთაც ერთი საკუთარი ω_0 სიხშირე აქვთ. სინამდვილეში ნივთიერებაში ყოველთვის არის განსხვავებული ტიპის ატომთა ჯგუფები, რომელთაც განსხვავებული ω_{0k} სიხშირეები აქვთ. ამას

ადასტურებს ის ცდისეული ფაქტი, რომ გაიშვიათებულ აირში სინათლის გავლისას საზოგადოდ მიიღება არა ერთი, არამედ რამოდენიმე, ამ ნივთიერებისათვის დამახასიათებელი შთანთქმის ხაზი. ასეთი ნივთიერებისათვის დისპერსიის (72.8) ფორმულა შემდეგნაირად დაიწერება:

$$n^2 = 1 + \frac{e^2}{m\varepsilon_0} \sum_k \frac{N_k}{(\omega_{0k}^2 - \omega^2)},$$

რომლის გრაფიკს აქვს (72.3) სურათზე ნაჩვენები სახე.

§73. სინათლის შთანთქმა.

ცდებით დადგენილია, რომ ნივთიერებაში სინათლის გავლისას მისი ინტენსივობა თანდათან მცირდება. ამ მოვლენას სინათლის შთანთქმა (აბსორბცია*) ეწოდება. ინტენსივობის შემცირება იმითაა გამოწვეული, რომ ნივთიერებაში გავლისას სინათლის ელექტრომაგნიტური ველის ენერგია იხარჯება ელექტრონების რხევითი მოძრაობის აღძვრაზე. ამ ენერგიის ნაწილი კვლავ უბრუნდება ტალღას მერხვეი ელექტრონების მიერ გამოსხივებული მეორეული ტალღების ენერგიის სახით, ნაწილი კი გარდაიქმნება სხვა სახის ენერგიად, უმეტესწილად ნივთიერების შემადგენელი ნაწილაკების მოძრაობის ენერგიად, რის შედეგადაც სხეულის შინაგანი ენერგია იზრდება, ანუ იგი თბება. რიგ შემთხვევებში მოლეკულის მიერ შთანთქმული ენერგია კონცენტრირდება ამა თუ იმ ქიმიურ კავშირზე (ბმაზე) და იხარჯება ამ კავშირის გაწყვეტაზე (ე.წ. ფოტოქიმიური რეაქცია).

* ლათ. absorption – შთანთქმა.

შთანთქმის შედეგად სინათლის ინტენსივობის შემცირების კანონი ემპირიულად დაადგინა ფრანგმა მეცნიერმა ბუგერმა (1729 წ.). მოგვიანებით (1760 წ.) ეს კანონი თეორიულად გამოიყვანა გერმანელმა მეცნიერმა ლამბერტმა, ამიტომ მას ბუგერ-ლამბერტის კანონი ეწოდება. გამოვიყვანოთ ეს კანონი.

დავუშვათ, სხეულის ზესაპირს მართობულად ეცემა I_0 ინტენსივობის მონოქრომატული სინათლე, ხოლო ზედაპირიდან x მანძილით დაშორებულ dx სისქის ფენამდე აღწევს I ინტენსივობის სინათლე (სურ. 73.1). ცხადია, $I < I_0$. გასაგებია, რომ dx ფენაში ინტენსივობის ცვლილება (შემცირება) მით მეტი იქნება, რაც მეტია ფენის სისქე და ფენაზე დაცემული სინათლის ინტენსივობა:

$$-dI \sim Idx,$$

ან

$$dI = -\alpha Idx. \quad (73.1)$$

მინუსი ნიშანი გამოსახავს იმ ფაქტს, რომ dx -ის გაზრდით dI მცირდება, ანუ იგი უარყოფითია. α -ს ეწოდება შთანთქმის კოეფიციენტი. დავადგინოთ მისი ფიზიკური შინაარსი. (73.1)-დან

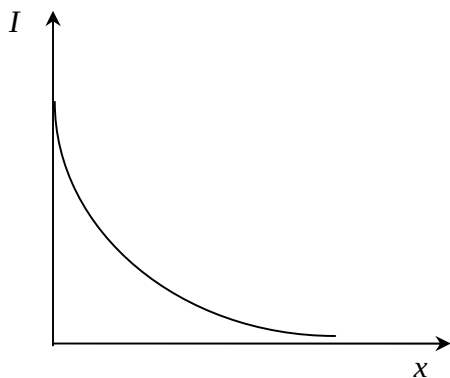
$$\alpha = \frac{|dI|}{Idx};$$

დავუშვათ, $dx = 1$, მაშინ $\alpha = \frac{|dI|}{I}$.

სურ. 73.1

მაშასადამე, შთანთქმის კოეფიციენტი გვიჩვენებს, თუ დაცემული სინათლის ინტენსივობის რა ნაწილს შთანთქავს ერთეული სისქის ფენა.

განვაცალკევოთ (73.1) ტოლობაში ცვლადები და შემდეგ გავაინტეგრავთ საწყისი პირობების დაცვით:



სურ. 73.2

$$\frac{dI}{I} = -\alpha dx, \quad \int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\alpha \int_0^x dx;$$

$$\ln \frac{I}{I_0} = -\alpha x, \quad \frac{I}{I_0} = e^{-\alpha x}$$

და

$$I = I_0 e^{-\alpha x}. \quad (73.2)$$

(73.2) წარმოადგენს შთანთქმის ბუგერ-ლამბერტის კანონს. იგი გვიჩვენებს, რომ შთანთქმის შედეგად

სინათლის ინტენსივობა ექსპონენციალური კანონით მცირდება. კანონის გრაფიკი მოცემულია (73.2) სურათზე.

(73.2) ფორმულა საშუალებას გვაძლევს მეორენაირად განვმარტოთ შთანთქმის კოეფიციენტი. მართლაც, თუ დაუშვებთ რომ $x = \frac{1}{\alpha}$, მივიღებთ: $I = \frac{I_0}{e}$, ე.ი. α წარმოადგენს იმ სისქის შებრუნებულ სიდიდეს, რომელიც იწვევს სინათლის ინტენსივობის e -ჯერ ($\sim 2,72$) შემცირებას. SI სისტემაში α -ს საზომი ერთეულია m^{-1} .

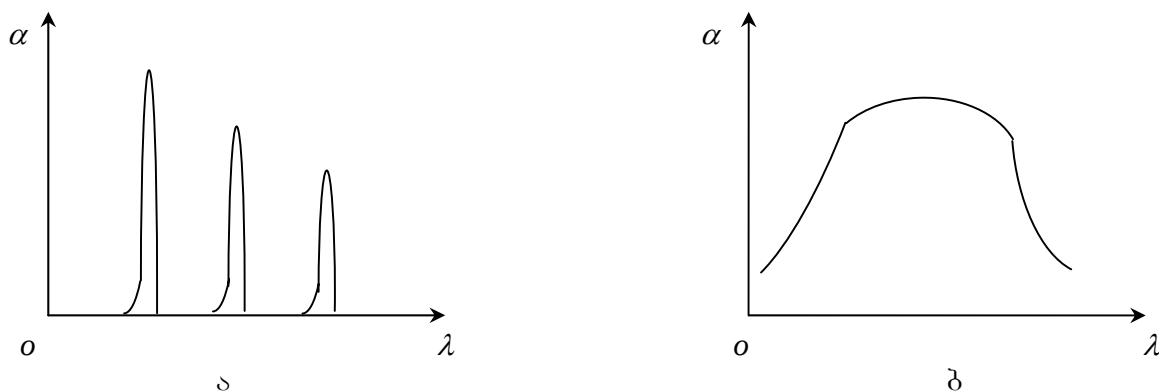
1852 წელს გერმანელმა მენიერმა ბერიმ ცდით დაადგინა, რომ თუ მშთანთქმელი ნივთიერება გახსნილია არამშთანთქმელ (გამჭვირვალე) ნივთიერებაში (აირში ან სითხეში), მაშინ ასეთი ხსნარის შთანთქმის კოეფიციენტი პროპორციულია ხსნარის c კონცენტრაციისა:

$$\alpha = \eta c. \quad (73.3)$$

პროპორციულობის კოეფიციენტი η არ არის დამოკიდებული კონცენტრაციაზე და განისაზღვრება მშთანთქმელი ნივთიერების მოლეკულათა ქიმიური თვისებებით. (73.3) ტოლობა გამოსახავს ბერის კანონს. იგი სამართლიანია მხოლოდ მონოქრომატული სინათლისა და ძლიერ განზავებული (სუსტი) ხსნარებისათვის. კონცენტრირებული ხსნარებისათვის კანონი ირღვევა **მშთანთქმელი** მოლეკულების ურთიერთქმედების გამო. თუ ბერის კანონით განსაზღვრულ α -ს შევიტანთ (73.2) ფორმულაში, მივიღებთ **ბუგერ-ლამბერტ-ბერის** კანონს: $I = I_0 e^{-\eta c x}$. ცხადია, ეს კანონიც სამართლიანი იქნება სუსტი ხსნარებისათვის.

ცდები გვიჩვენებს, რომ მოცემული ნივთიერების მიერ სინათლის შთანთქმა (მოცემული ნივთიერების შთანთქმის კოეფიციენტი) დამოკიდებულია სინათლის ტალღის სიგრძეზე (სიხშირეზე). ეს დამოკიდებულება განსაზღვრავს ე.წ. **შთანთქმის სპექტრს**. იმ ნივთიერების შთანთქმის სპექტრი, რომელთა ატომები არ ურთიერთქმედებენ (ერთატომიანი გაიშვიათებული აირი, როგორიცაა მაგალითად ლითონთა ორთქლი მცირე წნევის დროს), **ხაზოვანია**, რაც იმით გამოიხატება, რომ შთანთქმის კოეფიციენტი ტალღის სიგრძის უმრავლესობისათვის ნულის ტოლია და მხოლოდ ზოგიერთი ტალღის სიგრძისათვის (უფრო ზუსტად, ტალღის სიგრძის უაღრესად მცირე ინტერვალისათვის, რომელთა სიგანე 10^{-8} მ-ის რიგისაა) შეიმჩნევა მისი მკვეთრი მაქსიმუმები (სურ. 73.3 ა). ეს მაქსიმუმები ემთხვევა ელექტრონების საკუთარი

რხევის სიხშირეებს ატომში, რაც იწვევს მათ ინტენსიურ იძულებით რხევებს და სინათლის ინტენსიურ შთანთქმას.



სურ. 73.3

აირი მაღალი წნევის დროს, ისევე როგორც სითხე და მყარი სხეული გვაძლევს შთანთქმის ფართო ზოლს (სურ. 73.3 ბ). ამ შემთხვევაში ამბობენ, რომ შთანთქმის სპექტრი მთლიანია, უწყვეტია. აირის წნევის თანდათანობითი ზრდით შთანთქმის მაქსიმუმები, რომლებიც თავდაპირველად იყო ძალიან ვიწრო (სურ. 73.3 ა), სულ უფრო ფართოვდება და მაღალი წნევის დროს უახლოვდება სითხის შთანთქმის სპექტრს. ეს ფაქტი მეტყველებს იმაზე, რომ შთანთქმის ზოლების გაფართოება არის ატომთა ურთიერთქმედების შედეგი, რაც იწვევს მრავალი დამატებითი რეზონანსული სიხშირის გაჩენას. ამავე მიზეზით, მოლეკულური აირის შთანთქმის სპექტრი, რომელიც განისაზღვრება ატომების რხევით მოლეკულაში – **ზოლოვანია**. (მოლეკულური აირის) შთანთქმის ზოლის სიგანე ასევე და მეტწილად აღემატება გაიშვიათებული ატომური აირის შთანთქმის ზოლის სიგანეს.

ლითონებისათვის შთანთქმის კოეფიციენტი მეტისმეტად დიდია ($\sim 10^6 \text{მ}^{-1}$), რის გამოც ისინი სინათლისადმი გაუმჭვირი არიან.* აიხსნება ეს იმით, რომ ლითონი შეიცავს თავისუფალი ელექტრონების ძალიან დიდ რაოდენობას. სინათლის ტალღის ელექტრული ველის მოქმედებით ეს ელექტრონები მოდიან მოწესრიგებულ მოძრაობაში და ქმნიან სწრაფად ცვლად დენებს, რომლებსაც თან ახლავს ჯოულის სითბოს გამოყოფა. ამის შედეგად სინათლის ტალღის ენერგია სწრაფად მცირდება – გარდაიქმნება ლითონის შინაგან ენერგიად. თავისუფალი ელექტრონების დიდი კონცენტრაციის გამო შთანთქმა-არეკვლა ხდება ლითონის მეტისმეტად თხელ ზედაპირულ ფენაში.

* შედარებისათვის აღვნიშნოთ, რომ მინისათვის $\alpha \approx 10^{-1}$.

ჩვენ აქამდე ვიხილავდით შემთხვევას, როცა შთანთქმის კოეფიციენტი არ იყო დამოკიდებული სინათლის ინტენსივობაზე ანუ ვიმყოფებოდით **წრფივი ოპტიკის საზღვრებში**. აღმოჩნდა, რომ მაღალი ინტენსივობის შემთხვევაში (ლაზერის გამოსხივება) ადგილი აქვს არაწრფივ ეფექტს – ზოგიერთი ნივთიერების (მაგ. ურანის მინის) შთანთქმის კოეფიციენტი დამოკიდებულია სინათლის ინტენსივობაზე, კერძოდ, ინტენსივობის გაზრდით α მცირდება. ეს ფაქტი ადვილად აიხსნება კვანტური წარმოდგენების საფუძველზე: მაღალი ინტენსივობის სინათლის მოქმედებისას მშთანთქმელ ნაწილაკთა დიდი რაოდენობა აღმოჩნდება აგზნებულ მდგომარეობაში. ჩვეულებრივ, აგზნებულ მდგომარეობაში ყოფნის დრო 10^{-8} წმ-ია. **თუ მოცემული ნივთიერების მოლეკულებისათვის** აგზნებულ მდგომარეობაში ყოფნის დრო ჩვეულებრივზე მეტია, მაშინ ინტენსივობის გაზრდით α შემცირდება სინათლის შთანთქმის უნარის მქონე მოლეკულების სიმცირის გამო (აგზნებულ მდგომარეობაში მყოფ ნაწილაკს არ შეუძლია შთანთქოს სინათლე).

შთანთქმის კოეფიციენტის დამოკიდებულებით ტალღის სიგრძეზე (სელექციური ანუ შერჩევითი შთანთქმა) აიხსნება მშთანთქმელი სხეულების შეფერადება. მაგალითად, მინა, რომელიც სუსტად შთანთქავს ლურჯ ფერს და ძლიერად წითელს, თეთრი სინათლით განათებისას მოგვეჩვენება ლურჯფერად. თუ ასეთ მინას გავანათებთ წითელი ფერით, ძლიერი შთანთქმის გამო მინა მოგვეჩვენება შავი ფერის. ეს მოვლენა გამოიყენება **შუქფილტრების** დასამზადებლად, რომლებიც, იმის და მიხედვით თუ როგორია მათი ქიმიური შედგენილობა, ატარებენ ერთი ფერის სინათლეს და შთანთქავენ დანარჩენ ფერებს.

დაბოლოს შევნიშნოთ, რომ სინათლის შთანთქმითაა განპირობებული სინათლის ყველა სახის ზემოქმედება ნივთიერებაზე, მათ შორის ფიზიკო-ქიმიური და ფიზიოლოგიური ზემოქმედება.

§74. სინათლის გაბნევა

ელექტრომაგნიტური ტალღის ნივთიერებასთან ურთიერთქმედების მაგალითია სინათლის გაბნევა. **სინათლის გაბნევა ეწოდება გარემოს მიერ გარკვეული მიმართულების სინათლის ნაკადის გარდაქმნას ყველა შესაძლო მიმართულების ნაკადად**. გაბნევის პროცესში სინათლე იცვლის მიმართულებას, ხოლო გამბნევი ნივთიერება იწყებს არასაკუთრივ ნათებას. არასაკუთრივი ნათება

განპირობებულია ელექტრონების რხევით, რომელსაც იწვევს სინათლის ელექტრული ველი და რომელსაც თან სდევს მეორეული ტალღების გამოსხივება.

ამრიგად, კლასიკური ფიზიკის თვალსაზრისით სინათლის გაბნევის პროცესი მდგომარეობს იმაში, რომ სინათლე, რომელიც ვრცელდება ნივთიერებაში, იწვევს ამ ნივთიერების შემადგენელი ატომების ელექტრონების რხევას. მერხევი ელექტრონები კი გამოასხივებს მეორეულ ელექტრომაგნიტურ ტალღებს, რომლებიც ვრცელდება ყველა მიმართულებით. სინათლის გაბნევის აღნიშნული მექანიზმიდან გამომდინარე, გაბნევას ადგილი უნდა ჰქონდეს ნებისმიერ ნივთიერებაში. ცდები კი გვიჩვენებს, რომ ოპტიკურად ერთგვაროვანი ნივთიერება სინათლეს არ განაბნევს.

წინააღმდეგობა იმით არის გამოწვეული, რომ ჩვენ არ ვითვალისწინებთ მეორეული ტალღების ინტერფერენციას. რუსმა მეცნიერმა მანდელშტამმა აჩვენა (1907 წ.), რომ ოპტიკურად ერთგვაროვანი გარემოს ($n(x,y,z)=const$) მცირე მოცულობები ($\sim \lambda^3$ -ის რიგის), რომლებიც შეიცავენ მოლეკულების ტოლ და ამასთანავე საკმაოდ დიდ რაოდენობას, შეიძლება განვიხილოთ როგორც სივრცეში ფიქსირებული, ერთნაირი ინტენსივობის მქონე მეორეულ ტალღათა კოჰერენტული წყაროები. როდესაც სინათლე გადის ასეთ გარემოში, ჰიუგენსის პრინციპის თანახმად, ეს წყაროები გამოასხივებენ მეორად კოჰერენტულ ტალღებს, რომლებიც ინტერფერენციის შედეგად ერთმანეთს ჩააქრობენ ყველა მიმართულებით გარდა სინათლის კონის თავდაპირველი მიმართულებისა. რადგან გაბნევას ადგილი არა აქვს, სინათლის კონა გვერდიდან უხილავია.

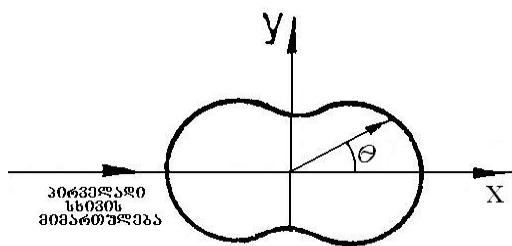
სხვანაირადაა საქმე ოპტიკურად არაერთგვაროვან გარემოში. მასში უწესრიგოდ განლაგებული გამბნევი ნაწილაკები, რომელთა შორის მანძილი ტალღის სიგრძეზე გაცილებით მეტია, წარმოადგენენ მეორად ტალღათა დამოუკიდებელ (არაკოჰერენტულ) წყაროებს. მათ მიერ გამოსხივებული მეორეული ტალღები არაკოჰერენტულია, ამიტომ მათ ინტერფერენციას ადგილი არა აქვს და სინათლე განიბნევა ყველა მიმართულებით. შედეგად, ასეთ გარემოში სინათლის გავლისას სინათლის კონა გვერდიდან ხილვადია.

გარემოს, რომელიც შეიცავს უწესრიგოდ განლაგებულ არაერთგვაროვნებებს, **მღვრიე გარემო** ეწოდება. ესენია კვამლი (მყარი ნაწილაკები აირში), ნისლი (სითხის, მაგ. წყლის ნაწილაკები აირში), ემულსია (სითხეში შეტივტივებული სხვა სითხის წვეთები, რომელიც მასში არ იხსნება; მაგ. რძე არის ცხიმის ნაწილაკების

ემულსია წყალში), სუსპენზია (სითხეში შეტივტივებული მყარი ნაწილაკები), ქარვა* და სხვ.

სინათლის გაბნევის ხარისხი არსებითად არის დამოკიდებული გამბნევ ნაწილაკთა ზომებზე. ინგლისელი მეცნიერი ტინდალი პირველად დააკვირდა სინათლის გაბნევას ლაბორატორიულ პირობებში ნაწილაკებზე (არაერთგვაროვნებებზე), რომელთა ზომა $(0,1-0,2)\mu$ -ს არ აღემატება (1869 წ.) და დაადგინა რომ:

1. გაბნეულ სინათლეში ტალღის სიგრძე უდრის დაცემული სინათლის ტალღის სიგრძეს.
2. გაბნეული სინათლის ინტენსივობა პროპორციული გამბნევი ნაწილაკების საშუალო მოცულობისა. ამით ხშირად სარგებლობენ კოლოიდური ხსნარის გამბნევი ნაწილაკების საშუალო ზომის დასადგენად.
3. გაბნეული სინათლის ინტენსივობა დამოკიდებულია გაბნევის Θ კუთხეზე. ეს დამოკიდებულება მოცემულია კანონით: $I_{\Theta} = I_{\pi/2}(1 + \cos^2 \Theta)$, სადაც Θ არის კუთხე პირველადი (I) და გაბნეული (I_{Θ}) სხივების ინტენსივობებს შორის, ხოლო $I_{\pi/2}$ –



სურ. 74.1

$\pi/2$ კუთხით გაბნეული სინათლის ინტენსივობა. ფორმულიდან ჩანს, რომ გაბნევის კუთხის $\Theta = 0$ და $\Theta = \pi$ მნიშვნელობებისათვის გაბნეული სინათლის ინტენსივობა ორჯერ მეტია ვიდრე $\Theta = \pi/2$ კუთხის მნიშვნელობისათვის (სურ.74.1).

4. $\pi/2$ კუთხით გაბნეული სინათლე სრულად არის დაპოლარებული მიუხედავად იმისა, რომ დაცემული სხივი ბუნებრივია.**

ტინდალმა მიაქცია ყურადღება იმ გარემოებას, რომ თუ სინათლეს დავცემთ მინის კიუვეტს, რომელშიც სუფთა წყალია ჩასხმული, სინათლის სხივს გვერდიდან ვერ დავინახავთ, ხოლო კიუვეტიდან გამოსული სხივი ეკრანზე მოგვცემს თეთრ ლაქას. მაგრამ თუ სითხეში ჩავაწვეთებთ ცოტაოდენ რძეს და ამით შევქმნით მღვრიე გარემოს, გვერდიდან დავინახავთ მოლურჯოდ შეფერადებულ სხივს, ხოლო კიუვეტიდან გამოსული პირდაპირი სხივი ეკრანზე მოგვცემს წითელ ლაქას. მანვე

* ამორფული ნივთიერებაა, რომლის ძირითად მასას (81-82%) წარმოადგენს ნახშირბადი, წყალბადის, ჟანგბადის, აზოტის და გოგირდის მინარევებით.

** სინათლის პოლარიზაციას განვიხილავთ შემდეგ თავში.

გამოთქვა მოსაზრება, რომ ცის ფერი, შესაძლოა, შედეგი იყო იყო ატმოსფეროში არსებული მტვრის ნაწილაკებზე სინათლის გაბნევისა.

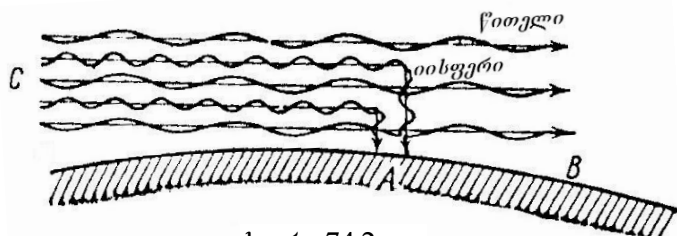
ინგლისელმა მეცნიერმა რელეიმ, რომელიც რხევათა თეორიის ერთერთი ფუძემდებელია, გამოთვალა ტალღის სიგრძესთან შედარებით მცირე ზომის სფერული ფორმის ნაწილაკებზე გაბნეული სინათლის ინტენსივობა და მიიღო, რომ იგი ტალღის სიგრძის მეოთხე ხარისხის უკუპროპორციულია:

$$I \sim \frac{1}{\lambda^4}. \quad (74.1)$$

რელეის კანონიდან გამომდინარეობს, რომ ხილული სინათლის სპექტრის მოკლეტალღოვანი ნაწილი ბევრჯერ უფრო ინტენსიურად განიბნევა, ვიდრე გრძელტალღოვანი. მაგ. თეთრი სინათლის კონიდან იისფერი სხივები ($\lambda = 0,4$ მკმ) 16-ჯერ უფრო ინტენსიურად გაიბნევა, ვიდრე წითელი ($\lambda \approx 8$ მკმ).

რელეის კანონი მარტივად ხსნის ტინდალის ცდის შედეგს: რძის ემულსიაში გატარებული სინათლე გვერდიდან გვეჩვენება მოცისფრო-მოლურჯო ფერის იმიტომ, რომ (74.1)-ის თანახმად სწორედ ეს მოკლეტალღოვანი ფერები გაიბნევა ყველაზე ინტენსიურად. კიუვეტიდან გამოსული სინათლე კი მოწითალო-ყვითელი ფერისაა მოკლეტალღოვანი ფერებით გაღარიბების გამო.

სინათლის გაბნევას ადგილი აქვს სრულიად სუფთა ნივთიერებაშიც (მაგ. აირში ან სითხეში), რომელიც არავითარ მინარევებს არ შეიცავს. ამის მიზეზია სიმკვრივის ფლუქტუაციები*, რომელიც გამოწვეულია მოლეკულების ქაოსური მოძრაობით. სუფთა ხსნარებში გაბნევის მიზეზი შეიძლება გახდეს კონცენტრაციის ფლუქტუაციები. ვინაიდან სიმკვრივისა და კონცენტრაციის ფლუქტუაციები განპირობებულია ნივთიერების აღნაგობის მოლეკულურ-კინეტიკური ბუნებით, გაბნევის ამ სახეს ეწოდება **მოლეკულური გაბნევა**. მოლეკულური გაბნევის ინტენსივობა მით მეტია, რაც მაღალია ტემპერატურა.



სურ. 74.2

მოლეკულური გაბნევაც აიწერება რელეის კანონით, რაც მიუთითებს იმაზე, რომ ფლუქტუაციით გამოწვეული არაერთგვაროვნებები ხილული სინათლის ტალღის სიგრძეზე ბევრად ნაკლებია.

* წარმოდგება ლათინური სიტყვიდან *fluctuation* – მერყეობა. ამ სიტყვით გამოისახება რაიმე სიდიდის შემთხვევითი გადახრა მათი საშუალო მნიშვნელობიდან.

მზის სინათლის მოლეკულური გაბნევით აიხსნება ცის ლურჯი ფერი.* (74.2) სურათზე სქემატურადაა ნაჩვენები მზის სხივების (C) გაბნევა ატმოსფეროში. A დამკვირვებელი ხედავს გაბნეულ სხივებს, რომლებიც რელიეს კანონის თანახმად არის უმეტესად ლურჯი, ცისფერი, და იისფერი სხივები, რის გამოც ის ცას აღიქვამს ლურჯ ფერად. B დამკვირვებელს თვალში ხვდება მზიდან წამოსული პირდაპირი სხივები, რომლებიც გაბნევის გამო გაღარიბებულია მოკლევადიანი ფერებით და მაშასადამე, გამდიდრებულია გრძელვადიანი (წითელი, ნარინჯისფერი) სხივებით. მზის ამოსვლისა და ჩასვლის დროს ჩვენ ვაკვირდებით მზიდან წამოსულ პირდაპირ სხივებს, რომლებშიც ჰაერის სქელი ფენის გავლის გამო, თითქმის აღარ არის მოკლევადიანი ფერები. ამით აიხსნება მზის წითელი ფერი მისი ამოსვლისა და ჩასვლის დროს.

დიდ ქალაქებსა და სამრეწველო ცენტრებში ჰაერი შეიცავს მტვრის შედარებით დიდ ნაწილაკებს, რომელთაგანაც ხდება მზის სხივების თითქმის უცვლელი არეკვლა. ეს არეკვლილი სხივები ემატება გაბნეულ ლურჯ სხივებს, რის გამოც ცის ფერი ხდება უფრო მოთეთრო.

მოლეკულური გაბნევის ტემპერატურაზე დამოკიდებულებით აიხსნება ის, რომ ზაფხულის მზიან დღეს ეფექტი უფრო თვალსაჩინოა (ცის ფერი უფრო „გაჯერებულია“) ზამთრის ასეთივე დღესთან შედარებით.

სინათლის მოლეკულურ გაბნევას ადგილი რომ არ ჰქონდეს, ცა იქნებოდა სრულიად შავი და ამ ფონზე მზე და ვარსკვლავები გამოჩნდებოდნენ უფრო კაშკაშა. სწორედ ასეთ ცას და ციურ სხეულებს ხედავს კოსმონავტები კოსმოსური ხომალდიდან.

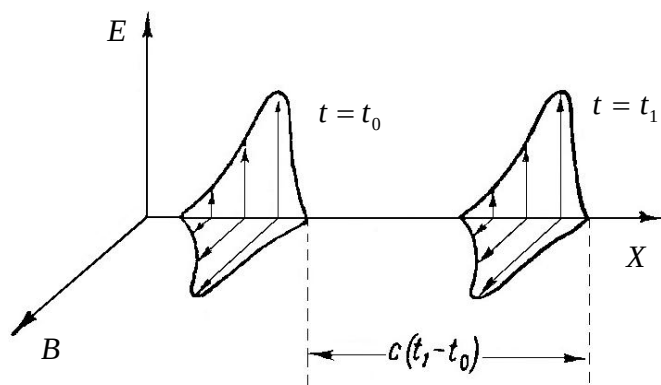
§75. შავური და ჯგუფური სიჩქარე

დისპერსიის მოვლენა იწვევს იმას, რომ ელექტრომაგნიტური ტალღის გავრცელების სიჩქარე კარგავს ჩვეულ სიმარტივესა და ცალსახობას.

ვაკუუმში ნებისმიერი ელექტრომაგნიტური ტალღა, დამოუკიდებლად იმისა, მონოქრომატულია (სინუსოიდურია) იგი თუ წარმოადგენს რამოდენიმე ტალღის სუპერპოზიციას, ვრცელდება ერთიდაიგივე c სიჩქარით. ელექტრომაგნიტური ველის იმპულსის შესაბამისი სიგნალი, რომელსაც დროის t_0 მომენტში აქვს ნებისმიერი ფორმა, გადაადგილდება როგორც ერთი მთლიანი და t_1 მომენტისათვის მისი ყველა

* ტინდალის მოსაზრება, რომ ცის ფერი, შესაძლოა შედგეს იყოს ატმოსფეროში არსებული მტვრის ნაწილაკებზე სინათლის გაბნევისა, არ გამართლდა.

ნაწილი გაივლის ერთიდაიგივე მანძილს $x = c(t_1 - t_0)$ (სურ. 75.1). სულ სხვანაირადაა საქმე როცა ელექტრომაგნიტური ტალღა ვრცელდება გარემოში. იმ შემთხვევაშიც კი, როცა იმპულსი თავდაპირველად ვიწროა, გავრცელებისას ხდება მისი დეფორმირება



სურ. 75.1

და გაწელვა (განცოცხება), რაც შედეგია მასზე მის მიერვე აგზნებული მუხტების მიერ გამოსხივებული მეორეული ტალღების ზედდებისა (სურ. 75.2). ეს წარმოშობს გარკვეულ სიძნელეს, ვინაიდან იბადება კითხვა: რა უნდა მივიჩნიოთ იმპულსის გადაადგილების სიჩქარედ?

ცხადია, რომ იმპულსის საწყისი მონაკვეთი – იმპულსის ფრონტი – მოძრაობს გარემოში, რომლის მუხტებმა ჯერ კიდევ ვერ მოასწრეს აგზნება, ამიტომ იგი ვრცელდება ისე, როგორც ვაკუუმში, ანუ c სიჩქარით. ვიდრე იმპულსი ძალიან არ გაწელიდა, სიგნალის გავრცელების w სიჩქარედ შეიძლება მივიღოთ იმპულსის მაქსიმალური ამპლიტუდის (ან, ვთქვათ, იმპულსის „სიმძიმის ცენტრის“) გადაადგილების სიჩქარე. როგორც (75.2) სურათიდან ჩანს, $w < c$.

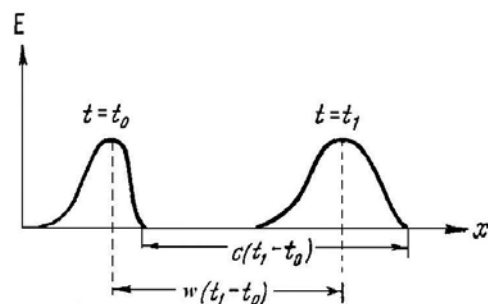
ამრიგად, თუ ნივთიერი წერტილისათვის სიჩქარეს, როგორც გავლილი მანძილის ფარდობას დროსთან $\left(\frac{\Delta x}{\Delta t}\right)$ აქვს სრულიად გარკვეული და ცალსახა მნიშვნელობა, ისეთი განფენილი მატერიალური ობიექტისათვის, როგორიც ელექტრომაგნიტური ველია, ველის გავრცელების სიჩქარეს აქვს შეზღუდული გამოყენება, ვინაიდან ერთიდაიგივე დროში სიგნალის სხვადასხვა ნაწილები სხვადასხვა მანძილებს გადიან.

დავწეროთ (უსაზღვროდ განფენილი) სინათლის მონოქრომატული ($\omega = \text{const}$) ტალღის განტოლება:

$$E = E_0 \cos \varphi = E_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) = E_0 \cos \left(\omega t - \frac{\omega}{v} x \right) =$$

$$= E_0 \cos(\omega t - Kx), \quad * \quad \text{სადაც} \quad K = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{T\nu} = \frac{2\pi}{\lambda} -$$

ტალღური რიცხვია (75.1)



სურ. 75.2

* ვიხილათ ელექტრომაგნიტური ტალღის ელექტრულ მდგენელს, ვინაიდან ჩვენი თვალის მიერ სინათლის შეგრძნებას, ფოტოქიმიურ, ფოტობიოლოგიურ რეაქციებს და სხვ. სწორედ იგი იწვევს. E -ს ხშირად „სინათლის ვექტორს“ უწოდებენ.

და გაგარკვიოთ, რა სიჩქარეს გამოსახავს განტოლებაში ν .

ტოლი ფაზის ($\varphi = \text{const}$) ზედაპირები განისაზღვრება ტოლობიდან:

$$\omega t - \frac{\omega}{\nu} x = \text{const},$$

ან

$$x = \nu t + \text{const}'.$$

მაშასადამე, t დროის განმავლობაში ეს ზედაპირები გადაადგილდება თავის თავის პარალელურად $\frac{dx}{dt} \approx \nu$ სიჩქარით.

ამრიგად, ტალღის (75.1) განტოლებაში შემავალი ν არის ტოლი ფაზის ზედაპირების გადაადგილების სიჩქარე და მას ფაზური სიჩქარე ეწოდება.

რადგან გარდატეხის მაჩვენებლის გამოსახულება $n = \frac{c}{\nu}$ მიიღება ჰიუგენსის პრინციპის საშუალებით გამოყვანილი გარდატეხის კანონიდან (§65), სადაც ν_1 და ν_2 ფაზური სიჩქარეებია, ცხადია, რომ ამ ფორმულაში ν – წარმოდგენს ფაზურ სიჩქარეს.

მკაცრად მონოქრომატული ტალღა ბუნებაში არ არსებობს. ნებისმიერი რეალური ტალღა წარმოდგენს სიხშირეებით ერთმანეთისაგან მცირედ განსხვავებულ მონოქრომატიულ ტალღათა ერთობლიობას (სუპერპოზიციას),* რომელსაც ტალღათა ჯგუფი ან ტალღათა პაკეტი ეწოდება. დროის მოცემულ t მომენტში ამ ტალღებს შორის ფაზათა სხვაობა სივრცის სხვადასხვა წერტილში (ანუ x -ის სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის) სხვადასხვაა, ამიტომ ზოგ წერტილებში ისინი აძლიერებენ ერთმანეთს, ზოგში კი ასუსტებენ. (75.3) სურათზე წარმოდგენილია ორი ასეთი ტალღისაგან შედგენილი ჯგუფის „მომენტალური ფოტოგრაფია“. ერთი ტალღა გამოსახულია უწყვეტი წიხით, მეორე წყვეტილით. ეს ტალღები A წერტილში



სურ. 75.3

* რეალური ტალღა იდეალურისაგან იმითაც განსხვავდება, რომ იგი არ გამოისახება უსასრულოდ გაგრძელებული კოსინუსოიდას (ან სინუსოიდას) საშუალებით. რეალური ტალღა შემოსაზღვრულია სივრცისა და დროის მიხედვით – იწყება დროის რაღაც მომენტში სივრცის რაღაც ადგილას (გამოსხივების წყარო) და მიიღევა სივრცის სხვა წერტილში დროის სხვა მომენტში.

აძლიერებენ ერთმანეთს, ხოლო B და C წერტილებში – ასუსტებენ. იმ წერტილს, რომელშიც რხევის ამპლიტუდა უდიდესია, ტალღათა ჯგუფის ცენტრი ეწოდება, ხოლო ტალღათა ჯგუფის ცენტრის გადაადგილების სიჩქარეს ჯგუფური სიჩქარე ეწოდება. ჩვენი თვალის სინათლეს აღიქვამს მაშინ, როცა მასში ტალღათა ჯგუფის ცენტრი ხედება.

გამოვითვალოთ სურათზე მოცემული ტალღათა პაკეტის ჯგუფური სიჩქარე. ტალღათა სისწორეები აღვნიშნოთ შესაბამისად ω და $(\omega + \Delta\omega)$ -თი, ხოლო ტალღური რიცხვები K და $(K + \Delta K)$ -თი. პირობის თანახმად $\Delta\omega \ll \omega$ და $\Delta K \ll K$ (75.2). მაშინ ტალღათა განტოლებებს ექნება სახე:

$$E_1 = E_0 \cos(\omega t - Kx) \quad \text{და}$$

$$E_2 = E_0 \cos[(\omega + \Delta\omega)t - (K + \Delta K)x].$$

თუ ამ ტალღებს შევკრებთ და გამოვიყენებთ კოსინუსების ჯამის ფორმულას,* გვექნება:

$$E = E_1 + E_2 = 2E_0 \cos\left[\left(\omega + \frac{\Delta\omega}{2}\right)t - \left(K + \frac{\Delta K}{2}\right)x\right] \cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta K}{2}x\right),$$

ან, თუ გავითვალისწინებთ (75.2) პირობას:

$$E = 2E_0 \cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta K}{2}x\right) \cdot \cos(\omega t - Kx). \quad (75.3)$$

პირველი თანამამრავლი x -ისა და t -ს ცვლილებით იცვლება გაცილებით უფრო ნელა, ვიდრე მეორე. ამიტომ (75.3) გამოსახულება შეიძლება განვიხილოთ როგორც ბრტყელი ტალღის განტოლება, რომლის ამპლიტუდა

$$A = \left| 2E_0 \cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta K}{2}x\right) \right|. \quad (75.4)$$

(75.4) გვიჩვენებს, რომ ამპლიტუდა მაშინ არის მაქსიმალური, როცა ფაზა ნულის, ან საზოგადოდ, $\pi/2$ -ის ლუწი რიცხვის ტოლია (გვექნება მთელი რიგი მაქსიმალური ამპლიტუდებისა). ე.ი. მაქსიმალური ამპლიტუდის შესაბამისი x (აღვნიშნოთ იგი x_m -ით) მიიღება, როცა $\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta K}{2}x_m = 0$. აქედან $x_m = \frac{\Delta\omega}{\Delta K}t$ და ჯგუფური სიჩქარე

$$u = \frac{dx_m}{dt} = \frac{\Delta\omega}{\Delta K}.$$

* $\cos a + \cos b = 2 \cos \frac{a+b}{2} \cdot \cos \frac{a-b}{2}$; ჩვენ შემთხვევაში $a = \omega t - Kx$; $b = [(\omega + \Delta\omega)t - (K + \Delta K)x]$.

ვინაიდან სიხშირე იცვლება მცირე შუალედში, სასრული ნაზრდიდან შეიძლება გადავიდეთ დიფერენციალზე და ჯგუფური სიხარისათვის საბოლოოდ გვექნება:

$$u = \frac{d\omega}{dK}.$$

დავამყაროთ კავშირი ჯგუფურ და ფაზურ სიხარეებს შორის. რადგან (75.1)-ის თანახმად $\omega = Kv$, ამიტომ

$$u = \frac{d\omega}{dK} = v + K \frac{dv}{dK} \quad (75.5)$$

მაგრამ ტალღური რიცხვი $K = \frac{2\pi}{\lambda}$, ამიტომ $dK = -\frac{2\pi}{\lambda^2} d\lambda$ და

$$K \frac{dv}{dK} = K \frac{dv}{d\lambda} \cdot \frac{d\lambda}{dK} = -\frac{dv}{d\lambda} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{d\lambda \lambda^2}{2\pi d\lambda} \right) = -\lambda \frac{dv}{d\lambda},$$

რომლის ჩასმა (75.5) მოგვცემს:

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} \quad (75.6)$$

ამ ფორმულას **რელეის ფორმულა** ეწოდება. იგი გვიჩვენებს, რომ u ჯგუფური სიხარე შეიძლება იყოს მეტი ან ნაკლები v ფაზურ სიხარეზე იმისდა მიხედვით, თუ როგორია დისპერსია – ნორმალური თუ ანომალური. თუ დისპერსია ნორმალურია ანუ $\frac{dv}{d\lambda} > 0$ (λ -ს გადიდებით v -ც იზრდება ანუ n მცირდება), მაშინ $u < v$, ხოლო თუ

დისპერსია ანომალურია ანუ $\frac{dv}{d\lambda} < 0$, მაშინ $u > v$.

ვაკუუმში დისპერსიას არა აქვს ადგილი (v არ არის დამოკიდებული λ -ზე),

ამიტომ $\frac{dv}{d\lambda} = 0$ და $u = v$.

სინათლის პოლარიზაცია

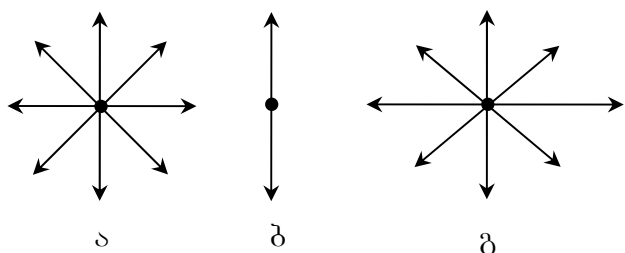
§76. ბუნებრივი და პოლარიზებული სინათლე.

მაღუსის და ბრიუსტერის კანონები.

იმ ოპტიკურ მოვლენებს, რომლებიც აიხსნება სინათლის ტალღური თეორიით, ინტერფერენციასთან, დიფრაქციასთან და დისპერსიასთან ერთად, მიეკუთვნება სინათლის პოლარიზაციაც. მაგრამ თუ ინტერფერენცია და დიფრაქცია დამახასიათებელია როგორც განივი, ისე გრძივი ტალღებისათვის, პოლარიზაციის მოვლენაში ტალღის განივობას პრინციპული მნიშვნელობა აქვს, ვინაიდან ეს მოვლენა დამახასიათებელია მხოლოდ განივი ტალღებისათვის.

როგორც ვიცით (§49), მაქსველის თეორიის ერთერთი ძირითადი შედეგია სინათლის ელექტრომაგნიტური ტალღის განივობა, რაც იმით გამოისახება, რომ ტალღაში ელექტრული ველის დაძაბულობისა და მაგნიტური ველის ინდუქციის ვექტორები ირხევიან ერთმანეთის და ტალღის გავრცელების ν სიჩქარის მართობულად (სურ. 49.1). ასეთი კავშირის გამო, თუ ცნობილია $\vec{\nu}$ და ერთერთი ვექტორის რხევა, ცალსახად განისაზღვრება მეორე ვექტორის რხევაც. ამიტომ ჩვენ ვისაუბრებთ მხოლოდ ერთი ვექტორის რხევაზე, რომელიც, არაერთხელ აღნიშნული მიზეზების გამო, იქნება ელექტრული ველის დაძაბულობის $\vec{E}$ ვექტორი („სინათლის ვექტორი“); ამასთან, უნდა გვახსოვდეს, რომ $\vec{B}$ ყოველ მომენტში მისი მართობულია. სიბრტყეს, რომელშიც ირხევა E ვექტორი, რხევის სიბრტყე ეწოდება, ხოლო მის მართობულ სიბრტყეს, ანუ სიბრტყეს, რომელშიც ირხევა B ვექტორი (ისტორიული მიზეზების გამო) – პოლარიზაციის სიბრტყე.

ვიცით (§62), რომ სინათლე მილიარდობით ატომების ერთობლივი მოქმედების შედეგია. თითოეული ატომის მიერ გამოსხივებულ ელემენტარულ ტალღაში სინათლის E ვექტორი გარკვეული მიმართულებით ირხევა. მაგრამ გამოსხივების სპონტანური ხასიათის გამო, სხვადასხვა ატომების მიერ გამოსხივებულ ტალღაში



სურ. 76.1

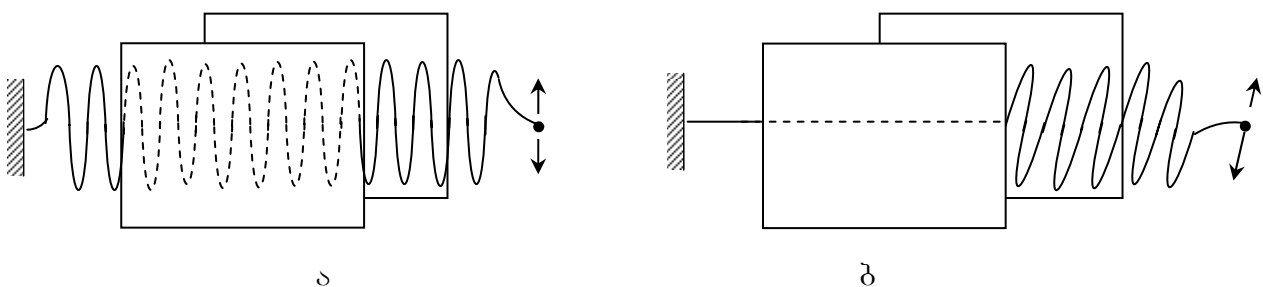
E ვექტორი სხვადასხვა სიბრტყეში ირხევა. ამიტომ სხეულის მიერ გამოსხივებულ ჯამურ ტალღაში ელექტრული ვექტორი ირხევა ყველა შესაძლო მიმართულებით ერთნაირი ალბათობით. ამასთან, ელექტრული ვექტორის ამპლიტუდა ყველა მიმართულებით

ერთნაირია, ვინაიდან ცალკეული ატომები ასხვივებენ (საშუალოდ) ერთნაირი ინტენსივობის ტალღებს.

სინათლეს (სინათლის ტალღას), რომელშიც ელექტრული ვექტორი ირხევა ყველა მიმართულებით თანაბრად, ბუნებრივი სინათლე (ბუნებრივი ტალღა, ბუნებრივი სხივი) ეწოდება (სურ. 76.1 ა. სხივი სურათის სიბრტყის მართობულია). სინათლეს, რომელშიც დარღვეულია ელექტრული ვექტორის რხევის სიმეტრიულობა, ანუ რომელშიც ელექტრულ ვექტორს გააჩნია რხევის უპირატესი მიმართულება, პოლარიზებული (დაპოლარიზებული) სინათლე ეწოდება.

უპირატესი რხევა შეიძლება განხორციელდეს რამოდენიმე განსხვავებული ვარიანტით. კერძოდ, თუ ელექტრული ვექტორის რხევა სწარმოებს ერთი წრფის გასწვრივ (სურ. 76.1 ბ), სინათლეს **წრფივად პოლარიზებული ეწოდება**. ვინაიდან ამ დროს რხევის სიბრტყე ორიენტაციას არ იცვლის, წრფივად პოლარიზებულ სინათლეს **ბრტყლად პოლარიზებულსაც უწოდებენ**. თუ რხევის სიბრტყე განუწყვეტლივ იცვლება და ამასთან, E -ს სიდიდე განიცდის პულსირებას, სინათლეს ნაწილობრივ პოლარიზებული ეწოდება (სურ. 76.1 გ). ნაწილობრივ პოლარიზებულ სინათლეს, რომელშიც ელექტრული ვექტორის ბოლო შემოწერს ელიფსს (როგორც ეს ჩვენს შემთხვევაშია), **ელიფსურად პოლარიზებული ეწოდება**. ისმის კითხვა: როგორ მივიღოთ პოლარიზებული სინათლე? ამ კითხვაზე პასუხის გასაცემად განვიხილოთ მოვლენის მექანიკური მოდელი. დაუშვათ, ორ ბრტყელ, მცირე მანძილით დაშორებულ პარალელურ ფირფიტებს შორის, დაჭიმულია ფოლადის სიმი. სიმის თავისუფალი ბოლოს რხევით მოძრაობაში მოყვანისას მასზე გაირბენს განივი ტალღა. ცდა გვიჩვენებს, რომ თუ რხევის სიბრტყე ფირფიტების პარალელურია, ასეთ ტალღას ფირფიტები ატარებენ დაუბრკოლებლად (სურ. 76.2 ა), ხოლო თუ რხევის სიბრტყე ფირფიტების მართობულია, ასეთ ტალღას ფირფიტები სრულებით არ ატარებენ (სურ. 76.2 ბ). რხევის სიბრტყის შუალედური ორიენტაციის შემთხვევაში ფირფიტები მეტნაკლებად ატარებენ ტალღას.

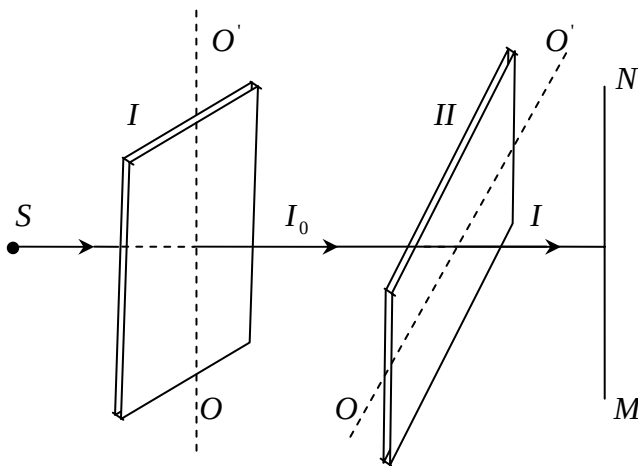
ანალოგიური პირობები ჩვენ შეიძლება შეგუქმნათ სინათლის ტალღასაც, თუ



სურ. 76.2

მას გავატარებთ ანიზოტროპულ სხეულში, ანუ ისეთში, რომლის თვისებები სხვადასხვა მიმართულებით სხვადასხვაა. ასეთია კრისტალური სხეულები (I ტომი, §83).

მივმართოთ ცდას. სინათლის S წყაროდან „გამოსული სხივი“ MN ეკრანზე გვაძლევს გარკვეული ინტენსივობის ნათელ ლაქას (წერტილს) (სურ. 76.3). მოვათავსოთ S წყაროსა და MN ეკრანს შორის თურმალინის თხელი ფირფიტა (I), რომელიც გამოჭრილია მისი ოპტიკური OO' ღერძის პარალელურად (იხ. პეტიტის ტექსტი). ნათელი ლაქის ინტენსივობა რამდენადმე შემცირდება. მნიშვნელოვანია, რომ ფირფიტის ბრუნვა სხივის თანხვედრილი ღერძის ირგვლივ არ იწვევს ნათელი ლაქის ინტენსივობის ცვლილებას. ამის შემდეგ (I) ფირფიტიდან გამოსული სხივის გზაზე მოვათავსოთ მეორე ისეთივე ფირფიტა (II), რომელიც პირველის მიმართ შებრუნებულია 90° -ით. ეკრანი ჩაბნელდება, ე.ი. ასეთნაირად ორიენტირებული მეორე ფირფიტა არ ატარებს პირველი ფირფიტიდან გამოსულ სინათლეს. თუ მეორე ფირფიტას ვაბრუნებთ სხივის თანხვედრილი ღერძის ირგვლივ, ეკრანზე მივიღებთ ცვლადი ინტენსივობის ნათელ ლაქას: ინტენსივობა მაქსიმალურია, როცა ფირფიტების ოპტიკური ღერძები პარალელურია (ამ დროს ინტენსივობა ისეთივეა, როგორიც იყო (II) ფირფიტის არარსებობის დროს) და ნულის ტოლია, როცა ოპტიკური ღერძები ურთიერთმართობია. ოპტიკური ღერძების შუალედური ორიენტაციის დროს ეკრანზე მიიღება შუალედური ინტენსივობის ნათელი ლაქა.



სურ. 76.3

აღწერილი ცდის ახსნა ასეთია:

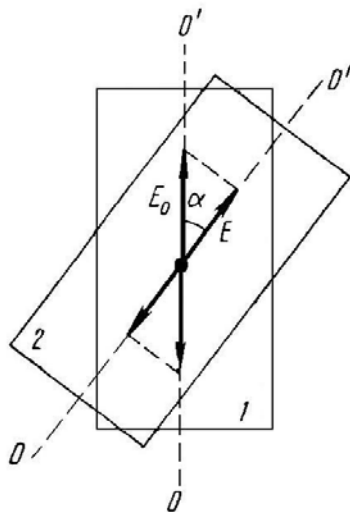
(I) ფირფიტას დაეცა ბუნებრივი სხივი ანუ ტალღა, რომელშიც ელექტრული ვექტორი ირხევა ყველა მიმართულებით თანაბრად. ფირფიტამ გაატარა ამ რხევების მხოლოდ ის ნაწილი, რომელიც მისი ოპტიკური ღერძის პარალელურია, დანარჩენი შთანთქმა (ცხადია, ამან გამოიწვია ეკრანზე არსებული ნათელი ლაქის ინტენსივობის შემცირება). ეს იმას ნიშნავს,

რომ (I) ფირფიტიდან გამოვიდა **წრფივად პოლარიზებული** სხივი. თუ ამ პოლარიზებული სხივის გზაზე მოვათავსებთ 90° -ით შებრუნებულ მეორე ისეთივე ფირფიტას, ცხადია ის ელექტრული ვექტორის „დარჩენილ“ რხევებს ვერ გაატარებს და ეკრანი ჩაბნელდება. თუ მეორე ფირფიტას ვაბრუნებთ სხივის თანხვედრილი ღერძის ირგვლივ, ეკრანზე მივიღებთ ცვლადი ინტენსივობის ნათელ ლაქას: ინტენსივობა მაქსიმალურია, როცა ფირფიტების ოპტიკური ღერძები პარალელურია (ამ

დროს, გასაგები მიზეზების გამო, ინტენსივობა იქნება ისეთი, როგორიც იყო II ფირფიტის არარსებობის შემთხვევაში) და ნულის ტოლია, როცა ოპტიკური ღერძები ურთიერთმართობია. ოპტიკური ღერძების შუალედური ორიენტაციის დროს ნათელი ლაქის ინტენსივობაც იქნება შუალედური (II ფირფიტა გაატარებს ელექტრული ვექტორის იმ მდგენელს, რომელიც მისი ოპტიკური ღერძის პარალელურია).

I ფირფიტას, რომელიც ახდენს სინათლის პოლარიზაციას, **პოლარიზატორი** ეწოდება, ხოლო II ფირფიტას, რომლის საშუალებითაც ხდება პოლარიზაციის აღმოჩენა – **ანალიზატორი**. პოლარიზატორიდან გამოსული სინათლის ინტენსივობა აღვნიშნოთ I_0 -ით, ხოლო ანალიზატორიდან გამოსული სინათლის ინტენსივობა I -თი. ფიზიკოსმა მალუსმა დაადგინა (1810 წ.), რომ

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (76.1)$$



სურ. 76.4

სადაც φ არის კუთხე პოლარიზატორისა და ანალიზატორის ოპტიკურ ღერძებს შორის.

მალუსის კანონი მარტივად მიიღება შემდეგი დიაგრამიდან (სურ. 76.4). პოლარიზატორში გავლილი ტალღის ელექტრული ვექტორის ამპლიტუდა აღვნიშნოთ E_0 -ით, ხოლო ანალიზატორში გავლილი – E -თი. ანალიზატორი ატარებს E_0 -ის იმ მდგენელს, რომელიც მისი ოპტიკური ღერძის პარალელურია. როგორც სურათიდან ჩანს ეს მდგენელი $E = E_0 \cos \varphi$. ავიყვანოთ

კვადრატში: $E^2 = E_0^2 \cos^2 \varphi$.

რადგან ინტენსივობა ამპლიტუდის კვადრატის პროპორციულია, უკანასკნელი ტოლობიდან მიიღება მალუსის კანონი: $I = I_0 \cos^2 \varphi$.

თურმალინი გამჭვირვალე, მწვანე შეფერილობის კრისტალია. ყოველ კრისტალში არის მიმართულება, რომლის მიმართაც კრისტალური მესრის ნაწილაკები სიმეტრიულადაა განლაგებული. ეს მიმართულება განსაზღვრავს კრისტალის ოპტიკური ღერძის მიმართულებას. უნდა აღვნიშნოს, რომ ოპტიკური ღერძი ერთი რომელიმე წრფე კი არ არის, არამედ გარკვეული მიმართულებაა კრისტალში. ყველა სწორი ხაზი, გავლებული ამ მიმართულების პარალელურად, წარმოადგენს ოპტიკურ ღერძს. თუ კრისტალში მხოლოდ ერთი ასეთი მიმართულებაა, მას **ერთღერძა** კრისტალი ეწოდება. ასეთია, მაგალითად, თურმალინის კრისტალი. ზოგიერთ კრისტალში ორი ასეთი მიმართულებაა. მას **ორღერძა** კრისტალი ეწოდება.

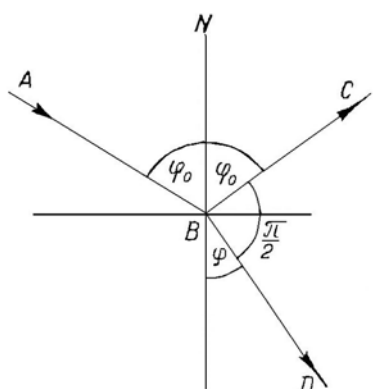
ოპტიკური ღერძის გასწვრივ გავრცელებული სინათლე არ პოლარიზდება.

სინათლის პოლარიზაციას ადგილი აქვს ორი გარემოს გამყოფი ზედაპირიდან არეკვლის დროსაც. თუ გამყოფი ზედაპირი ისეთია, რომ დაცემული სხივის ნაწილი აირეკვლება, ნაწილი კი გარდატეხდება, მაშინ, როგორც გამოკვლევები

გვიჩვენებს,* არეკვლილი და გარდატეხილი სხივები პოლარიზებული არიან ურთიერთმართობ სიბრტყეში: გარდატეხილი სხივი დაცემის სიბრტყეში, ხოლო არეკვლილი – მის მართობულად. ჩვეულებრივ, პოლარიზაცია ნაწილობრივია, მაგრამ აღმოჩნდა, რომ შეიძლება შევარჩიოთ ისეთი დაცემის φ_0 კუთხე, რომლის დროსაც არეკვლილი სხივი წრფივად ანუ სრულად იქნება პოლარიზებული (გარდატეხილი სხივის პოლარიზაცია ამ დროსაც ნაწილობრივია). φ_0 -ს ეწოდება სრული პოლარიზაციის ანუ ბრიუსტერის კუთხე. მისი მნიშვნელობა დამოკიდებულია იმ გარემოს გარდატეხის n მაჩვენებელზე (იგულისხმება, რომ სხივი გარემოს ეცემა ჰაერიდან), რომლიდანაც ხდება არეკვლა და განისაზღვრება ინგლისელი მეცნიერის ბრიუსტერის მიერ დადგენილი კანონით: **არეკვლილი სხივი სრულად მაშინ არის პოლარიზებული, როცა დაცემის კუთხის ტანგენსი ამრეკლი გარემოს გარდატეხის მაჩვენებლის ტოლია:**

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = n. \quad (76.2)$$

(76.5) სურათიდან მარტივად მტკიცდება, რომ φ_0 კუთხით არეკვლის შემთხვევაში, არეკვლილი და გარდატეხილი სხივები ურთიერთმართობია მართლაც, (76.2)-დან



საიდანაც

$$\frac{\sin \varphi_0}{\cos \varphi_0} = n,$$

$$\sin \varphi_0 = n \cos \varphi_0 = n \sin \left(\frac{\pi}{2} - \varphi_0 \right).$$

მეორეს მხრივ, გარდატეხის კანონის თანახმად,

$$\frac{\sin \varphi_0}{\sin \varphi} = n,$$

საიდანაც

$$\sin \varphi_0 = n \cdot \sin \varphi.$$

ტოლობათა შედარება გვაძლევს:

$$n \sin \varphi = n \sin \left(\frac{\pi}{2} - \varphi_0 \right),$$

$$\text{ან} \quad \varphi = \frac{\pi}{2} - \varphi_0 \quad \text{და} \quad \varphi + \varphi_0 = \frac{\pi}{2}.$$

ვინაიდან დაცემის კუთხე არეკვლის კუთხის ტოლია, ამიტომ

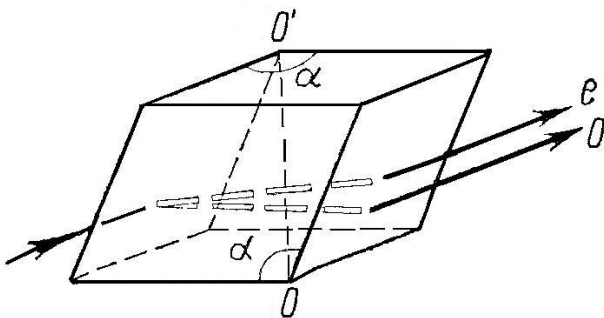
$$\pi - (\varphi + \varphi_0) = \pi - \frac{\pi}{2} = \frac{\pi}{2}.$$

* არეკვლილი და გარდატეხილი სხივების გამოკვლევა მარტივად ხდება ამ სხივების გზაზე მართობულად მოთავსებული თურმალინის ფირფიტის ბრუნვით.

§77. ორმაგი სხივთმუხა

ბუნებაში არსებულ ყველა გამჭვირვალე კრისტალს* აქვს ორმაგი სხივთმუხის უნარი, რაც იმით გამოიხატება, რომ კრისტალზე დაცემული სინათლის ვიწრო კონა კრისტალიდან გამოდის ორი კონის სახით. ეს მოვლენა აღმოაჩინა შვედმა მეცნიერმა ბარტოლინმა (1669 წ.), რომელმაც შეამჩნია, რომ ზოგიერთი გამჭვირვალე კრისტალი იწვევს საგანთა მოჩვენებით გაორებას.

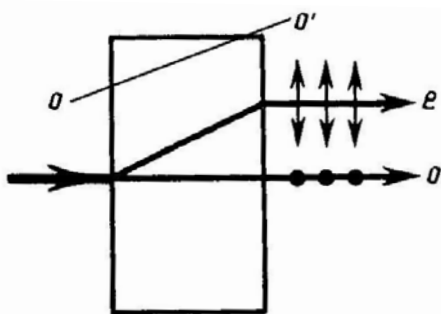
ორმაგი სხივთმუხის დაკვირვება განსაკუთრებით მოსახერხებელია ისლანდიის შპატის კრისტალზე,** რომელიც წარმოადგენს კალციტის (CaCO_3) ნაირსახეობას. ეს კრისტალი, გარდა იმისა, რომ მაქსიმალურად აშორებს კრისტალიდან გამოსულ კონებს, ბუნებაში მოიპოვება დიდი ზომის ნიმუშების სახით. ამ კრისტალს აქვს **რომბოედრის** ფორმა ანუ შემოფარგლულია ექვსი რომბული წახნაგით, რომელთა ბლაგვი კუთხე $\alpha = 101^\circ 52'$ (სურ. 77.1)



სურ. 77.1

თუ ასეთი რომბოედრის გვერდს (წახნაგს) დავცა სინათლის ვიწრო კონა („სხივი“), იგი კრისტალში გაიყოფა და გარეთ გამოვა ორი ვიწრო კონის (სხივის) სახით, ამასთან, თითოეული კონა დაცემულის პარალელურია (როგორც ამას ჰქონდა ადგილი ბრტყელპარალელურ ფირფიტაში სხივის გავლის დროს).

საგულისხმოა, რომ გაყოფას იმ შემთხვევაშიც აქვს ადგილი, როცა სხივი კრისტალის ბუნებრივ წახნაგს ეცემა მართობულად (მაშინ როდესაც იზოტროპული სხეულის ზედაპირზე მართობულად დაცემული სხივი გარდატეხას არ განიცდის). ერთი სხივი წარმოადგენს დაცემული დაცემული სხივის გაგრძელებას,



სურ. 77.2

ანუ გადის კრისტალში გარდატეხის გარეშე, მეორე კი გადაიხრება (სურ. 77.2). ეს გარემოება (ანუ გადახრა გარდატეხის კანონიდან) გახდა საბაზი იმისა, რომ მეორე სხივს ეწოდება არაჩვეულებრივი სხივი (e სხივი), პირველს კი – ჩვეულებრივი (o სხივი).

ისლანდიის შპატის კრისტალში არის ერთადერთი მიმართულება (ესაა რომბოედრის ბლაგვი კუთხეების შემაერთებული დიაგონალის მიმართუ-

* გარდა კუბური სისტემის კრისტალებისა, რომელთაც ახასიათებთ ოპტიკური იზოტროპულობა.

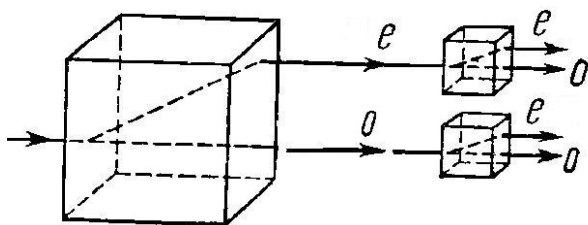
** კრისტალის სახელწოდება დაკავშირებულია იმასთან, რომ იგი მრავლად მოიპოვება ისლანდიაში.

ლება) რომლის გასწვრივ გავრცელებული სხივი გაორებას არ განიცდის. ეს მიმართულება განსაზღვრავს კრისტალის ოპტიკური ღერძის მიმართულებას. როგორც წინა პარაგრაფში იყო აღნიშნული, ოპტიკური ღერძი ერთი რომელიმე წრფე კი არ არის, არამედ გარკვეული მიმართულებაა კრისტალში. ყოველი სწორი ხაზი, გავლებული ამ მიმართულების პარალელურად, წარმოადგენს ოპტიკურ ღერძს. თუ კრისტალში ერთი ასეთი მიმართულებაა, მას **ერთღერძა კრისტალი ეწოდება**.* კალციტის გარდა, ასეთებია მაგალითად, თურმალინი და კვარცი. ბევრი ერთღერძა (და ორღერძა) კრისტალების მიერ ჩვეულებრივი და არაჩვეულებრივი სხივების შთანთქმა სხვადასხვანაირია. მათ შორის გამოირჩევა თურმალინი, რომელიც უკვე 1 მმ სისქის დროს პრაქტიკულად მთლიანად შთანთქავს ჩვეულებრივ სხივს.

სიბრტყეს, რომელშიც გადის (ერთღერძა კრისტალის) ოპტიკურ ღერძზე და დაცემულ სხივზე, კრისტალის მთავარი სიბრტყე (ან მთავარი კვეთა) ეწოდება. ჩვეულებრივი და არაჩვეულებრივი სხივების შესწავლა (მაგალითად თურმალინის ფირფიტით) გვიჩვენებს, რომ ორივე სხივი წრფივად დაპოლარებული ურთიერთმართობ სიბრტყეებში: სინათლის E ვექტორის რხევა არაჩვეულებრივ სხივში სწარმოებს მთავარ სიბრტყეში, ხოლო ჩვეულებრივში – მის მართობულ სიბრტყეში (სურ.77.2).

უნდა აღინიშნოს, რომ e სხივი „არაჩვეულებრივ“ თვისებებს ამჟღავნებს მხოლოდ კრისტალის შიგნით, კრისტალიდან გამოსვლის შემდეგ კი მისი გავრცელება ხდება საერთო კანონების შესაბამისად. კრისტალის გარეთ o და e სხივები განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან მხოლოდ პოლარიზაციის სიბრტყის ორიენტაციით.

საინტერესოა აღინიშნოს, რომ გაორების თვისება მარტო ბუნებრივი სხივის „პრივილეგია“ კი არ არის, არამედ პოლარიზებულ სხივებსაც ახასიათებს. თუ ორმაგმტვს კრისტალიდან გამოსულ ჩვეულებრივ და არაჩვეულებრივ სხივებს გავატარებთ ისეთივე კრისტალებში, მოხდება



სურ. 77.3

თითოეული მათგანის გაორება (სურ. 77.3). განსხვავებაა ისაა, რომ ბუნებრივი სხივის გაორების შემთხვევაში ჩვეულებრივი და არაჩვეულებრივი სხივების ინტენსივობები (I_o და I_e) ერთნაირია, პოლარიზებული სხივის გაორების შემთხვევაში კი ეს ინტენსივობები საზოგადოდ სხვადასხვაა და დამოკიდებულია

* შემდგომმა გამოკვლევებმა აჩვენა, რომ არსებობს ორღერძა კრისტალებიც, ანუ ისეთები, რომლებშიც ორი მიმართულებაა ისეთი, რომელთა გასწვრივაც არ ხდება ორმაგი სხივთქეზა. ასეთებია მაგ. ქარსი და თაბაშირი. ორღერძა კრისტალისათვის დამახასიათებელია ის, რომ კრისტალიდან გამოსული ორივე სხივი არაჩვეულებრივია. ორღერძა კრისტალებს ჩვენ არ განვიხილავთ.

პირველი და მეორე კრისტალების მთავარ სიბრტყეებს შორის φ კუთხეზე. ადვილია ჩვენება, რომ ეს დამოკიდებულება მოცემულია ფორმულით $\frac{I_0}{I_e} = \operatorname{tg} \varphi$, საიდანაც ჩანს, რომ $I_0 = I_e$ -ს მხოლოდ მაშინ, როცა $\varphi = 45^\circ$. ფორმულიდან ჩანს აგრეთვე, რომ φ კუთხის 0, ან π მნიშვნელობების დროს $I_0 = 0$, ხოლო როცა φ ტოლია $\frac{\pi}{2}$ -ის ან $\frac{3}{2}\pi$, მაშინ $I_e = 0$. ცხადია, ყველა შემთხვევაში, ენერგიის მუდმივობის კანონის შესაბამისად, $I_0 + I_e = \text{const}$.

ფორმულიდან გამომდინარე ეს შედეგები დასტურდება ცდით.

როგორც არაერთხელ აღვვინიშნავს, კრისტალის მთავარი თვისებაა ანიზოტროპია,* ანუ სხვადასხვა მიმართულებით თვისებათა (მექანიკურის, სითბურის, ელექტრულის და სხვ.) სხვადასხვაობა. ოპტიკური ანიზოტროპულობა იმის შედეგია, რომ როგორც ელექტრული პოლარიზაციის მექანიზმიდან გამომდინარეობს, ε დიელექტრიკული შეღწევადობის მნიშვნელობა დამოკიდებულია მიმართულებაზე და რადგანაც გარდატეხის მაჩვენებელი $n = \sqrt{\varepsilon}$, ხოლო სინათლის გავრცელების სიჩქარე ვაკუუმში $v = \frac{c}{n} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$, მაშასადამე, n -იც და v -ც დამოკიდებულია მიმართულებაზე.

აღვნიშნოთ დიელექტრიკული შეღწევადობის მნიშვნელობა ოპტიკური ღერძის გასწვრივ $\varepsilon_{\parallel}$ -ით, ხოლო მის მართობულად – $\varepsilon_{\perp}$ -ით.** მაშინ, რადგან სინათლის E ვექტორის რხევა არაჩვეულებრივ და ჩვეულებრივ სხივებში წარმოებს სხვადასხვა სიბრტყეებში, მათი გავრცელების v_e და v_0 სიჩქარეებიც სხვადასხვა იქნება.

კერძოდ, ვინაიდან ჩვეულებრივ სხივში E ვექტორი ირხევა ოპტიკური ღერძის მართობულად, მისი გავრცელების v_0 სიჩქარე ნებისმიერი მიმართულებით იქნება ერთნაირი და $\frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1}}$ ტოლი. რაც შეეხება არაჩვეულებრივ სხივს, რომლის

ელექტრული ვექტორი ირხევა მთავარ სიბრტყეში, E -ს შეიძლება გააჩნდეს ნებისმიერი ორიენტაცია ოპტიკური ღერძის მიმართ. შესაბამისად, მისი გავრცელების სიჩქარეც სხვადასხვა მიმართულებით იქნება სხვადასხვა. კერძოდ, თუ იგი მთავარი ოპტიკური OO' ღერძის მართობია, ე.ი. თუ e სხივი ვრცელდება ოპტიკური ღერძის გასწვრივ, მაშინ $v_e = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_I}} = v_0$, ხოლო თუ პარალელურია, მაშინ $v_e = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{II}}}$.

* წარმოდგება ბერძნული სიტყვებისაგან *anisos* – არატოლი, არაერთნაირი და *tropos* – მობრუნება, მიმართულება.

** ამ მიმართულებებს კრისტალის მთავარი მიმართულებები ეწოდება.

E -ს რხევის ყველა დანარჩენი ორიენტაციის დროს ν_e მოთავსებულია $\frac{c}{\sqrt{\epsilon_I}}$ და

$\frac{c}{\sqrt{\epsilon_{II}}}$ -ს შორის. შესაბამისად, გარდატეხის მაჩვენებელი ჩვეულებრივი სხივისათვის

მუდმივი სიდიდეა, არაჩვეულებრივისათვის – დამოკიდებულია მიმართულებაზე.

კრისტალს, რომელშიც ჩვეულებრივი სხივის გავრცელების სიჩქარე მეტია არაჩვეულებრივი სხივის გავრცელების სიჩქარეზე ($\nu_0 > \nu_e$), **დადებითს** უწოდებენ და პირიქით – თუ ($\nu_0 < \nu_e$), კრისტალი **უარყოფითია**.

ორმაგი სხივთტეხის მოვლენის აუცილებლობა გამომდინარეობს მაქსველის ელექტრომაგნიტური ველის თეორიიდან. ამ თეორიის თანახმად კრისტალში (ანიზოტროპულ სხულში) ყოველი ბრტყელი მონოქრომატული სინათლის ტალღა იყოფა ორ ბრტყელ ტალღად, რომლებიც წრფივადაა დაპოლარებული ურთიერთმართობ სიბრტყეებში და გააჩნიათ სხვადასხვა გავრცელების სიჩქარეები. ამასთან, ეს ურთიერთმართობი სიბრტყეები ნებისმიერი კი არ არის, **არამედ ერთი წარმოადგენს კრისტალის მთავარ სიბრტყეს, მეორე – მის მართობულს**. მაშასადამე გაყოფილი ტალღებიდან ერთი გვაძლევს ჩვეულებრივ სხივს, მეორე – არაჩვეულებრივს.

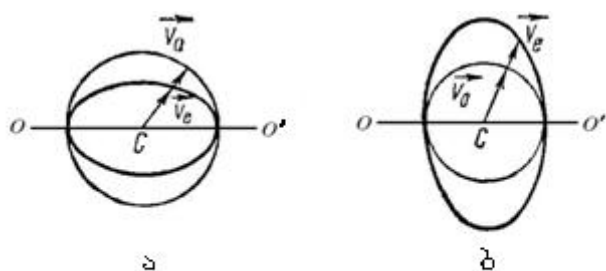
§78. ჩვეულებრივი და არაჩვეულებრივი ტალღის ზედაპირის

აბეზა ჰიშბენის მეთოდით

განმარტების თანახმად (I ტომი, §42), ტალღური ზედაპირი (ტალღის ზედაპირი) ეწოდება იმ წერტილთა გეომეტრიულ ადგილს, რომლებამდისაც (ტალღის წყაროდან) რხევები ერთდროულად აღწევენ, ან რაც იგივეა, რომლებიც ირხევიან ერთნაირ ფაზებში. ტალღის ყველაზე წინამდებარე ზედაპირს ტალღის ფრონტი ეწოდება. ტალღის ზედაპირები უსასრულოდ ბევრია, ტალღის ფრონტი კი – ერთი. იზოტროპულ გარემოში ტალღური ზედაპირები სფერულია, ანიზოტროპულში კი ელიფსოიდური ან უფრო რთული ფორმის. ტალღის გავრცელების მიმართულებას სხივი ეწოდება; სფერული ტალღის შემთხვევაში სხივებს რადიუსების მიმართულება აქვთ. თუ ტალღის გავრცელების სიჩქარეა ν , ტალღური ზედაპირის რადიუსი t მომენტისათვის იქნება $\nu \cdot t$.

როგორც წინა პარაგრაფში ვნახეთ, ანიზოტროპულ სხეულებში, კერძოდ ერთდერძა კრისტალებში სხივის გავლისას, ადგილი აქვს ორმაგი სხივთტეხის მოვლენას: კრისტალიდან გამოდის ორი სხივი (o სხივი და e სხივი), რომლებიც პოლარიზებული არიან ურთიერთმართობ სიბრტყეებში. ამასთან, ჩვეულებრივი

სხივის (o სხივის) სიჩქარე v_o (და მაშასადამე, n_o -ც) ყველა მიმართულებით ერთნაირია. ამიტომ, თუ კრისტალში დავაფიქსირებთ რომელიმე c წერტილს, ამ წერტილიდან გამოსული სხივები დროის t მომენტისათვის შემოსწერს $v_o t$ რადიუსიან წრეწირს. ე.ი. ტალღური ზედაპირი იქნება სფერული, ანუ ისეთივე, როგორც იზოტროპულ სხეულში. რაც შეეხება არაჩვეულებრივ სხივს (e სხივი), ვინაიდან მისი სიჩქარე სხვადასხვა მიმართულებით სხვადასხვაა, შესაბამისი ტალღური ზედაპირი სფერული ფორმის არ იქნება. შეიძლება ჩვენება, რომ არაჩვეულებრივი ტალღის ზედაპირს აქვს ოპტიკური oo' ღერძის ირგვლივ ბრუნვის ელიფსოიდის ფორმა. მაშასადამე, არაჩვეულებრივი სხივისათვის სხივისა



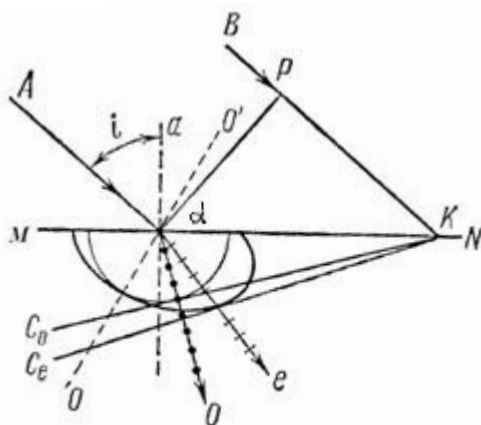
სურ. 78.1

და ზედაპირის ნორმალის მიმართულება ემთხვევა ერთმანეთს მხოლოდ ელიფსოიდის მთავარი ღერძების გასწვრივ (მაშინ როდესაც ნორმალური სხივისათვის ამ თანხვედრას ყველა მიმართულებით აქვს ადგილი).

ჩვენ დავადგინეთ, რომ ჩვეულებრივი და არაჩვეულებრივი სხივის სიჩქარეები

ოპტიკური ღერძის გასწვრივ თანხვედება ერთმანეთს, ხოლო ოპტიკური ღერძის მართობულად მაქსიმალურად განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან. თუ გავითვალისწინებთ იმასაც, რომ დადებითი კრისტალისათვის $v_o > v_e$, ხოლო უარყოფითისათვის $v_o < v_e$, მივიღებთ, რომ პირველ შემთხვევაში, ბრუნვის ელიფსოიდი მთლიანად მოთავსებულია სფეროს შიგნით (სურ.78.1ა), ხოლო მეორე შემთხვევაში – სფეროს გარეთ (სურ. 78.1 ბ).*

ჩვეულებრივი და არაჩვეულებრივი სხივების სვლა კრისტალში შეიძლება განისაზღვროს ჰიუგენსის პრინციპის საშუალებით:



სურ. 78.2

დავუშვათ, უარყოფითი კრისტალის MN ზედაპირს (ჰაერეიდან) ეცემა სინათლის ბრტყელი ტალღა AB (სურ. 78.2). დროის t მომენტისათვის ტალღამ მიაღწია ზედაპირის d წერტილს. მაშასადამე, ეს წერტილი გახდება წყარო ორი წრფივად პოლარიზებული მეორეული ტალღებისა კრისტალში – ჩვეულებრივის და არაჩვეულებრივის.

* სურათზე ნაჩვენებია სფეროსა და ელიფსოიდის ვერტიკალური კვეთები.

ჩვეულებრივი ტალღის ν_0 სიხარე, მიმართულებაზე დამოკიდებული არ არის, ამიტომ $t + \Delta t$ მომენტისათვის $\left(\text{სადაც } \Delta t = \frac{pK}{c} \right)$ მეორეული ჩვეულებრივი ტალღის ფრონტი იქნება $\nu_0 \Delta t$ რადიუსის ნახევარსფერო ცენტრით d წერტილში. გარდატეხილი ჩვეულებრივი ტალღის ფრონტი ამ მომენტისათვის არის ამ ზედაპირის მხები KC_0 სიბრტყე. d წერტილიდან შეხების წერტილამდე გავლებული ვექტორი განსაზღვრავს გარდატეხილი ჩვეულებრივი სხივის (o) მიმართულებას. კრისტალის ოპტიკური oo' ღერძის ძეგს ნახაზის სიბრტყეში, ამიტომ სინათლის E ვექტორის რხევა სწარმოებს ნახაზის სიბრტყის მართობულად, რაც ჩვეულებრივ, აღნიშნულია სხივზე დატანებული წერტილებით.

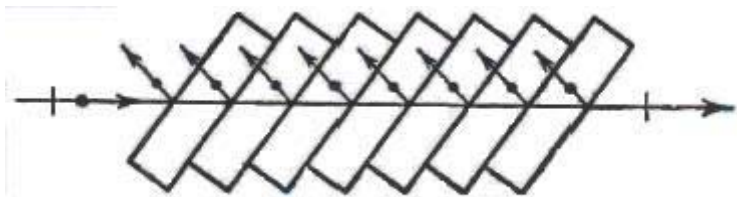
არაჩვეულებრივი ტალღის ზედაპირი ბრუნვის ელიფსოიდია, რომლის ბრუნვის ღერძი ემთხვევა ოპტიკურ ღერძს. რადგან ამ ღერძის მიმართულებით $\nu_0 = \nu_e$, ხოლო მართობული მიმართულებით მათ შორის განსახვავება მაქსიმალურია, არაჩვეულებრივი ტალღის ზედაპირი d წერტილიდან გაივლება ისე, როგორც სურათზეა ნაჩვენები (იმის გათვალისწინებით, რომ კრისტალი უარყოფითია). KC_e სიბრტყე, რომელიც ეხება ამ ზედაპირს, წარმოადგენს გარდატეხილი არაჩვეულებრივი ტალღის ფრონტს, ხოლო d წერტილიდან შეხების წერტილამდე გავლებული ვექტორი განსაზღვრავს არაჩვეულებრივი სხივის (e) მიმართულებას. როგორც სურათიდან ჩანს, იგი არ თანხვდება არც ჩვეულებრივ სხივს და არც KC_e ფრონტის ნორმალს.

§79. პოლარიზაციული ხელსაწყოები (პოლარიზატორები)

პოლარიზაციული ხელსაწყო ეწოდება ოპტიკურ მოწყობილობას, რომელიც ბუნებრივ სინათლეს გარდაქმნის წრფივად პოლარიზებულ სინათლედ. მის მოქმედებას საფუძვლად უდევს ესა თუ ის ფიზიკური მოვლენა:

1. **ორი გამჭვირვალე დიელექტრიკის გამყოფ საზღვარზე სინათლის დაცემისას არეკვლილი და გარდატეხილი სხივების დაპოლარება.** ბრიუსტერის კუთხით დაცემისას არეკვლილი სხივი სრულად არის დაპოლარებული, გარდატეხილი – ნაწილობრივ (§76). თუ გამოვიყენებთ დასტას პარალელური ფირფიტებისა („სტოლეტოვის დასტა“), რომლებიც დაცემული სხივის მიმართ ორიენტირებულია ბრიუსტერის კუთხით, მაშინ ვინაიდან ყოველ ფირფიტაზე გარდატეხის შედეგად პოლარიზაციის ხარისხი უმჯობესდება, დასტიდან გამოვა პრაქტიკულად სრულად პოლარიზებული სინათლე (სურ. 79.1). ამ მოვლენაზე და-

ფუძნებული პოლარიზაციული ხელსაწყო პრაქტიკაში ნაკლებადაა გავრცელებული დასტიდან გამოსული გარდატეხილი სხივის მცირე ინტენსივობის გამო.

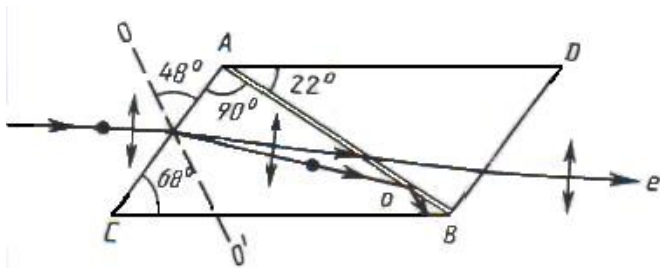


სურ. 79.1

აზე სინათლის ტალღაში, რის გამოც იგი სხვადასხვანაირად შთანთქავს ჩვეულებრივ და არაჩვეულებრივ სხივებს. განსაკუთრებით ძლიერი დიქროიზმი ახასიათებს თურმალინის კრისტალს, რომელიც ფირფიტის სისქის მხოლოდ 1 მმ-ის დროს პრაქტიკულად მთლიანად შთანთქავს ჩვეულებრივ სინათლეს. თურმალინის ის ნაკლი აქვს, რომ იგი მნიშვნელოვნად შთანთქავს არაჩვეულებრივ სინათლესაც, ამასთან ეს შთანთქმა დამოკიდებულია ტალღის სიგრძეზე, რის გამოც კრისტალიდან გამოდის სუსტი ინტენსივობის მომწვანო-მოყვითალო ფერის სინათლის კონა. ამ თვისების გამო თურმალინის ფირფიტა შეიძლება გამოყენებულ იქნეს ფილტრად. კიდევ უფრო ძლიერი დიქროიზმით ხასიათდება გოგირდშავა იოდქინინის (გერაპატიტის) კრისტალი, რაზეც საუბარი გვექნება პარაგრაფის ბოლოს.

3. ორმაგი სხივოტეხის მოვლენა. ეს მოვლენა გამოიყენება პრიზმებში და პოლარიზებში. პრიზმები იყოფა ორ კლასად. პირველ კლასში შედის პრიზმები, რომლებიც იძლევიან მხოლოდ ერთ წრფივად პოლარიზებულ სხივს (პოლარიზაციული პრიზმები), ხოლო მეორე კლასი აერთიანებს პრიზმებს, რომლებიც იძლევიან ურთიერთმართობ სიბრტყეებში პოლარიზებულ ორ სხივს (ორმაგსხივოტეხი პრიზმები).

პოლარიზაციული პრიზმები აგებულია სრული შინაგანი არეკვლის პრინციპზე. ასეთ პრიზმებში ორმაგი სხივოტეხის შედეგად წარმოქმნილი (o და e) სხივებს სხვადასხვა გარდატეხის მაჩვენებელი აქვთ, რის გამოც, დაცემის კუთხის შესაბამისი შერჩევით, ერთერთმა სხივმა შეიძლება განიცადოს სრული შინაგანი არეკვლა (შემდგომი შთანთქმით ან გამოცალკევებით), მეორე კი გამოვიდეს (წრფივად პოლარიზებული) დაუბრკოლებლად.



სურ. 79.2

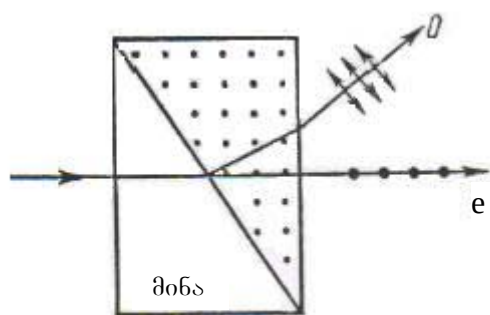
2. დიქროიზმის მოვლენა, რაც იმით გამოიხატება, რომ ოპტიკურად ანიზოტროპული კრისტალის შთანთქმის კოეფიციენტი დამოკიდებულია ელექტრული ვექტორის ორიენტაცი-

პირველი პოლარიზაციული პრიზმა შექმნა შოტლანდიელმა ფიზიკოსმა ნიკოლმა. ნიკოლის პრიზმა შედგება ისლანდიის შპატის კრისტალიდან გამოჭრილი ორი სამკუთხა პრიზმისაგან, რომელთა ფუძეები მართკუთხა სამკუ-

თხედებია 68° და 22° მასვილი კუთხეებით (სურ. 79.2) ეს პრიზმები შეწყებებულია კანადის ბალზამით (AB), რომელიც წარმოადგენს გამჭვირვალე იზოტროპულ წებოს. მისი n გარდატეხის მაჩვენებელი ($n=1,55$) შუალედურია ისლანდიის შპატში ჩვეულებრივი და არაჩვეულებრივი სხივების გარდატეხის მაჩვენებელთა შორის ($n_0=1,66$, $n_e=1,486$). AC წახნაგი, რომელსაც ეცემა სინათლე, ოპტიკურ oo' ღერძთან ადგენს 48° -იან კუთხეს (მთავარი სიბრტყე ძვეს ნახაზის სიბრტყეში). სხივის დაცემის კუთხეს არჩევენ ისე, რომ ჩვეულებრივი სხივი, კანადის ბალზამის ფენაზე, რომელიც მისთვის ნაკლებად მკვრივი გარემოა, განიცდის სრულ შინაგან არეკვლას, იცვლის მიმართულებას და შთაინთქმება შავად შეღებილი BC ზედაპირის მიერ (ან გამოდის გარეთ). არაჩვეულებრივი სხივი კი თავისუფლად გადის კანადის ბალზამის ფენაში და გამოდის კრისტალიდან დაცემული სხივის პარალელურად (ოდნავ წანაცვლებული AC და BD დახრილ წახნაგებზე გარდატეხის გამო). არსებობს სხვა სახის პოლარიზაციული პრიზმებიც, მაგრამ ყველაზე დიდი გამოყენება, საუკეთესო ოპტიკური თვისებების გამო, აქვს ნიკოლის პრიზმას.

ორმაგსხივთგამტეხი პრიზმებიც სხვადასხვა სახისაა. ყველა მათგანში გამოყენებულია o და e სხივების გარდატეხის მაჩვენებელთა სხვადასხვაობა, რაც, სათანადო პირობების შექმნით, საშუალებას იძლევა საგრძნობლად დავაშოროთ ისინი ერთმანეთს.

მაგალითად, განვიხილოთ ორმაგსხივთგამტეხი პრიზმა, რომელიც წარმოადგენს მინისა და ისლანდიის შპატის პრიზმების კომბინაციას. უკანასკნელის ოპტიკური ღერძი (სურ. 79.3) სიბრტყის მართობია. მინის გარდატეხის მაჩვენებელი



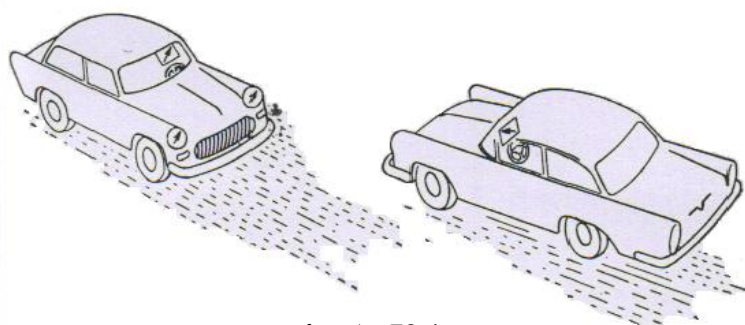
სურ. 79.3

(1,49) თითქმის ზუსტად თანხედება არაჩვეულებრივი სხივის გარდატეხის მაჩვენებელს ისლანდიის შპატში ($n_e=1,486$). ამიტომ ორმაგსხივთგამტეხის შედეგად შედეგად წარმოქმნილი არაჩვეულებრივი სხივი გადის პრიზმაში პრაქტიკულად მიმართულების შეუცვლელად, ხოლო ჩვეულებრივი სხივი ძლიერ იხრება კრისტალური პრიზმის ფუძისკენ მის წახნაგებზე ორჯერ გარდატეხის გამო.

ჩვენ აღვნიშნეთ, რომ გერაპატიტის კრისტალი ხასიათდება განსაკუთრებით ძლიერი დიქროიზმით. ასეთი კრისტალის 0,1 მმ სისქის ფირფიტა პრაქტიკულად მთლიანად შთანთქავს ერთ-ერთ სხივს (ჩვეულებრივს) და მაშასადამე, არის სრულყოფილი წრფივი პოლარიზატორი. განსაკუთრებული მნიშვნელობა შეიძინა გერაპატიტის კრისტალმა პოლაროიდის შექმნასთან დაკავშირებით. პოლაროიდი წარმო-

ადგენს თხელ პოლიმერულ ფირს, რომელიც შეიცავს (რომელშიც „ჩაწინწკლულია“) ერთნაირად ორიენტირებული ოპტიკური ღერძის მქონე გერაპატიტის უმცირეს კრისტალებს. ასეთი ფირი მთლიანად შთანთქავს ერთერთ სხივს და გვაძლევს წრფივად დაპოლარებულ სინათლეს. პოლაროიდი შედარებით იაფია, ელასტიურია, აქვს დიდი ფართობი, ამიტომ მათ ხშირად იყენებენ მასიურ წარმოებაში.

პოლაროიდის პრაქტიკული გამოყენების ერთერთი საინტერესო მაგალითია მისი გამოყენების შესაძლებლობა მძღოლების შემხვედრი მანქანის ფარების დამაბრმავედელი შუქისაგან დასაცავად. ამისათვის საჭიროა ავტომობილების საქარე მინა და ფარები სავალდებულო წესით დაიფაროს პოლაროიდის ფირით, რომლის ოპტიკური ღერძი დახრილი იქნება პორიზონტისადმი 45° -იანი კუთხით (სურ. 79.4). მაშინ შემხვედრი მანქანების პოლაროიდებს შორის კუთხე იქნება 90° და მაღ-



სურ. 79.4

უსის კანონის თანახმად, ფარების პოლარიზებული სინათლე ვერ გავა შემხვედრი მანქანის საქარე მინაში და არ „დააბრმავეს“ მძღოლს. მძღოლი ხედავს საკუთარი ფარებით განათებულ გზას* და შემხვედრ მანქანას, მაგრამ „ვერ ხედავს“ შემხვედრი მანქანის ფარების პირდაპირ, დამაბრმავედელ სინათლეს.

ჩვენ განვიხილეთ წრფივად პოლარიზებული სინათლის მიღების მეთოდები. ელიფსურად და წრიულად პოლარიზებული სინათლე მიიღება ორი კოჰერენტული წრფივად პოლარიზებული ტალღის შეკრების შედეგად, რომელთა ელექტრული ვექტორები ირხევიან ურთიერთმართობ სიბრტყეებში. ამოცანა ანალოგიურია ურთიერთმართობი რხევების შეკრებისა, რომელსაც ჩვენ გავეცანიტ კურსის პირველ ნაწილში (ტომი I, §39), ამიტომ მას აქ აღარ განვიხილავთ.

§80. ხელოვნური ორმაგი სხივთუხუხ

ჩვენ ვიცით (§76), რომ ორმაგი სხივთუხუხის უნარი დამახასიათებელია მხოლოდ ანიზოტროპული სხეულებისათვის, როგორებიცაა კრისტალები. ანიზოტროპია კრისტალის ბუნებრივი თვისებაა.** მაგრამ აღმოჩნდა, რომ ანიზოტროპია, ანუ მიმართულების მიხედვით თვისებათა სხვადასხვაობა შეიძლება გამოვიწვიოთ ბუნებრივად იზოტროპულ გამჭვირვალე სხეულებშიც, თუ მოვახდენთ მის დეფორმაციას ან ვიმოქმედებთ ელექტრული ან მაგნიტური ველით.

* მძღოლი ხედავს შემხვედრი მანქანის ფარებით განათებულ გზასაც, ვინაიდან ფარების პოლარიზებული სინათლე, გზის უსწორმასწორო ზედაპირიდან დიფუზიური არეკვლის გამო „გადაიქცევა“ თითქმის თეთრ სინათლედ.

** კიდევ ერთხელ აღვნიშნოთ რომ გამონაკლისს წარმოადგენს კუბური სიმეტრიის კრისტალები.

მექანიკური დეფორმაციით გამოწვეული ორმაგი სხივოტეხა მინასა და სხვა გამჭვირვალე იზოტროპულ სხეულებში აღმოაჩინეს და შეისწავლეს ზეებეკმა და ბრიუსტერმა. მათ დაადგინეს, რომ ეს სხეულები ცალმხრივი გაჭიმვის ან შეკუმშვის შედეგად ხდებიან ანიზოტროპულნი და იღებენ ერთდერძა სხეულის თვისებებს. ამასთან, გაჭიმვისას სხეული იღებს დადებითი ($\nu_2 < \nu_0$), ხოლო კუმშვისას უარყოფითი ($\nu_e > \nu_0$) კრისტალის თვისებას ისე, რომ შეძენილი ოპტიკური OO' ღერძის მიმართულება ემთხვევა მოდებული ძალის მიმართულებას.

საზოგადოდ, ხელოვნური ოპტიკური ანიზოტროპიის ზომად მიღებულია ჩვეულებრივ და არაჩვეულებრივ სხივთა გარდატეხის მაჩვენებელთა სხვაობა ოპტიკური ღერძის მართობული მიმართულებით. ბრიუსტერის თანახმად, ეს სხვაობა ნორმალური მექანიკური ძაბვის $\left(\sigma = \frac{F}{S}\right)$ პროპორციულია:

$$n_0 - n_e = k_1 \sigma,$$

სადაც k_1 პროპორციულობის კოეფიციენტი დამოკიდებულია ნივთიერების გვარობაზე.

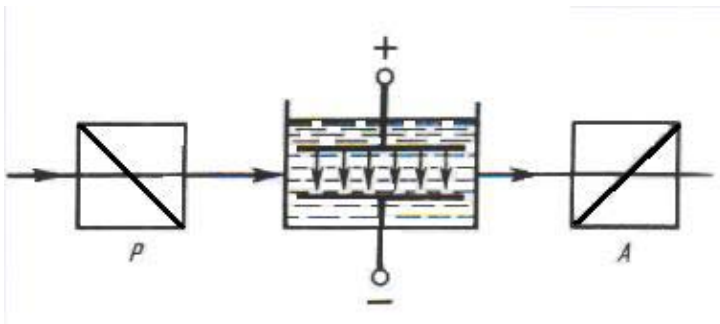
მექანიკური ზემოქმედებით ანიზოტროპიის გამოწვევა იმით აიხსნება, რომ ცალმხრივი გაჭიმვის ან შეკუმშვისას იცვლება ნაწილაკებს შორის მანძილი ძალის მოქმედების მიმართულებით, რაც იწვევს ამ მიმართულებით ნაწილაკებს შორის ურთიერთქმედების ძალის შეცვლას, რის გამოც სხეული ხდება ანიზოტროპული.

პლასტიკურ სხეულებში ორმაგი სხივოტეხის თვისება რჩება დეფორმაციის გამომწვევი ძალის მოქმედების შეწყვეტის შემდეგაც. ეს საშუალებას იძლევა მინასა და სხვა გამჭვირვალე იზოტროპულ სხეულებში აღმოვაჩინოთ ნარჩენი შინაგანი ძაბვები, რაც შეიძლება წარმოაიქმნას მათი დამზადების ტექნოლოგიის დარღვევის შედეგად. ამ მეთოდს, რომელსაც **ფოტოდრეკადობის მეთოდი** ეწოდება, ფართოდ იყენებენ არაგამჭვირვალე დეტალებში ნარჩენი ძაბვების შესასწავლად. ამისათვის გამჭვირვალე ნივთიერებისაგან (ცელულოზისგან) ამზადებენ დეტალის მოდელს (როგორც წესი, შემცირებული მასშტაბით), მსგავსობის პრინციპის დაცვით დატვირთავენ მას სინამდვილეში არსებულის იმიტირებული დატვირთვით და მოდელზე მიღებული ნარჩენი ძაბვების მიხედვით მსჯელობენ დეტალში არსებულ ნარჩენ ძაბვებზე.

ელექტრული ველის მოქმედებით გამოწვეული ორმაგი სხივოტეხის მოვლენა აღმოაჩინა და შეისწავლა შოტლანდიელმა ფიზიკოსმა **კერიმ** 1875 წ. და მას

კერის ეფექტი ეწოდება. ამ ეფექტის და შესწავლა ხდება (80.1) სურათზე ნახვენები სქემის მიხედვით:

ორ შეჯვარებულ ნიკოლის პრიზმებს შორის, რომლებიც ასრულებენ პოლარიზატორის (P) და ანალიზატორის (A) როლს, მოთავსებულია კიუვეტა ნიტრობენზოლის ($C_6H_5CO_2$) ხსნარით, რომელიც ჩაშვებულია ელექტროდები.* მოელ ამ სისტემას „კერის უჯრედი“ ეწოდება. ანალიზატორი სინათლეს არ ატარებს, რაც გასაგებია, ვინაიდან ნიტრობენზოლი იზოტროპულია, შეჯვარებული ნიკოლის პრიზმების ღერძებს შორის კუთხე კი 90° -ია. თუ სითხეში ჩაშვებულ ელექტროდებს მოვდებთ ძაბვას, ანალიზატორში გაივლის სინათლე, რაც მიუთითებს იმაზე, რომ ელექტრული ველის მოქმედებით ნიტრობენზოლი გახდა ორმაგი სხივთმტეხი. ფირფიტებზე მოდებული ძაბვის ცვლილებით იცვლება ანალიზატორში გავლილი სინათლის ინტენსივობა, რაც გამოწვეულია ნიტრობენზოლის მიერ შეძენილი ანიზოტროპულობის ხარისხის ცვლილებით.



სურ. 80.1

ცდებით დადგინდა, რომ ჩვეულებრივი და არაჩვეულებრივი სხივების ოპტიკური გზათა სხვაობა ველის დაძაბულობის კვადრატის პროპორციულია:

$$\Delta = l(n_0 - n_e) = k_2 l E^2,$$

სადაც l – სხივების მიერ გავლილი სივრცის ფენის სიგრძეა, ხოლო პროპორციულობის k_2 კოეფიციენტი ახასიათებს ნივთიერების თვისებებს. ფაზათა სხვაობა

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} k_2 l E^2 = B l E^2, \quad (80.1)$$

სადაც $B = \frac{2\pi}{\lambda} k_2$ - კერის მუდმივაა.

(80.1) გვიჩვენებს, რომ ფაზათა სხვაობა არ არის დამოკიდებული ველის მიმართულებაზე. ზოგიერთი სითხისათვის $B > 0$. ასეთ სითხის აქვს დადებითი კრისტალის თვისება და პირიქით – თუ $B < 0$, შესაბამისი სითხე უარყოფითი კრისტალის თვისების მატარებელია („კრისტალის“ ოპტიკური ღერძი თანხვედრა ველის მიმართულებას).

კერის ეფექტის ახსნა ადვილია: ნიტრობენზოლი შედგება პოლარული მოლეკულებისაგან (I ტომი, §118), რომლებიც სითხური მოძრაობის გამო ჩვეულებრივ

* უნდა აღინიშნოს, რომ მექანიკური და მაგნიტური ზემოქმედებით გამოწვეული ხელოვნური ორმაგი სხივთმტეხის დაკვირვება და შესწავლა ხდება ანალოგიური სქემის მიხედვით.

** კერის ეფექტი პირველად მყარ დიელექტრიკში აღმოაჩინა.

ქაოსურად არიან ორიენტირებულნი*. ელექტრული ველის მოქმედებით ხდება მოლეკულების ორიენტაცია ველის გასწვრივ, რაც იწვევს სითხეში უპირატესი მიმართულების წარმოქმნას და, მაშასადამე, მის ანიზოტროპულობას.

დრო, რომლის განმავლობაშიც ხდება მოლეკულების ორიენტაცია ველის ჩართვისას, ან მათი დეზორიენტაცია გამორთვისას, მეტისმეტად მცირეა და შეადგენს $\sim 10^{-10}$ წამს. ამიტომ კერის უჯრედი წარმოადგენს პრაქტიკულად უინერციო ჩამკეტს (საკეტს): კონდენსატორის ფირფიტებზე ძაბვის არარსებობის შემთხვევაში საკეტი ჩაკეტილია. ძაბვის ჩართვისას საკეტი ატარებს პოლარიზატორზე დაცემული სინათლის მნიშვნელოვან ნაწილს. ამ თვისების გამო კერის უჯრედს დიდი პრაქტიკული გამოყენება აქვს. მას იყენებენ მაგ. ტელევიზორებში, ხმის აღდგენის კინოაპარატურაში, ლაბორატორიულ პირობებში სინათლის სიჩქარის გასაზომად და სხვ.

მაგნიტური ველის მოქმედებით გამოწვეული ხელოვნური ორმაგი სხივოტების ეფექტი ანალოგიურია კერის ეფექტისა და მას კოტონ-მუტონის ეფექტი ეწოდება. იგი აღმოაჩინეს 1910 წელს. ეს ეფექტი დამახასიათებელია ისეთი ნივთიერებებისათვის, რომელთაც გააჩნია მუდმივი მაგნიტური მომენტი. მაგნიტური ველი ახდენს მოლეკულური მაგნიტური მომენტების ორიენტაციას, რაც იწვევს ნივთიერებაში უპირატესი მიმართულების წარმოქმნას და ნივთიერების ანიზოტროპიას.

დადგინდა, რომ $n_e - n_0 = k_3 B^2$, ხოლო ფაზათა სხვაობა

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_0) l = 2\pi C l B^2,$$

სადაც k_3 და $C = \frac{k_3}{\lambda}$ მუდმივებია, რომლებიც განისაზღვრება ნივთიერების თვისებებით და ფიზიკური მდგომარეობით.

§ 81. პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვა

ვიცთ (§76), რომ კრისტალურ სხეულში ოპტიკური ღერძის გასწვრივ გავრცელებული სხივი ორმაგ სხივოტებას (რაც შედეგია ნორმალური და არანორმალური სხივების გავრცელების სიჩქარეთა სხვადასხვაობისა) არ განიცადოს, ანუ ვრცელდება ისე, როგორც იზოტროპულ სხეულში. მაგრამ 1811 წელს ფრანგმა ფიზიკოსმა **არაგომ** აღმოაჩინა, რომ ზოგიერთ კრისტალში სხივის გავლა მაინც განსხვავდება იზოტროპულ სხეულში სხივის გავლისაგან. მაგ. თუ კვარცის

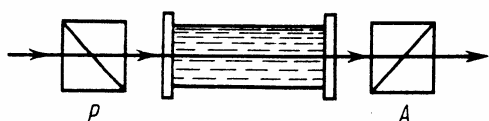
* ამას შეესაბამება ენერგიის მინიმუმი.

კრისტალში ოპტიკური ღერძის პარალელურად გავატარებთ პოლარიზებულ სხივს, მართალია, მისი გაორება არ მოხდება, მაგრამ პოლარიზაციის სიბრტყე გარკვეული კუთხით შემობრუნდება. შემდგომი გამოკვლევებით დადგინდა, რომ ასეთი თვისება კვარცის გარდა გააჩნია სხვა ნივთიერებებსაც – მყარ მდგომარეობაში მაგ. შაქარსა და სინგურს,* თხევადში – მაგ. შაქრის და ღვინის მჟავას წყალხსნარს, სკიპიდარს, ნიკოტინს.**

ნივთიერებებს, რომლებიც იწვევენ წრფივად პოლარიზებული სინათლის პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვას, ოპტიკურად აქტიური ნივთიერებები ეწოდება.

დადგენილია, რომ ყველა ნივთიერება, რომელიც ოპტიკურად აქტიურია თხევად მდგომარეობაში (მათ შორის ხსნარებშიც), ასეთად რჩება კრისტალურ მდგომარეობაშიც. მაგრამ ზოგიერთი ნივთიერება (მაგ. კვარცი), რომელიც აქტიურია კრისტალურ მდგომარეობაში, თხევად მდგომარეობაში (გაღნობის შემდეგ) ხდება არა აქტიური. მაშასადამე, ოპტიკური აქტიუობა განისაზღვრება როგორც მოლეკულების აღნაგობით, ისე მათი განლაგებით კრისტალურ მესერში.

ოპტიკურად აქტიური ნივთიერებების ნაწილი იწვევს პოლარიზაციის სიბრტყის მობრუნებას მარჯვნივ საათის ისრის მოძრაობის მიმართულებით. (თუ სხივს ვაკვირდებით შემხვედრი მიმართულებით), ნაწილი კი საწინააღმდეგო მიმართულებით. შესაბამისად მათ უწოდებენ მარჯვნივ და მარცხნივ მობრუნებელ ნივთიერებებს. უფრო მეტიც, აღმოჩნდა, რომ ერთიდაიგივე კრისტალს შეიძლება გააჩნდეს ორი მოდიფიკაცია, რომელთაგან ერთი მარჯვნივ მობრუნებელია, მეორე – მარცხნივ. ასეთია მაგალითად კვარცის კრისტალი. ეს მოდიფიკაციები ერთმანეთისაგან განსხვავდება შინაგანი კრისტალური სტრუქტურით და გარეგნული ფორმით.



სურ. 81.1

პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვას შეიძლება დავაკვირდეთ ცდით, რომლის სქემა მოცემულია (81.1) სურათზე. როგორც ვიცით, ორი შეჯვარებული ნიკოლის პრიზმა (პოლარიზატორი და ანალიზატორი) სინათლეს არ

ატარებს – ანალიზატორის ხედვის არე ჩაბნელებულია, მაგრამ თუ პრიზმებს შორის მოვათავსებთ ოპტიკურად აქტიურ ნივთიერებას, მაგალითად, კიუვეტს შაქრის წყალხსნარით, ანალიზატორის ხედვის არე განათდება. ანალიზატორის გარკვეული φ კუთხით მობრუნებისას, ხედვის არე ისევ ჩაბნელდება. ამ ცდის

* სინგური – მინერალია, ვერცხლისწყლის სულფიდი (HgS).

** სკიპიდარი და ნიკოტინი სუფთა სითხეებია, შაქრისა და ღვინის მჟავას წყალხსნარი – ოპტიკურად აქტიური ნივთიერებების ხსნარი არააქტიურ გამხსნელში.

ერთადერთი ახსნა არის ის, რომ ოპტიკურად აქტიურმა ნივთიერებამ გამოიწვია მასში გასული წრფივად პოლარიზებული სხივის პოლარიზაციის სიბრტყის φ კუთხით შემობრუნება.

ოპტიკურად აქტიური კრისტალებისა და სუფთა სითხეებისათვის, შემობრუნების კუთხე

$$\varphi = \alpha l,$$

სადაც l - სხივის მიერ გავლილი ფენის სისქეა, ხოლო α - კოეფიციენტი, რომელიც ერთეულოვანი სისქის ფენით გამოწვეული შემობრუნების კუთხის ტოლია. მას ბრუნვის მუდმივა ეწოდება. იგი დამოკიდებულია ნივთიერების გვარობაზე, ტემპერატურაზე და ტალღის სიგრძეზე (**ბრუნვითი დისპერსია**) – ტალღის სიგრძის შემცირებით იგი იზრდება. მაგალითად, 1მმ სისქის კვარცის ფირფიტაში წითელი სხივის გავლისას შემობრუნების კუთხე 15°-ია, იისფერი სხივის გავლისას კი 51°.

ოპტიკურად აქტიური ხსნარებისათვის შემობრუნების კუთხე პროპორციულია ხსნარის C კონცენტრაციის („მოცულობითი-მასიური“ კონცენტრაცია, $\frac{\text{გ}}{\text{გ}^3}$) და l სისქის:

$$\varphi = \alpha C l \quad (81.1)$$

სადაც პროპორციულობის α კოეფიციენტი (მას აქაც ბრუნვის მუდმივა ეწოდება) რიცხობრივად იმ კუთხის ტოლია, რომლითაც მოაბრუნებს პოლარიზაციის სიბრტყეს ერთეულოვანი სისქის და ერთეულოვანი კონცენტრაციის ხსნარი. ისევე როგორც წინა შემთხვევაში, α დამოკიდებულია ნივთიერების გვარობაზე, ტემპერატურაზე და ტალღის სიგრძეზე.

(81.1) გამოიყენება ხსნარში ოპტიკურად აქტიური ნივთიერების (მაგ. შაქრის წყალხსნარში – შაქრის) კონცენტრაციის გასაზომად. შესაბამის ხელსაწყოებს ეწოდება **პოლარიმეტრები** ან **შაქარმზომები**.

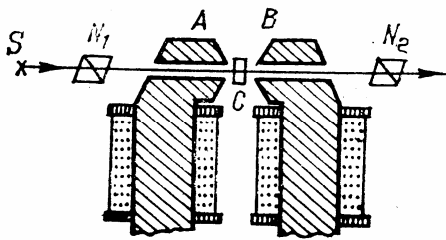
პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვა თვისობრივად ახსნა ფრენელმა 1823 წელს. ფრენელის თანახმად, პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვა შედეგია განსაკუთრებული, ე.წ. **წრიული ორმაგი სხივოტეხის**. ეს ნიშნავს, რომ წრფივად პოლარიზებული მონოქრომატული ტალღის ოპტიკურად აქტიურ ნივთიერებაში შესვლისას ორმაგი სხივოტეხის შედეგად წარმოიშობა იმავე სიხშირის ტალღები (სხივები), რომლებიც ნივთიერებაში ვრცელდებიან **სხვადასხვა სიჩქარით** და პოლარიზებულნი არიან არა წრფივად (როგორც ამას ჰქონდა ადგილი ჩვეულებრივი „წრფივი“ ორმაგი სხივოტეხის დროს) **არამედ წრიულად ურთიერთსაპირისპირო** (მარცხენა და მარჯვენა) მიმართულებით.

სათანადო გამოთვლები პოლარიზაციის სიბრტყის შემობრუნების φ კუთხისათვის გვაძლევს:

$$\varphi = \frac{\pi}{\lambda_0} l C \left(\frac{1}{\nu_g} - \frac{1}{\nu_d} \right),$$

სადაც λ_0 არის დაცემული ტალღის სიგრძე, l - ოპტიკურად აქტიური ფენის სისქე, C - სინათლის გავრცელების სიჩქარე, ხოლო ν_g და ν_d - შესაბამისად მარცხენა და მარჯვენა პოლარიზაციის მქონე ტალღების გავრცელების სიჩქარეები.

დაბოლოს, მოკლედ შევეხოთ პოლარიზაციის სიბრტყის **ხელოვნურ ბრუნვას**, რომელიც პირველად განახორციელა ფარადეიმ 1845 წელს. მან დაადგინა, რომ მაგნიტური ველის გავლენით, ოპტიკურად არააქტიური ნივთიერება ხდება აქტიური, ე.ი. იძენს პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვის უნარს. ამ ეფექტის დაკვირვება ხდება მაგნიტურ ველში მოთავსებულ ოპტიკურად არააქტიურ ნივთიერებაში მაგნიტური ველის პარალელურად სხივის გავლისას. პრაქტიკულად ამის განხორციელებისათვის ელექტრომაგნიტის პოლუსურ A და B ბუნიკებში აკეთებენ ვიწრო ხვრელს, რომელშიც ატარებენ წრფივად პოლარიზებულ სინათლეს (სურ. 81.2) ფარადეისა და სხვა მეცნიერების მიერ ჩატარებული ცდების შედეგად



სურ. 81.2

დადგინდა, რომ პოლარიზაციის სიბრტყის შემობრუნების φ კუთხე პროპორციულია სხივის მიერ ნივთიერებაში გავლილი l გზის და მაგნიტური ველის დაძაბულობის, ანუ ნივთიერებაში მაგნიტური ველის B ინდუქციის:

$$\varphi = R l B,$$

სადაც R პროპორციულობის კოეფიციენტს ეწოდება მაგნიტური ბრუნვის უნარიანობის მუდმივა. იგი დამოკიდებულია ნივთიერების გვარობაზე, მის ფიზიკურ მდგომარეობაზე და ტალღის სიგრძეზე.

თუ ნივთიერება ბუნებრივად ოპტიკურად აქტიურია, მაშინ მაგნიტურ ველში შეტანისას მის ბუნებრივ უნარს ემატება მაგნიტური ველის მოქმედებით შეძენილი ბრუნვის ეფექტი.

ფარადეის მიერ ამ მიმართულებით ჩატარებულ ცდებს უდიდესი მნიშვნელობა ჰქონდა ელექტრომაგნიტური თეორიის განვითარებისათვის, ვინაიდან აქ პირველად განიხილებოდა ერთობლივად ოპტიკური და მაგნიტური მოვლენები.

ფარდობითობის თეორიის ელემენტები

§82. კლასიკური ფიზიკის ძირითადი დებულებები.

კლასიკური ფიზიკა დაფუძნებულია სამ ძირითად დებულებაზე: 1. სივრცე აბსოლუტურია; 2. დრო უნივერსალურია (აბსოლუტურია); 3. შესაძლებელია ნებისმიერი ორი ფიზიკური სიდიდის ერთდროული გაზომვა რაგინდ დიდი სიზუსტით.

სივრცის აბსოლუტურობა ნიშნავს, რომ თუ ორი აბსოლუტურად მყარი ღეროს სიგრძე „უძრავ“ მდგომარეობაში ერთმანეთის ტოლია, მაშინ ეს ტოლობა არ დაირღვევა, რანაირი ფარდობითი მოძრაობაც არ უნდა შეასრულოს ერთმა ღერომ მეორის მიმართ. სხვანაირად, აბსოლუტურად მყარი ღეროს სიგრძე მუდმივი სიდიდეა – არ არის დამოკიდებული მოძრაობის სიჩქარეზე.

დროის აბსოლუტურობა ნიშნავს, რომ თუ ორი აბსოლუტურად ზუსტად მომუშავე საათის ჩვენება უძრავ მდგომარეობაში თანხვდება ერთმანეთს, ანუ თუ საათები სინქრონიზებულია, მაშინ სინქრონიზაცია არ დაირღვევა, რანაირი ფარდობითი მოძრაობაც არ უნდა შეასრულოს ერთმა საათმა მეორის მიმართ. სხვანაირად, საათის ჩვენება არ არის დამოკიდებული მისი მოძრაობის სიჩქარეზე, ანუ დრო ყველა ათვლის სისტემაში მიმდინარეობს ერთნაირად*.

აინშტაინმა აჩვენა, რომ დებულებები სივრცისა და დროის აბსოლუტურობის შესახებ მცდარია – როგორც სივრცე, ასევე დრო ფარდობითი კატეგორიებია. ღეროს სიგრძეც და საათის ჩვენებაც დამოკიდებულია მათი მოძრაობის სიჩქარეზე. ეს უკანასკნელი ნიშნავს, რომ დრო ყველა ათვლის სისტემაში ერთნაირად არ მიმდინარეობს: ორი ხდომილობა, რომლებიც ერთდროული იყო ათვლის ერთ სისტემაში, მეორე სისტემაში შეიძლება ერთდროული არ იყოს.

მექანიკას, რომელიც უარყოფს სივრცისა და დროის აბსოლუტურობას და რომელსაც საფუძვლად უდევს ამ კატეგორიების ფარდობითობა, ეწოდება **რელავისტური მექანიკა**** ან აინშტაინის ფარდობითობის სპეციალური თეორია***.

* ჩვეულებრივ, სივრცისა და დროის აბსოლუტურობას განმარტავენ როგორც (შესაბამისად) სივრცის ორ წერტილს შორის მანძილის და დროის ორ მომენტს შორის შუალედის დამოუკიდებლობას ათვლის სისტემაზე, რასაც, ცხადია, თანხვდება ზემოთ მოყვანილი განმარტებები.

** წარმოდგება ლათინური სიტყვიდან *relativus* – შეფარდებითი.

*** სიტყვა სპეციალური ნახმარია „კერძოს“, „შეზღუდულის“ მნიშვნელობით და გამოსახავს იმ ფაქტს, რომ თეორია სივრცე-დროის თვისებებს იკვლევს გრავიტაციული ეფექტების უგულებელყოფით. არსებობს აინშტაინის ფარდობითობის ზოგადი თეორია, ანუ გრავიტაციის თეორია, რომელიც სივრცულ-დროით თვისებებს შეისწავლის გრავიტაციულ ველში. მან შეცვალა ნიუტონის მსოფლიო მიზიდულობის თეორია. იგი წარმოადგენს ფარდობითობის სპეციალური თეორიის განზოგადებას გრავიტაციული ეფექტების გათვალისწინებით. მას ჩვენ არ განვიხილავთ.

სპეციფიკურ მოვლენებს, რომლებიც აიწერება რელავისტური მექანიკით, **რელავისტური ეფექტები** ეწოდება.

ამრიგად, აინშტაინის ფარდობითობის სპეციალური თეორია არის ასახლი მოძღვრება სივრცესა და დროზე, რომელმაც შეცვალა ძველი (კლასიკური) წარმოდგენები.

რელავისტური მექანიკა უფრო ზოგადია, ვიდრე ნიუტონის კლასიკური მექანიკა. ეს უკანასკნელი ვარგისია ისეთი სხეულების მოძრაობის ასაწერად, რომელთა v სიჩქარე გაცილებით ნაკლებია სინათლის c სიჩქარეზე ($v \ll c$). რელავისტური მექანიკა კი ვარგისია ნებისმიერი სიჩქარით მოძრავი სხეულის ასაწერად, ოღონდ ეს სიჩქარე ნაკლები უნდა იყოს სინათლის სიჩქარეზე. ნიუტონის მექანიკა მიიღება რელავისტური მექანიკიდან როგორც კერძო შემთხვევა, როცა $v \ll c$.

კლასიკური ფიზიკის მესამე ძირითადი დებულება, რომელიც არავითარ ეჭვს არ იწვევდა მაკროსკოპული სხეულების შემთხვევაში (ვინაიდან პრინციპულად შესაძლებელი იყო ასეთი სხეულის ვთქვათ, კოორდინატისა და სიჩქარის ერთდროული და ზუსტი გაზომვა), მიუღებელი აღმოჩნდა მიკრონაწილაკებისათვის. ამასთან, ეს მიუღებლობა გამოწვეულია არა გამზომი ტექნიკის ან გაზომვის მეთოდების არასრულყოფილებით, არამედ მიკრონაწილაკების სპეციფიკური ბუნებით, რაც მათი ორგვარი ანუ კორპუსკულურ-ტალღური თვისებით გამოისახება. მიკრონაწილაკის ეს სპეციფიკური ბუნება განაპირობებს იმას, რომ რაც უფრო ზუტად გავზომათ მის კოორდინატას, მით მეტ შეცდომას დავუშვებთ სიჩქარის გაზომვაში და პირიქით. კავშირი კოორდინატისა და სიჩქარის გაზომვისას დაშვებულ ცდომილებებს შორის (Δx -სა და Δv -ს შორის) მოცემულია ჰაიზენბერგის განუსაზღვრელობის პრინციპით (Iტ, §10).

მექანიკას, რომელიც უარყოფს კლასიკური ფიზიკის მესამე ძირითად დებულებას, **კვანტური მექანიკა** ეწოდება. იგი მიკრონაწილაკის მოძრაობის მექანიკაა.

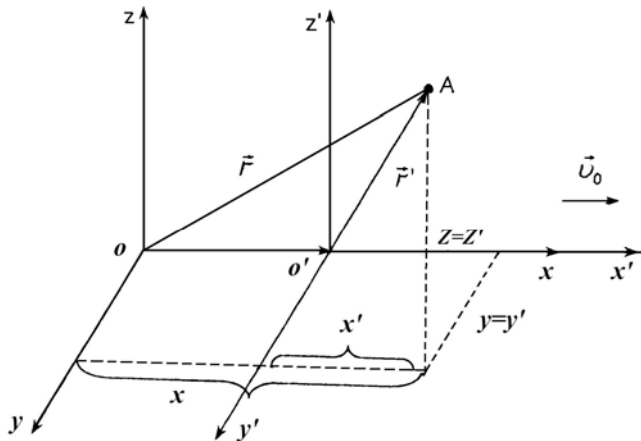
ფარდობითობის თეორია კვანტურ მექანიკასთან ერთად თანამედროვე ფიზიკისა და ტექნიკის საფუძველია.

§83. მოძრავ სხეულთა ოპტიკა და ეთერის პრობლემა

კლასიკურ ფიზიკაში სივრცისა და დროის აბსოლუტურობის მათემატიკურ ჩაწერას წარმოადგენს გალილეის გარდაქმნის ფორმულები. გავიხსენოთ ეს ფორმულები: მოცემულია ორი ინერციული სისტემა – xyz ანუ S სისტემა, რომელიც პირობითად ჩავთვალოთ უძრავად და $o'x'y'z'$ ანუ S' სისტემა, რომელიც მოძრაობს

S სისტემის მიმართ x ღერძის გასწვრივ მუდმივი $\vec{v}_0$ სიჩქარით. საწყის მომენტში ($t=0$) კოორდინატა o' სათავე ემთხვეოდა o სათავეს, ხოლო t დროის შემდეგ აქვს (83.1) სურათზე ნაჩვენები მდებარეობა. დროის t მომენტისათვის A წერტილის რადიუს-ვექტორებს შორის, ვექტორთა შეკრების წესის თანახმად, არსებობს შემდეგი კავშირი: $\vec{r} = \vec{r}' + \vec{oo'}$, მაგრამ $\vec{oo'} = \vec{v}_0 t$, ამიტომ

$$\vec{r} = \vec{r}' + \vec{v}_0 t. \quad (83.1)$$



სურ. 83.1

დავაგეგმილოთ (83.1) ტოლობა კოორდინატა ღერძებზე და გავითვალისწინოთ, რომ კლასიკური ფიზიკის თანახმად დრო ყველა ინერციულ სისტემაში ერთნაირად მიმდინარეობს, $t = t'$, ანუ დრო აბსოლუტურია. მაშინ ათვლის ორივე ინერციულ სისტემაში წერტილის კოორდინატებსა და დროს შორის მყარდება შემდეგი კავშირი:

$$\left. \begin{aligned} x &= x' + v_0 t \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= t' \end{aligned} \right\} \quad (83.2) \quad \text{ან} \quad \left. \begin{aligned} x' &= x - v_0 t \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= t \end{aligned} \right\} \quad (83.2')$$

ამ ფორმულებს გალილეის გარდაქმნის ფორმულები ეწოდება და კლასიკური ფიზიკის თანახმად მათი საშუალებით ხდება ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლა. ამ ფორმულებიდან პირველი სამი ტოლობა გამოსახავს სივრცის აბსოლუტურობას, ხოლო მეოთხე – დროის უნივერსალობას.

ფორმულებიდან ჩანს, რომ ინერციულ სისტემებში მექანიკის კანონებს ერთნაირი სახე აქვს. მართლაც, $m \frac{d^2 x}{dt^2} = m \frac{d^2 x'}{dt^2}$. სხვანაირად, მექანიკის კანონები ინვარიანტულნი (სახეუცვლელნი) არიან გალილეის გარდაქმნის ფორმულების მიმართ. ამ დასკვნას ეწოდება გალილეის ფარდობითობის მექანიკური პრინციპი. მისი ფიზიკური არსი მდგომარეობს იმაში, რომ ინერციული სისტემები საკვებით ტოლფასნი არიან მათში მექანიკური მოვლენების მიმდინარეობის თვალსაზრისით. ისმის კითხვა: ფარდობითობის პრინციპი მარტო მექანიკური მოვლენებისათვის არის სამართლიანი თუ შეიძლება მისი გავრცელება ელექტრომაგნიტურ და ოპტიკურ მოვლენებზეც? ამ მოვლენების თვალსაზრისითაც ყველა ინერციული სისტემა საკვებით ტოლფასია თუ არსებობს რაღაც უპირატესი სისტემა?

როგორც ვიცით, სინათლის ტალღური თეორიის შექმნასთან ერთად ჰიუგენს-მა შემოიღო მსოფლიო ეთერის ცნება. მსოფლიო ეთერი ჰიპოთეზური გარემოა, რომლითაც ავსებულია სამყარო და მასში მყოფი სხეულები. ეთერს მიანიჭეს გარკვეული დრეკადი თვისებები, რომელიც უზრუნველყოფდა სინათლის ტალღების გავრცელებას*. მაგრამ თუ არსებობს ასეთი ყველაფრის გამჭოლი მსოფლიო ეთერი, ხომ არ შეიძლება მას დაუეკავშიროთ ათვლის სისტემა? და თუ მსოფლიო ეთერი აბსოლუტურად უძრავია, ამ სისტემას ექნება უპირატესობა ყველა სხვა სისტემებთან შედარებით, ვინაიდან მის მიმართ განხილული მოძრაობა იქნებოდა აბსოლუტური. ასეთ პირობებში ფარდობითობის პრინციპის გავრცელება ელექტროდინამიკურ და ოპტიკურ მოვლენებზე არ იქნება სამართლიანი.

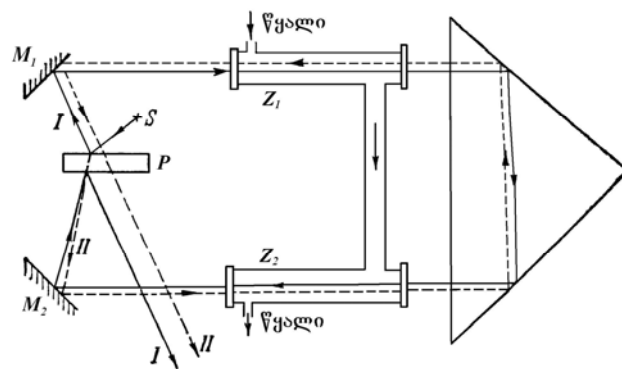
მეორეს მხრივ, თუ არსებობს აბსოლუტურად უძრავი მსოფლიო ეთერი, მასში სხეულების მოძრაობისას უნდა გაჩნდეს „ეთერის ქარი“, მსგავსად იმისა, როგორც ჰაერში სხეულების მოძრაობისას ჩნდება ქარი. „ეთერის ქარის“ აღმოსა-ჩენად ჩატრებულმა ცდებმა და მათი შედეგების ანალიზმა უდიდესი როლი ითამაშა ფიზიკის განვითარებაში, კერძოდ, აინშტაინი მიიყვანა ფარდობითობის თეორიის შექმნამდე. ჩვენ განვიხილავთ მხოლოდ ორს ამ ცდებიდან – ფიზოს და მაიკელსონის მიერ ჩატარებულ ცდებს.

ფიზოს ცდა. დრეკადობის თეორიის ფორმალური ანალოგიით, სინათლის გავრცელების სიჩქარისათვის ვაკუუმში მიღებულ იქნა ფორმულა $c = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$, სადაც G არის ეთერის დრეკადობის მოდული, ხოლო ρ – მისი სიმკვრივე. მაგრამ სინათლე ვრცელდება არა მარტო სივარცელში, არამედ გამჭვირვალე სხეულებშიც (მინა, წყალი, ჰაერი და სხვ.), თანაც უფრო ნაკლები სიჩქარით, ვიდრე სხეულებს შორის სივრცეში. მაშასადამე სხეულები ცვლიან მათში მოთავსებული ეთერის თვისებებს, ამცირებენ რა მის დრეკადობას ან ზრდიან სიმკვრივეს. თუ ეს ასეა, ბუნებრივია გაჩნდა კითხვა: როგორ იქცევა ეთერი სხეულის მოძრაობისას – მიყვება მას ანუ წარიტაცება მოძრავი სხეულის მიერ თუ არა? და თუ წარიტაცება, როგორია ამ წატაცების ხარისხი – მთლიანად წარიტაცება თუ ნაწილობრივ? ამ კითხვაზე პასუხი გასცა 1851 წელს ფიზოს მიერ ცატარებულმა ცდამ. ცდის სქემა მოცემულია (83.2) სურათზე: სინათლის S წყაროდან გამოსული სხივი ბრტყელ-პარალელურ P ფირფიტაზე დაცემის შემდეგ იყოფა ორ ნაწილად. ნაწილი აირეკლება და გვაძლევს I სხივს (იგი სურათზე მთლიანი წირითაა გამოსახული), ხოლო

* ეთერის ცნება არ იქნა უკუგდებული სინათლის ელექტრომაგნიტური ბუნების დადგენის შემდეგაც. უბრალოდ, დრეკადი თვისებების მატარებელი ეთერი შეიცვალა ეთერით, რომელშიც წარმოაიქმნება და ვრცელდება ელექტრომაგნიტური ველი. უფრო მეტიც, მაქსველი თვლიდა, რომ მის მიერ ჩამოყალიბებული ელექტრომაგნიტური ველის განტოლებები აღწერდა სწორედ ეთერის თვისებებს.

ნაწილი გადის მასში და გვაძლევს II სხივს (წვევტილი წირი). I სხივი M_1 სარკიდან არეკვლის შემდეგ გადის წყლით სავსე Z_1 და Z_2 მილბუდეში, აირეკლება M_2 სარკიდან, შემდეგ P ფირფიტის ქვედა წახნაგიდან და ხვდება ეკრანზე. II სხივი აირეკლება M_2 სარკიდან, გადის წყლით

სავსე Z_2 და Z_1 მილბუდეში, აირეკლება M_1 სარკიდან, გადის P ფირფიტაში და ისიც ხვდება ეკრანზე. ცხადია, I და II სხივები კოჰერენტულები არიან და ამიტომ ინტერფერირებენ. ცდა ტარდება ორჯერ. პირველად, როცა სითხე უძრავია, და ეკრანზე მიიღება გარკვეული ინტერფერენციული სურათი, ხოლო მეორედ – როცა სითხე



სურ.83.2

მილბუდეში მოძრაობს v სიჩქარით. თუ ეთერი წარიტაცება მოძრავი სითხის მიერ, I და II სხივებს შორის უნდა წარმოიქმნას დამატებითი სვლათა სხვაობა იმის გამო, რომ I სხივი ყოველთვის მოძრაობს დინების მიმართულებით, II – კი მის საწინააღმდეგოდ. დამატებითი სვლათა სხვაობის წარმოქმნამ კი უნდა გამოიწვიოს ინტერფერენციული სურათის შეცვლა, კერძოდ, ზოლების წანაცვლება.

ცდამ აჩვენა, რომ ინტერფერენციული ზოლების წანაცვლებას მართლაც აქვს ადგილი. ამ წანაცვლებიდან გამომდინარე სინათლის გავრცელების სიჩქარისათვის მიღებულ იქნა ფორმულა:

$$\omega = u + v \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) = \frac{c}{n} + v \left(1 - \frac{1}{n^2} \right), \quad (83.3)$$

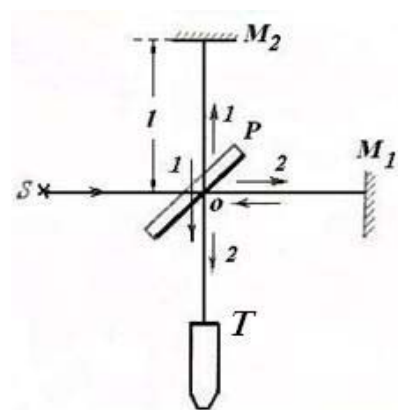
სადაც $u = \frac{c}{n}$ არის სინათლის სიჩქარე უძრავ წყალში, v – წყლის დინების სიჩქარე, c – სინათლის სიჩქარე ვაკუუმში, n – წყლის გარდატეხის მაჩვენებელი, ხოლო ω – სინათლის სიჩქარე v სიჩქარით მოძრავ წყალში. ეთერის წატაცებას სრულებით რომ არ ჰქონდეს ადგილი მოძრავი წყლის მიერ, მაშინ სინათლის სიჩქარე მოძრავ სითხეში უნდა ყოფილიყო ისეთი, როგორიც უძრავში, ე.ი. $\omega = u$. მეორეს მხრივ, ეთერი რომ მთლიანად წარიტაცებოდეს მოძრავი წყლის მიერ, მაშინ სინათლის სიჩქარე მოძრავ წყალში უნდა ყოფილიყო $\omega = u + v$ -ს ტოლი. (83.3) ფორმულით გამოსახული შედეგი ახსნილი იქნა დაშვებით, რომ ადგილი აქვს ეთერის ნაწილობრივ წატაცებას მოძრავი სითხის მიერ.

მაიკელსონის ცდა. იმის გასარკვევად, თუ რა გავლენას ახდენს ხელსაწყოთა მოძრაობა სინათლის სიჩქარეზე, მაიკელსონმა 1881 წელს ჩაატარა მეტად

ზუსტი ცდა*. ამისათვის მან გამოიყენა თავისივე ინტერფერომეტრი (§64), რომლის ერთი მხარი (OM_1) მიმართა დედამიწის ორბიტული მოძრაობის მიმართულებით, მეორე მხარი (OM_2) კი – ამ მოძრაობის მართობულად (სურ. 83.3). 1 და 2 სხივები კოჰერენტულნი არიან და ინტერფერირებენ. T ჭოგრში დამზერილი ინტერფერენციული სურათი დამოკიდებულია სვლათა სხვაობაზე. ვინაიდან ინტერფერომეტრის მხრები ზუსტად ერთნაირია, 1 და 2 სხივებს შორის სვლათა სხვაობის წარმოქმნა უნდა გამოიწვიოს იმან, რომ ისინი ვრცელდებიან არათანაბარ პირობებში.

გამოვითვალთ ეს სვლათა სხვაობა. ამისათვის დაუშვათ (როგორც ამას აკეთებდა მაიკელსონი), რომ ეთერი არის აბსოლუტურად უძრავი და მის მიმართ სინათლე ვრცელდება c სიჩქარით.

O წერტილიდან გამოსული სხივი OM_1 მიმართულებით ვრცელდება c სიჩქარით, მაგრამ ამავე მიმართულებით გადაადგილდება ხელსაწყო v სიჩქარით (სადაც v დედამიწის ორბიტული მოძრაობის სიჩქარეა), ამიტომ სინათლის სიჩქარე ხელსაწყოს მიმართ იქნება



სურ. 83.3

$c-v$ და მაშასადამე, l მანძილის გავლას იგი მოანდომებს $\frac{l}{c-v}$ დროს. M_1 სარკიდან არეკვლილი სხივი მოძრაობს ხელსაწყოს შესახვედრად, ამიტომ მისი სიჩქარე ხელსაწყოს მიმართ არის $c+v$, ხოლო M_1O მანძილის გასავლელად საჭირო დრო – $\frac{l}{c+v}$. ამრიგად, დრო, რომელსაც 1 სხივი ანდომებს l მანძილის წინ და უკან გავლას ტოლი იქნება:

$$\Delta t_1 = \frac{l}{c-v} + \frac{l}{c+v} = \frac{lc + lv + lc - lv}{c^2 - v^2} = \frac{2lc}{c^2 - v^2} = \frac{2l}{c} \cdot \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

ამ დროს შეესაბამება ეთერის მიმართ სხივის მიერ გავლილი გზა

$$S_1 = c\Delta t_1 = 2l \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

ხელსაწყოს რომ არ ემოძრავა ეთერის მიმართ, სხივის მიერ გავლილი გზა იქნებოდა $2l$. მაშრავლი $\frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ გაჩნდა ხელსაწყოს მოძრაობის გამო.

* ხელსაწყო (ინტერფერომეტრი) მოძრაობს დედამიწასთან ერთად, ამიტომ ფაქტიურად ლაპარაკია სინათლის სიჩქარეზე დედამიწის ორბიტული მოძრაობის გავლენის დადგენაზე.

ამ სვლათა სხვაობას შეესაბამება გარკვეული ინტერფერენციული სურათი. ხელსაწყოს 90° -ით მობრუნებისას სვლათა სხვაობა იცვლის ნიშანს, რის გამოც სვლათა სხვაობა შეიცვლება 2Δ -ით, ანუ $2l\nu^2/c^2$ -ით. სვლათა სხვაობის ამ ცვლილებას ცხადია, უნდა გამოეწვია ინტერფერენციული ზოლების წანაცვლება (გამოთვლების თანახმად, ზოლებს შორის მანძილის $\approx \frac{1}{3}$ -ით), მაგრამ მიღებულ იქნა უარყოფითი შედეგი – ხელსაწყოს შემობრუნებისას ინტერფერენციული სურათი ცვლილებას არ განიცდიდა. შეიძლებოდა გვეფიქრა, რომ ცვლილება არის, მაგრამ იმდენად მცირეა, რომ ვერ ვამჩნევთ. თვით მაიკელსონის მტკიცებით კი ცდის სიზუსტე იმდენად დიდი იყო, რომ ინტერფერენციული ზოლების წანაცვლებას შევამჩნევდით მაშინაც კი, დედამიწის ორბიტული მოძრაობის სიჩქარე 30-ჯერ ნაკლები რომ ყოფილიყო!

მიღებული შედეგი წარმოუდგენელი იყო. ძნელი იყო იმის დაჯერება, რომ ე.წ. „ეთერის ქარი“ არავითარ გავლენას არ ახდენს სინათლის გავრცელების სიჩქარეზე, დამოუკიდებლად იმისა, თუ როგორ ვრცელდება სხივი – „ქარის“ გასწვრივ, თუ მის მართობულად. მაგრამ ფაქტს ვერსად გაექცევი. ამიტომ იმავე წელს გამოქვეყნებულ სტატიას მაიკელსონი ამთავრებდა სიტყვებით: „უძრავი ეთერის ჰიპოთეზა მცდარია“.

მაიკელსონის ცდა შემდგომში მრავალჯერ იქნა გამეორებული თვით მაიკელსონისა (მორლისთან ერთად) და სხვა მეცნიერების მიერ. შედეგი ყოველთვის იყო უარყოფითი. ეთერის ქარის აღმოჩენა არ ხერხდებოდა. მსოფლიო ეთერი რჩებოდა „მოუხელთებელი“.

§84. ზარღობითობის თეორიის პოსტულატები.

ლორენცის ბარდაქმნის ფორმულები

მაიკელსონის ცდის უარყოფითმა შედეგმა ეჭვს ქვეშ დააყენა მსოფლიო ეთერის არსებობა, თუმცა იყო რამოდენიმე მცდელობა მისი შენარჩუნებისა. კერძოდ, უარყოფითი შედეგის ახსნას შეეცადნენ დაშვებით, რომ ეთერი მთლიანად წარტაცება მოძრავი სხეულების მიერ, მაგრამ აქედან არაფერი გამოვიდა, ვინაიდან ასეთი დაშვება ეწინააღმდეგებოდა ფიზოს ცდის შედეგს.

ამრიგად, მე-20 საუკუნის დასაწყისისათვის ფიზიკა, ვერ ხსნიდა რა ცდისეულ ფაქტებს, ჩიხში მოექცა. გამოსავალი ამ მდგომარეობიდან მოგვცა აინშტაინმა, რომელმაც გაანალიზა რა ჩატარებული ექსპერიმენტების შედეგები ჩამოაყალიბა

ფარდობითობის სპეციალური თეორია (1905 წ.) რომელსაც საფუძვლად დაუდო შემდეგი ორი პოსტულატი:

1. არ არსებობს მსოფლიო ეთერი და მაშასადამე, ათვლის აბსოლუტური სისტემა. ფარდობითობის პრინციპი ვრცელდება არა მარტო მექანიკურ, არამედ ბუნების ყველა მოვლენაზე. მაშასადამე, ელექტრომაგნიტური ველი (კერძოდ, სინათლე) უნდა განვიხილოთ არა როგორც დეფორმაცია რომელიმე გადამტანი გარემოსი (ეთერის), არამედ როგორც დამოუკიდებელი მატერიალური სუბსტანცია^{**}. ველის მატერიალურობა არაერთხელ აღგვინიშნავს კურსის გადმოცემის დროს.

2. სინათლის სიჩქარე ვაკუუმში ერთნაირია ათვლის ყველა ინერციულ სისტემაში და ტოლია $c = 3 \cdot 10^8$ მ/წმ-ის. იგი არ არის დამოკიდებული არც სინათლის წყაროსა და არც სინათლის მიმდების სიჩქარეზე.

ამრიგად, სინათლის სიჩქარეს ბუნებაში განსაკუთრებული ადგილი უკავია. იგი ერთერთი ფუნდამენტური ფიზიკური მუდმივაა. სინათლის სიჩქარე, გარდა იმისა რომ მან ფარდობითობის თეორიაში შეიძინა აბსოლუტური მნიშვნელობა, იმითაა გამორჩეული, რომ იგი ბუნებაში არსებული ზღვრული სასრული სიჩქარეა (გამომდინარეობს სიჩქარეთა შეკრების რელავისტური წესიდან), რაც ნიშნავს იმას, რომ ბუნებაში ნებისმიერი ურთიერთქმედების გავრცელების სიჩქარე არ შეიძლება მას აღემატებოდეს.

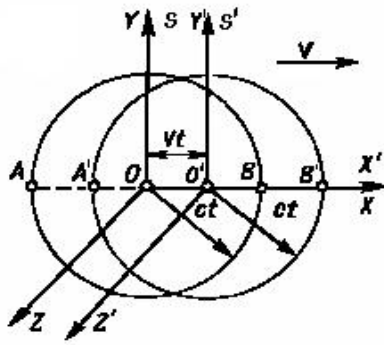
მიუხედავად ფარდობითობის თეორიის პოსტულატების შედარებითი სიმარტივისა, მათი შემოტანა ფიზიკაში დიდი მეცნიერული გამბედაობა იყო, რადგან ამ პოსტულატებიდან გამომდინარეობს კლასიკური ფიზიკის თვალსაზრისით პარადოქსული შედეგები.

მართლაც, დავეშვათ, რომ დროის საწყის მომენტში ($t = 0$), როდესაც ერთმანეთის მიმართ $\vec{v}$ სიჩქარით მოძრაობს S და S' ინერციული სისტემების კოორდინატთა O და O' სათავეები ერთმანეთს ემთხვევა, $O(O')$ წერტილიდან გამოსხივდა სინათლე. t დროის განმავლობაში სისტემები წაინაცვლებენ ერთმანეთის მიმართ $v t$ მანძილით (სურ. 83.4). ვინაიდან S და S' სისტემები ტოლფასოვანია და სინათლის სიჩქარე ორივეში ერთნაირია (c), t მომენტისათვის S სისტემაში სინათლე მიადწევს O ცენტრისა და ct რადიუსის სფეროს ზედაპირს, ხოლო S' სისტემაში – ამავე რადიუსის ($t' = t$), მაგრამ O' ცენტრის სფეროს ზედაპირს. მაშასადამე, S დამკვირვებლის

* პოსტულატი ფიზიკაში ისეთივე როლს თამაშობს, როგორც აქსიომა მათემატიკაში. ეს არის ძირითადი დებულება, რომლის ლოგიკურად დამტკიცება შეუძლებელია, მაგრამ წარმოადგენს ცდისეული ფაქტების განზოგადებას.

** წარმოდგება ლათინური სიტყვიდან *substantia* – არსი.

თვალსაზრისით სფერული ზედაპირის ცენტრი იქნება O წერტილში, ხოლო S' დამკვირვებლის



სურ. 84.3

თვალსაზრისით – O' წერტილში. მაგრამ ხომ არ შეიძლება, რომ ერთსა და იმავე სფერულ ზედაპირს პქონდეს O და O' ცენტრები, ანუ სინათლე ერთდროულად აღწევდეს სხვადასხვა სფეროზე მდებარე წერტილებს. ეს აშკარა წინააღმდეგობა მივიღეთ ფარდობითობის თეორიის პოსტულატებზე დაყრდნობილი მსჯელობის საფუძველზე, მაგრამ, წინააღმდეგობა მოჩვენებითია და მას შეიცავს არა ფარდობითობის თეორია, არამედ კლასიკური წარმოდგენები სივრცესა და დროზე. ამ კატეგორიების ფარდობითობიდან კი გამომდინარეობს ორი მოვლენის ერთდროულობის ფარდობითობა, რაც ხსნის ზემოთნახსენებ წინააღმდეგობას.

ფარდობითობის თეორიის ერთერთ ამოსავალ პუნქტად სინათლის სიჩქარის მუდმივობის მიღება ნიშნავს იმას, რომ სიჩქარეთა შეკრების კლასიკურ წესს (Iგ. §14) გამოყენების შეზღუდული არე აქვს. მაგრამ სიჩქარეთა შეკრების კლასიკური წესი გამომდინარეობს გალილეის გარდაქმნის ფორმულებიდან. მაშასადამე, ამ გარდაქმნების გამოყენების არეც შეზღუდულია. მართლაც, აღმოჩნდა, რომ ფიზიკის ზოგიერთი კანონი (მაგ., ელექტროდინამიკის ძირითადი განტოლებები) არაა ინვარიანტული გალილეის გარდაქმნის ფორმულების მიმართ. და რადგანაც ამ განტოლებების სისწორეში ეჭვის შეტანის საფუძველი არ არსებობს, უნდა ვიფიქროთ, რომ თვით ეს ფორმულებია არაზუსტი და წარმოადგენს კერძო სახეს სხვა, უფრო ზუსტი გარდაქმნის ფორმულებისა. ასეთი ზუსტი გარდაქმნის ფორმულები დადგენილ იქნა ლორენცის მიერ და მის სახელს ატარებს.

ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებს იმ კერძო შემთხვევისათვის, როცა ინერციული S და S' სისტემის ღერძები ურთიერთპარალელურია და S' სისტემა მოძრაობს S სისტემის მიმართ x ღერძის გასწვრივ მუდმივი $\vec{v}_0$ სიჩქარით (სურ. 83.1), აქვს სახე:

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{x' + v_0 t'}{\sqrt{1 - v_0^2/c^2}}; \\ y &= y'; \quad z = z'; \\ t &= \frac{t' + \frac{v_0}{c^2} x'}{\sqrt{1 - v_0^2/c^2}}; \end{aligned} \right\} \quad (84.1)$$

$$\left. \begin{aligned} x' &= \frac{x - v_0 t}{\sqrt{1 - v_0^2/c^2}}; \\ y' &= y; \quad z' = z; \\ t' &= \frac{t - \frac{v_0}{c^2} x}{\sqrt{1 - v_0^2/c^2}}; \end{aligned} \right\} \quad (84.1')$$

ადვილი მისახვედრია, რომ მცირე სიჩქარეების შემთხვევაში, როცა $v_0 \ll c$, ლორენცის გარდაქმნის ფორმულები გადადის გალილეის გარდაქმნის ფორმულებ-

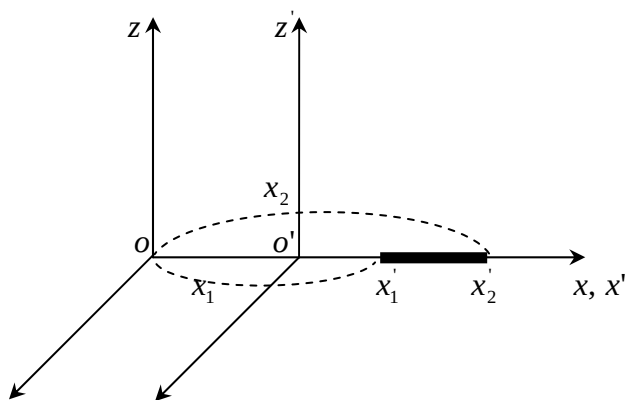
ში. ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებიდან გამომდინარეობს მჭიდრო კავშირი სივრცულ კოორდინატებსა და დროს შორის: არა მარტო სივრცული კოორდინატებია დროზე დამოკიდებული (ამას ადგილი აქვს გალილეის გარდაქმნებშიც), არამედ დროც დამოკიდებულია სივრცულ კოორდინატებზე (აგრეთვე, ათვლის სისტემის მოძრაობის სიჩქარეზე).

§85. ლორენცის გარდაქმნების შედეგები

ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებიდან გამომდინარე შედეგები არსებითად განსხვავდება გალილეის გარდაქმნის შედეგებისგან, ანუ იმისგან, რაც დამკვიდრებულია კლასიკურ ფიზიკაში. განვიხილოთ ზოგიერთი მათგანი:

1. **არსებობს სიჩქარის ზედა ზღვარი.** კლასიკურ ფიზიკაში მოძრაობის სიჩქარე შეზღუდული არ არის, ანუ არ არსებობს სიჩქარის ზედა ზღვარი. ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებიდან კი გამომდინარეობს რომ ასეთი ზედა ზღვარი არსებობს: $v_0 \leq c$. მართლაც, თუ დავუშვებთ, რომ $v_0 > c$, მაშინ $\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}$ ხდება წარმოსახვითი და კოორდინატა და დრო კარგავს ფიზიკურ აზრს.

2. **მონაკვეთის სიგრძე ფარდობითია** – დამოკიდებულია ათვლის სისტემაზე. ამ დამოკიდებულების დასადგენად განვიხილოთ ორი ინერციული სისტემა – xyz ანუ S სისტემა, რომელიც პირობითად უძრავია და $o'x'y'z'$ ანუ S' სისტემა, რომელიც მოძრაობს S სისტემის მიმართ x ღერძის გასწვრივ მუდმივი v_0 სიჩქარით. ვთქვათ, S' სისტემაში $o'x'$ ღერძის გასწვრივ უძრავადაა მოთავსებული აბსოლუტურად მყარი ღერო, რომლის სიგრძე $l_0 = x'_2 - x'_1$ (სურ. 85.1). ღეროს სიგრძეს იმ სისტემაში, რომლის მიმართაც ის უძრავია, **საკუთარი სიგრძე** ეწოდება. ამრიგად, l_0 საკუთარი სიგრძეა და ამას მიანიშნებს ნიშნაკი 0. ამ ღეროს სიგრძე S სისტემის დამკვირვებლის თვალსაზრისით $l = x_2 - x_1$. მაგრამ ამ სისტემის მიმართ ღერო მოძრაობს, ამიტომ საჭიროა x_1 და x_2 განისაზღვროს დროის ერთდროულად t მო-



სურ. 85.1

მდგომარეობაში, რომლის მიმართაც ის უძრავია, **საკუთარი სიგრძე** ეწოდება. ამრიგად, l_0 საკუთარი სიგრძეა და ამას მიანიშნებს ნიშნაკი 0. ამ ღეროს სიგრძე S სისტემის დამკვირვებლის თვალსაზრისით $l = x_2 - x_1$. მაგრამ ამ სისტემის მიმართ ღერო მოძრაობს, ამიტომ საჭიროა x_1 და x_2 განისაზღვროს დროის ერთდროულად t მო-

მენტისათვის.* გავითვალისწინოთ ეს გარემოება და ვისარგებლოთ ლორენცის გარდაქმნის (84.1') ფორმულებით:

$$l_0 = x'_2 - x'_1 = \frac{x_2 - v t}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{x_1 - v t}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{l}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

საიდანაც

$$l = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (85.1)$$

(85.1) გვიჩვენებს, რომ $l < l_0$.

ამრიგად, ღეროს სიგრძე ათვლის ნებისმიერ სისტემაში, რომლის მიმართაც ის მოძრაობს, მის საკუთარ სიგრძეზე მცირეა, ანუ **მოძრაობის მიმართულების გასწვრივ** სხეულები მოკლდება, იკუმშება („სიგრძის ლორენცისეული შემცირება“).** სიგრძის ლორენცისეული შემცირება ფარდობითობის თეორიის **კინემატიკური** ეფექტია, ვინაიდან იგი არ არის დაკავშირებული ძალის მოქმედებასთან, რომელიც შეკუმშავდა ღეროს მისი სიგრძის გასწვრივ.

მცირე სიჩქარეების შემთხვევაში, როცა $v \ll c$, ფესვი $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \approx 1$ და სიგრძის რელავისტური შემცირება შეიძლება უგულებელვყოთ. მაგალითად, დედამიწის ორბიტული მოძრაობისას ($v_0 = 30$ კმ/წმ) მისი დიამეტრის რელავისტური შემცირება შეადგენს მხოლოდ 6,5 სმ-ს. თუ გავითვალისწინებთ, რომ დედამიწის დიამეტრი ≈ 13000 კმ-ია, ამ ცვლილების უგულებელყოფა შეიძლება. მაგრამ უფრო დიდი სიჩქარეების შემთხვევაში სიგრძის ცვლილება მნიშვნელოვანია. მაგ., ელექტრონის დიამეტრი, რომელიც მოძრაობს $v_0 \approx 260000$ კმ/წმ სიჩქარით, მცირდება 50%-ით!

3. დროის შუალედი ფარდობითია ანუ დამოკიდებულია ათვლის სისტემაზე. ამ დამოკიდებულების დასადგენად დაუშვათ, რომ S' სისტემის x' წერტილში წარიმართა რაღაც პროცესი (მოვლენა) რომლის ხანგრძლივობა არის Δt_0 („საკუთარი დრო“). ცხადია, რომ $\Delta t_0 = t'_2 - t'_1$, სადაც t'_1 შეესაბამება პროცესის დასაწყისს, ხოლო t'_2 – პროცესის დასრულს. სიმარტივისათვის ვილაპარაკოთ საათის ჩვენებაზე, რომელიც მოთავსებულია S' სისტემის x' წერტილში.

* ამ გარდაქმნების შედეგებისა და, საზოგადოდ, ფარდობითობის თეორიის არსის სწორად გაგებისათვის აუცილებელია ყოველთვის აღინიშნოს, თუ რომელი დამკვირვებლის თვალსაზრისით განიხილება ესა თუ ის მოვლენა. შედეგების განხილვისას მნიშვნელოვანი როლი ენიჭება სხეულთან (დამკვირვებელთან) ხისტად დაკავშირებულ ათვლის სისტემას ანუ ისეთს, რომლის მიმართაც სხეული (დამკვირვებელი) უძრავია. ასეთ ათვლის სისტემას **საკუთარი** ათვლის სისტემა ეწოდება, ხოლო ამ სისტემის საათით ათვლილ დროს – **საკუთარი დრო**.

** სხეულის განივი ზომები ამ დროს უცვლელია.

S სისტემისათვის საქმე უფრო რთულადაა, ვინაიდან პროცესი იწყება x_1 წერტილში და მთავრდება x_2 წერტილში, თანაც $x_2 - x_1 = v_0 \Delta t$, ვინაიდან Δt დროის განმავლობაში ხელსაწყო, რომელშიც მიმდინარეობდა პროცესი, მოძრაობდა რა v_0 სიჩქარით, გადაადგილდა S სისტემის მიმართ $v_0 \Delta t$ მანძილით. $\Delta t = t_2 - t_1$ არის პროცესის ხანგრძლივობა (საათის ჩვენება) S სისტემაში. კავშირი t_2 და t_2' -ს შორის, აგრეთვე t_1 და t_1' -ს შორის მოცემულია (84.1') ფორმულით:

$$t_2' = \frac{t_2 - \frac{v_0}{c^2} x_2}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \quad \text{და} \quad t_1' = \frac{t_1 - \frac{v_0}{c^2} x_1}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}},$$

ამიტომ

$$\Delta t_0 = t_2' - t_1' = \frac{(t_2 - t_1) - \frac{v_0}{c^2}(x_2 - x_1)}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} = \frac{\Delta t - \frac{v_0}{c^2} \cdot v_0 \Delta t}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} = \frac{\Delta t \left(1 - \frac{v_0^2}{c^2}\right)}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} = \Delta t \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}},$$

საიდანაც

$$\Delta t = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}. \quad (85.2)$$

(85.2) გვიჩვენებს, რომ პროცესის ხანგრძლივობა (დროის შეუღლები) უძრავ სისტემაში მყოფი დამკვირვებლისათვის $\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}$ -ჯერ მეტია, ვიდრე მოძრავში,

ანუ დროის მსვლელობა მოძრავ სისტემაში უფრო ნელია, ვიდრე უძრავში. თუ მაგალითად ფარდობა $\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} = 10$, მაშინ როდესაც S - სისტემაში მოთავსებული

საათი გვიჩვენებს 10 წუთის გავლას, S' სისტემაში მოთავსებული საათი აფიქსირებს მხოლოდ ერთი წუთის გავლას. უფრო დიდი ფარდობითი სიჩქარეების შემთხვევაში ეს განსხვავება შეიძლება იყოს ძალიან დიდი.

განვიხილოთ ასეთი მაგალითი. დავუშვათ, განხორციელდა ფანტასტიკური პროექტი და ვარსკვლავისაკენ, რომელიც დედამიწიდან დაშორებულია 1000 სინათლის წლის მანძილით*, გაუშვეს კოსმოსური ხომალდი, რომლის v_0 სიჩქარე იმდენად

ნად ახლოა სინათლის სიჩქარესთან, რომ $\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}} = 0,001$ ** . მაშინ, დედამიწაზე

* ეს არის მანძილი, რომელსაც სინათლე გაივლის 1000 წლის განმავლობაში.

** ასეთი სწრაფმავალი ხომალდის შექმნა უახლოეს მომავალში არ არის მოსალოდნელი. ჩვენ, უბრალოდ, განვიხილავთ ადამიანის ვარსკვლავთშორისი მოგზაურობის პრინციპულ შესაძლებლობას.

არსებული საათის მიხედვით ამ მოგზაურობას დასჭირდება $\Delta t \approx 1000$ წელი, ხომალდი მგზავრებთან ერთად კი ამ მოგზაურობას მოანდომებს $\Delta t_0 = \Delta t \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}} = 1$ წელს (ხომალდის საკუთარი დრო). დავუშვათ, ხომალდმა „შემოუფრინა“ ვარსკვლავს და დაბრუნდა დედამიწაზე იმავე სიჩქარით, მაშინ ამას დასჭირდება კიდევ ერთი წელი. შედეგად, კოსმოსური ხომალდის მგზავრები, „დაბერდებიან“ რა მხოლოდ 2 წლით, დედამიწაზე დაბრუნდებიან გაფრენიდან 2000 წლის შემდეგ!*

გამოთვლები გვიჩვენებს, რომ მოგზაურობა მზის სისტემაში შემავალ ყველაზე დაშორებულ პლანეტაზეც კი არ იძლევა შესამჩნევ რელავისტურ ეფექტს, მაგრამ უახლოეს ვარსკვლავამდე, ე.წ. α -ცენტავრამდე მოგზაურობისას დროის რელავისტური შენელება გასათვალისწინებელია.

ამრიგად რელავისტური მექანიკა უშვებს „მომავალში მოგზაურობის“ შესაძლებლობას და გვიჩვენებს, რომ არ არსებობს სამყაროს არც ერთი ნაწილი, რომლის ათვისებაც ადამიანს არ შეუძლია.

დროის რელავისტური შენელება აბსტრაქცია არ არის. იგი ექსპერიმენტულად არის დადასტურებული სწრაფად დაშლადი კოსმოსური ნაწილაკების – μ -მეზონების მაგალითზე. ეს ნაწილაკები ჩნდებიან ატმოსფეროს ზედა ფენებში კოსმოსური სხივების ჰაერის მოლეკულებთან ურთიერთქმედების გამო. მათი სიცოცხლის ხანგრძლივობა საშუალოდ $2,2 \cdot 10^{-6}$ წმ-ის ტოლია (შემდეგ იშლებიან სხვა ნაწილაკებად). ამ ხნის განმავლობაში მათ შეუძლიათ მხოლოდ $S = 3 \cdot 10^8 \cdot 2,2 \cdot 10^{-6} = 660$ მ მანძილის გავლა. სინამდვილეში კი ეს ნაწილაკები აღმოჩენილია დედამიწის ზედაპირზეც და მის სიღრმეში, რაც შეიძლება აიხსნას მხოლოდ სწრაფად მოძრავი μ -მეზონებთან დაკავშირებულ ათვლის სისტემაში დროის რელავისტური შენელებით.

4. სიჩქარეთა შეკრების რელავისტური წესი. დავუშვათ, S' სისტემაში x' დერძის პარალელურად თანაბრად მოძრაობს სხეული, რომლის სიჩქარეა v' :

$$v' = \frac{x'}{t'}$$

ვიპოვოთ ამ სხეულის v სიჩქარე S სისტემის მიმართ. ცხადია, $v = \frac{x}{t}$.

ლორენცის გარდაქმნის (84.1) ფორმულების გამოყენებით მივიღებთ:

* ეს ციფრები მოითხოვს მნიშვნელოვან შესწორებებს იმის გამო, რომ დედამიწასთან დაკავშირებული ათვლის სისტემა ყოველთვის იყო ინერციული, ხომლდთან დაკავშირებული კი არა (გაშვება-დაფრენის დროს, ვარსკვლავის შემოფრენის, სხვა ვარსკვლავების სიახლოვეს გავლის დროს იგი მოძრაობდა აჩქარებულად).

$$v = \frac{x}{t} = \frac{\frac{x' + v_0 t'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}}{t' + \frac{v_0}{c^2} x'} = \frac{x' + v_0 t'}{t' + \frac{v_0}{c^2} x'} = \frac{v' + v_0}{1 + \frac{v_0}{c^2} v'}. \quad (85.3)$$

ასეთია სიჩქარეთა შეკრების რელავისტური წესი. იგი გვიჩვენებს, რომ მცირე სიჩქარეების დროს, როცა $v' \ll c$ და $v_0 \ll c$, ფარდობა $\frac{v v_0}{c^2} \ll 1$ და (85.3)-დან მივიღებთ:

$$v = v' + v_0.$$

ე.ი. მცირე სიჩქარეების დროს, როგორც მოსალოდნელი იყო, სიჩქარეთა რელავისტური წესი გადადის კლასიკურში.

დავუშვათ, S' სისტემაში მოძრავი ნაწილაკია ფოტონი, ანუ $v' = c$, მაშინ

$$v = \frac{c + v_0}{1 + \frac{c v_0}{c^2}} = c \frac{1 + \frac{v_0}{c}}{1 + \frac{v_0}{c}} = c.$$

ე.ი. სიჩქარეთა შეკრების რელავისტური წესი გამოხატავს ყველა ათვლის სისტემაში სინათლის სიჩქარის მუდმივობის კანონს. ასევე მარტივად შეიძლება ჩვენება, რომ სინათლის სიჩქარის მახლობელი ორი სიჩქარის შეკრების შედეგად მიიღება c -ზე ნაკლები სიჩქარე.

5. ერთდროულობის ფარდობითობა. დავუშვათ, S სისტემის x_1 და x_2 წერტილებში დროის t_1 და t_2 მომენტებში წარიმართა ორი მოვლენა. S' სისტემაში ამ მოვლენებს შეესაბამება x'_1 და x'_2 წერტილები t'_1 და t'_2 მომენტები. ვთქვათ, ეს მოვლენები S სისტემაში წარიმართა ერთდროივად წერტილში ($x_1 = x_2$) და ერთდროულად ($t_1 = t_2$). მაშინ, ლორენცის გარდაქმნის ფორმულების თანახმად,

$$x'_1 = x'_2 \quad \text{და} \quad t'_1 = t'_2$$

ე.ი. ეს მოვლენები ერთდროული და სივრცულად თანხვედრილია S' სისტემაშიც (და საერთოდ, ნებისმიერ სხვა ინერციულ სისტემაშიც).

მაგრამ თუ ეს მოვლენა S სისტემაში ერთდროული ($t_1 = t_2$), მაგრამ სივრცულად განცალკევებულია ($x_1 \neq x_2$), მაშინ, ლორენცის გარდაქმნის ფორმულების თანახმად

$$x'_1 = \frac{x_1 - v_0 t}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}, \quad x'_2 = \frac{x_2 - v_0 t}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}, \quad \text{და} \quad t'_1 = \frac{t_1 - \frac{v_0 x_1}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}, \quad t'_2 = \frac{t_2 - \frac{v_0 x_2}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}},$$

ე.ი. ეს ორი მოვლენა S' სისტემაში რჩება რა სივრცულად განცალკევებული ($x_1' \neq x_2'$), ხდება არაერთდროული ($t_1' \neq t_2'$).

ერთდროულობის ფარდობითობა აიხსნება (84.3) სურათზე წარმოდგენილი წინააღმდეგობა: S სისტემაში ერთდროული ორი მოვლენა – სინათლის მისვლა A და B წერტილებში, არაერთდროულია S' სისტემისათვის. ისევე, როგორც S' სისტემაში ერთდროული ორი მოვლენა – სინათლის მისვლა A' და B' წერტილებში, არაერთდროულია S სისტემაში.

6. ფიზოს ცდის შედეგი:

$$\omega = u + v \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) = \frac{c}{n} + v \left(1 - \frac{1}{n^2} \right), \quad (85.4)$$

რომელიც აიხსნა (როგორც გაირკვა, არარსებული) ეთერის წატაცებით მოძრავი სითხის (წყლის) მიერ, აგრეთვე არის ლორენცის გარდაქმნების შედეგი, კერძოდ, მიიღება სიჩქარეთა შეკრების რელავისტური წესიდან. ამ წესს, (85.4)-ში გამოყენებული აღნიშვნების შესაბამისად, აქვს სახე:

$$\omega = \frac{u + v}{1 + \frac{uv}{c^2}},$$

სადაც v – წყლის დინების სიჩქარეა, ხოლო $u = \frac{c}{n}$ – სინათლის სიჩქარე უძრავ წყალში. შევიტანოთ:

$$\omega = \frac{\frac{c}{n} + v}{1 + \frac{c}{n} \frac{v}{c^2}} = \frac{\frac{c}{n} + v}{1 + \frac{v}{nc}} = \frac{c}{n} \frac{1 + \frac{nv}{c}}{1 + \frac{v}{nc}}; \quad (85.5)$$

მიღებული ფორმულა არის ზუსტი გამოსახულება ω -სთვის. თუ გავითვალისწინებთ, რომ ფიზოს ცდაში ფარდობა $\frac{v}{c}$ არის ძალიან მცირე და უგულებელყოფთ

$\frac{v^2}{c^2}$ -ის შემცველ წევრს, მივიღებთ:

$$\omega = \frac{c}{n} \left(1 + \frac{nv}{c} \right) \left(1 - \frac{v}{nc} \right) \approx \frac{c}{n} \left(1 + \frac{nv}{c} - \frac{v}{nc} \right) = \frac{c}{n} + v \left(1 - \frac{1}{n^2} \right),$$

რაც თანხვედბა (85.4)-ს.

§86. რელავისტური დინამიკის ელემენტები

1. რელავისტური დინამიკის ძირითადი კანონი: ნიუტონის კლასიკურ მექანიკაში იგულისხმება, რომ სხეულის მასა ინვარიანტული სიდიდეა, ანუ მას ერთი და იგივე მნიშვნელობა აქვს ათვლის ყველა ინერციულ სისტემაში. ვნახოთ, თუ როგორ იმოძრაებს სხეული ამ შემთხვევაში მუდმივი ძალის ხანგრძლივი მოქ-

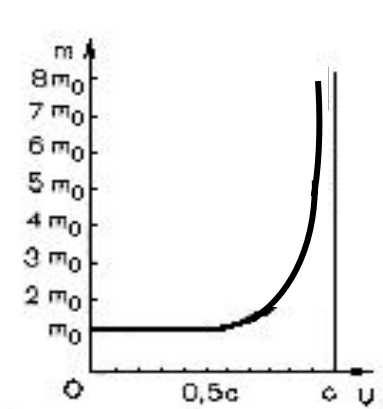
მედებით. დავუშვათ, რომ სხეულის საწყისი სიჩქარე $v_0 = 0$. მაშინ დინამიკის ძირითადი კანონი ასე ჩაიწერება:

$$F = ma = m \frac{v}{t},$$

საიდანაც

$$v = \frac{F}{m} t = at \quad (86.1)$$

მივიღეთ, რომ მუდმივი ძალის ხანგრძლივი მოქმედების შედეგად სხეულმა შეიძლება შეიძინოს რაგინდ დიდი სიჩქარე. ეს კი ეწინააღმდეგება ფარდობითობის თეორიის ერთ-ერთ ძირითად დებულებას, რომლის თანახმადაც არცერთი სხეულის სიჩქარე არ შეიძლება იყოს სინათლის სიჩქარეზე მეტი ვაკუუმში. მაშასადამე, საჭიროა დინამიკის ძირითადი კანონი შეიცვალოს ისეთნაირად, რომ მისი შედეგები არ ეწინააღმდეგებოდეს ფარდობითობის თეორიას. აინშტაინმა დაადგინა, რომ ამისათვის საჭიროა სხეულის მასა ათვლის სხვადასხვა ინერციულ სისტემაში იყოს სხვადასხვა, ანუ იგი დამოკიდებული უნდა იყოს მოძრაობის სიჩქარეზე. ამ დამოკიდებულების მიღება შეიძლება თუ დავუშვებთ, რომ იმპულსის მუდმივობის კანონი მართებულია სივრცესა და დროზე ახალი წარმოდგენების დროსაც. გამოთვლები საკმაოდ რთულია და მათზე არ შევჩერდებით. მოვიყვანთ მხოლოდ საბოლოო შედეგს:



სურ. 86.1

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (86.2)$$

სადაც m_0 არის უძრავი სხეულის მასა („უძრაობის მასა“), ხოლო m – v სიჩქარით მოძრავი სხეულის მასა. c სინათლის სიჩქარეა.* (86.2) ფორმულით გამოსახული დამოკიდებულება მასასა და სიჩქარეს შორის წარმოდგენილია (86.1) სურათზე. საიდანაც ჩანს, რომ მცირე სიჩქარეების დროს მასა ფაქტიურად არ იზრდება.** სხეულის მასა ზრდას იწყებს დაახლოებით

200000 კმ/წმ სიჩქარიდან და მით უფრო სწრაფად, რაც უფრო ახლოა მისი სიჩქარე სინათლის სიჩქარესთან. მასას, რომლის სიდიდე დამოკიდებულია სიჩქარეზე, **რელატივისტური მასა** ეწოდება. (86.2) ფორმულიდან ჩანს, რომ მცირე

* აღსანიშნავია, რომ (86.2) ფორმულა აინშტაინამდე ექსპერიმენტულად მიიღო ლორენცმა, ელექტრონის მასის სიჩქარეზე დამოკიდებულების შესწავლის დროს. აინშტაინმა აჩვენა, რომ (86.2) ფორმულა გამოსახავს უნივერსალურ კანონს, რომელიც სამართლიანია ნებისმიერი ნაწილაკისა და სხეულისათვის.

** ეს „მცირე“ სიჩქარეები 100000 კმ/წმ-ის ფარგლებშია.

სიჩქარეების დროს, როცა $v \ll c$, $\frac{v^2}{c^2} \approx 0$ და რელავისტური მასა უძრაობის მასის ტოლია: $m \approx m_0$.

შესაბამისად, რელავისტური იმპულსი

$$p = m v = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (86.3)$$

რელავისტური დინამიკის ძირითად კანონს აქვს ისეთი სახე, რომლითაც თვით ნიუტონი სარგებლობდა: $\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$, მაგრამ ახლა უკვე იმპულსი (86.3) ფორმულით განისაზღვრება და არა მუდმივი (უძრაობის) მასის ნამრავლით სიჩქარეზე:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right) \quad (86.4)$$

მუდმივი ძალის ხანგრძლივი მოქმედებისას სხეულის სიჩქარის ზრდასთან ერთად იზრდება მისი მასაც, რომელიც სხეულის ინერტულ თვისებებს განსაზღვრავს. როცა $v \rightarrow c$, (86.2)-ის თანახმად, $m \rightarrow \infty$, ამიტომ აჩქარება მიისწრაფვის ნულისაკენ და სიჩქარე პრაქტიკულად აღარ იზრდება.

(86.3) და (86.4) გამომდინარეობს, რომ მცირე სიჩქარეების შემთხვევაში, როცა $v \ll c$, $p = m_0 v = m v$, ხოლო რელავისტური დინამიკის ძირითადი კანონი გადადის კლასიკური დინამიკის ძირითად კანონში: $\vec{F} = \frac{d}{dt}(m\vec{v}) = m \frac{d\vec{v}}{dt} = m\vec{a}$.

ამრიგად, კლასიკური მექანიკის კანონები შეიძლება განვიხილოთ როგორც რელავისტური მექანიკის კერძო შემთხვევა, რომელიც მართებულია სინათლის სიჩქარეზე ბევრად ნაკლები სიჩქარეებით მოძრაობის დროს.

დამუხტული ნაწილაკების ამჩქარებლების დაპროექტების დროს აუცილებელია რელავისტური მექანიკის კანონების გამოყენება*, რაც ნიშნავს იმას, რომ ერთ დროს „გზოთიკური“ ფარდობითობის თეორია ჩვენს დროში გადაიქცა საინჟინრო მეცნიერებად.

2. კავშირი მასასა და ენერგიას შორის. ფარდობითობის თეორიის უმნიშვნელოვანესი შედეგია უნივერსალური კავშირი მასასა და ენერგიას შორის. ამ კავშირის აუცილებლობა გამომდინარეობს ენერგიის მუდმივობის კანონიდან და მასის რელატივისტურობიდან. მართლაც, ვთქვათ ჭურჭელში მოთავსებული აირი

* ელექტრონების მძლავრ ამჩქარებელს შეუძლია ელექტრონის სიჩქარე გაზარდოს სიდიდემდე, რომელიც მხოლოდ ~ 40 მ/წმ-ით ნაკლებია სინათლის სიჩქარეზე. ამ დროს ელექტრონის მასა ~ 2000 -ჯერ იზრდება და აჭარბებს პროტონის მასას.

გავახურეთ, ანუ გადავეცით მას ენერგიის გარკვეული მარაგი. ეს გამოიწვევს აირის შინაგანი ენერგიის გაზრდას. მეორეს მხრივ, აირის ტემპერატურის გაზრდისას გაიზრდება მოლეკულების ქაოსური მოძრაობის სიჩქარე, რაც გამოიწვევს თითოეული მოლეკულისა და მაშასადამე, მოლიანად აირის მასის გაზრდას. ამრიგად, აირის მასასა და ენერგიას შორის არსებობს კავშირი.

დავადგინოთ ეს კავშირი რელავისტური დინამიკის ძირითად კანონზე (86.4 ფორმულა) დაყრდნობით. ვიცით, რომ $\vec{F}$ ძალის მიერ შესრულებული მუშაობა ტოლია ძალისა და $d\vec{r}$ გადაადგილების სკალარული ნამრავლის:

$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{r}) = \vec{F} \cdot d\vec{r}^*$$

ენერგიის მუდმივობის კანონის თანახმად ეს მუშაობა ხმარდება სხეულის კინეტიკური ენერგიის გაზრდას:

$$dw = dA = \vec{F} \cdot d\vec{r}.$$

შევიტანოთ $\vec{F}$ -ის მწმენელობა (86.4) ფორმულიდან:

$$dw = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \cdot \vec{v} \right) \cdot d\vec{r}$$

ან, გაწარმოების შემდეგ,

$$dw = \left(\frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{m_0 v}{c^2 (1-v^2/c^2)^{3/2}} \frac{dv}{dt} \cdot \vec{v} \right) d\vec{r}.$$

$$\text{მაგრამ } \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot d\vec{r} = \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot d\vec{v} = \vec{v} d\vec{v} = v dv \quad \text{და} \quad \frac{dv}{dt} \cdot \vec{v} d\vec{r} = dv \vec{v} \vec{v} = v^2 dv,^{**}$$

ამიტომ (გაერთმნიშვნელების შემდეგ)

$$dw = m_0 v dv \left(\frac{1}{(1-v^2/c^2)^{1/2}} + \frac{v^2}{c^2} \frac{1}{(1-v^2/c^2)^{3/2}} \right) = \frac{m_0 v}{(1-v^2/c^2)^{3/2}} dv. \quad (86.5)$$

მეორეს მხრივ, (86.2)-ის თანახმად,

$$dm = \frac{m_0 v}{c^2 (1-v^2/c^2)^{3/2}} dv \quad (86.6)$$

(86.5) და (86.6) ფორმულების შედარება გვაძლევს:

$$dw = c^2 dm. \quad (86.7)$$

* სიმარტივისათვის ფრჩხილები მოვეხსენით, როგორც ეს საერთოდ არის მიღებული.

** გავიხსენოთ სკალარულად გადამრავლების წესი.

აინშტაინმა განაზოგადა მიღებული შედეგი და მიიღო მარტივი და ზოგადი ხასიათის მეტად მნიშვნელოვანი ფორმულა (აინშტაინის ფორმულა), რომელიც ამყარებს დამოკიდებულებას ენერგიასა და მასას შორის:

$$E = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (86.8)$$

სხეულის ან სხეულთა სისტემის ენერგია უდრის მასას გამრავლებულს სინათლის სიჩქარის კვადრატზე (E -ში არ შედის პოტენციური ანუ სხეულებთან ურთიერთქმედების ენერგია). რადგან სხეულის ენერგია და რელავისტური მასა ურთიერთპროპორციული სიდიდეებია, სხეულის (სისტემის) ენერგიის ცვლილებისას იცვლება მისი მასაც:

$$d m = \frac{dE}{c^2},$$

მაგრამ c^2 ძალიან დიდი რიცხვია, ენერგიის ცვლილება ჩვეულებრივ პირობებში (ვთქვათ, გახურების ან ქიმიური რეაქციების დროს) კი – მცირე, ამიტომ მასის ცვლილებას ვერ ვამჩნევთ. მასის შესამჩნევი ცვლილება ხდება მხოლოდ ბირთვული რეაქციების დროს, რომელსაც თან ახლავს კოლოსალური რაოდენობის ენერგიის გამოყოფა*, თუმცა არც მაშინ არ არის ეს ცვლილება დიდი. მაგალითად, პიროსიმაში (იაპონია) ატომური ბომბის აფეთქებისას, რომლის დროსაც გამოყოფილი ენერგია 20000 ტონა ტრინიტროტოლუოლის (ტროტილი)** ექვივალენტური იყო, „დაიხარჯა“ მხოლოდ 1 გრამი ურანი.

აინშტაინის ეს ფორმულა ($dE = c^2 dm$), რომელიც ექსპერიმენტულად დადასტურებულია დიდი სიზუსტით, წარმოადგენს თანამედროვე ბირთვული ენერგეტიკის საფუძველს.

(86.2) ფორმულის ნიუტონის ბინომით დაშლის შედეგად მივიღებთ***:

$$m \approx m_0 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2},$$

რომლის ჩასმა (86.8)-ში გვაძლევს:

$$E \cong m_0 c^2 + \frac{m_0 v^2}{2}. \quad (86.9)$$

* საშუალო სიმძლავრის წყალბადის ბომბის აფეთქებისას დაახლოებით 10^{17} ჯოული ენერგია გამოიყოფა. ეს უფრო მეტია, ვიდრე მთელ მსოფლიოში რამდენიმე დღის განმავლობაში გამომუშავებული ელექტროენერგია.

** ძლიერი ასაფეთქებელი ნივთიერებაა, რომელიც იხმარება საარტილერიო ყუმბარებსა და საავიაციო ბომბებში.

*** $\frac{v}{c}$ -ს სიმცირის გამო $\frac{v^4}{c^2}$, $\frac{v^6}{c^2}$ და ა.შ. წევრები უკუგდებულია.

(86.9) ფორმულაში მეორე წევრი $\frac{m_0 v^2}{2}$ ჩვენთვის ცნობილი კინეტიკური ენერგიაა.

ახალი და საინტერესოა პირველი წევრი, ვინაიდან იგი გამოსახავს სხეულის ენერგიას, როცა მის სიჩქარე ნულის ტოლია (E_0). მას უძრაობის ენერგია ეწოდება:

$$E_0 = m_0 c^2 \quad (86.10)$$

მივიღეთ კლასიკური ფიზიკისათვის უჩვეულო შედეგი – ყოველ სხეულს აქვს ენერგია უკვე თავისი არსებობის ფაქტის გამო და იგი უძრაობის მასის პროპორციულია.

დავამყაროთ კავშირი სხეულის რელავისტურ იმპულსსა და ენერგიას შორის. ამისათვის (86.3) ფორმულა გავეოთ (86.8) ფორმულაზე:

$$\frac{p}{E} = \frac{v}{c^2},$$

საიდანაც

$$v = \frac{pc^2}{E} \quad (86.11)$$

ავიყვანოთ კვადრატში (86.8) ტოლობა:

$$E^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) = m_0^2 c^4, \quad \text{ანუ} \quad E^2 - \frac{E^2 v^2}{c^2} = m_0^2 c^4.$$

მიღებულ ტოლობაში შევიტანოთ v -ს მნიშვნელობა (86.11)-დან:

$$E^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4,$$

საიდანაც

$$E = c \sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}. \quad (86.12)$$

თუ $v = c$, მაშინ უძრაობის მასა $m_0 = 0$, და (86.12)-დან

$$p = \frac{E}{c} = \frac{mc^2}{c} = mc. \quad (86.13)$$

ე.ი. c სიჩქარით მოძრავი ნაწილაკის (კერძოდ, ფოტონის) იმპულსი გამოითვლება ისეთივე ფორმულით, როგორითაც ჩვეულებრივი სხეულის.

თავი XII

კვანთური ოპტიკის საფუძვლები

§87. სითბური გამოსხივება. კირჰოფის კანონი

ელექტრომაგნიტური ტალღის გამოსხივება დაკავშირებულია ელექტრული მუხტის რხევასთან (აჩქარებულ მოძრაობასთან), ამიტომ ყოველი სხეული, რომლის შემადგენელი ატომები და მოლეკულები ასრულებენ სითბურ რხევებს, ასხივებს ენერგიას ელექტრომაგნიტური ტალღების სახით. გამოსხივებას, რომელიც

ხდება სხეულის შინაგანი ენერგიის ხარჯზე, სითბური გამოსხივება ეწოდება. გამოსხივების ყველა სხვა სახე, რომლებიც გამოწვეულია ატომების სხვა სახის (სითბურის გარდა) ენერგიებით აგზნების შედეგად, გაერთიანებულია ერთი საერთო სახელწოდებით – ლუმინისცენცია. მას ჩვენ მოგვიანებით განვიხილავთ.

ტემპერატურის გაზრდით იზრდება ატომების რხევითი მოძრაობის ინტენსივობა, რაც იწვევს გამოსხივების ინტენსივობის ზრდას. ამიტომ სითბურ გამოსხივებას ტემპერატურულსაც უწოდებენ. გამოსხივების შედეგად სხეულის შინაგანი ენერგია მცირდება, ამიტომ, თუ იგი გარედან არ იღებს სითბოს – ცივდება. სითბური გამოსხივება გამოსხივების ყველაზე უფრო ზოგადი სახეა, ვინაიდან იგი დამახასიათებელია ნებისმიერი სხეულისათვის, რომლის ტემპერატურაც აბსოლუტურ ნულზე მეტია. აქვე აღვნიშნოთ, რომ მყარი სხეული 500°C -მდე ასხივებს მხოლოდ უხილავ (ინფარაწითელ) ელექტრომაგნიტურ ტალღებს. ხილული სინათლის გამოსხივებას იგი იწყებს $\sim 500^{\circ}\text{C}$ -ზე ზევით გახურების შემდეგ.

სითბური გამოსხივების დამოკიდებულება ტემპერატურაზე განაპირობებს იმას, რომ იგი გამოსხივების ერთადერთი სახეა, რომელიც შეიძლება წონასწორობაში იმყოფებოდეს გამომსხივებელ სხეულთან. ეს წონასწორობა დინამიურია და მის ყოველ დარღვევას, კვლად აღდგენა მოყვება. მაგალითად, თუ სხეული გამოასხივებს მეტ ენერგიას, ვიდრე შთანთქავს, მისი ტემპერატურა იწყებს შემცირებას, რაც გამოიწვევს გამოსხივების შესაბამის შემცირებას. ტემპერატურის შემცირება გაგრძელდება მანამ, სანამ გამოსხივებული ენერგია არ გაუტოლდება შთანთქმულს და წონასწორობა არ აღსდგება.

სითბური გამოსხივების წონასწორული ხასიათის გამო შეიძლება მის მიმართ თერმოდინამიკის კანონების გამოყენება და გარკვეული კანონზომიერებების დადგენა.

სითბურ გამოსხივებას ახასიათებენ სრული ენერგეტიკული ნათებით (R) და გამოსხივების უნარიანობით (r).

სრული ენერგეტიკული ნათება (ანუ გამოსხივების ენერგიის სიმკვრივე) ეწოდება ენერგიის იმ რაოდენობას, რომელსაც ასხივებს სხეულის ზედაპირის ფართის ერთეული დროის ერთეულში. ცხადია, R არის ტემპერატურის ფუნქცია (R_T). SI სისტემაში მისი ერთეულია $\frac{\text{ჯ}}{\text{მ}^2 \cdot \text{წმ}}$.

ცდები გვიჩვენებს, რომ ენერგიის განაწილება გამოასხივებს სპექტრში თანაბარი არ არის – ზოგ უბანზე მოდის ენერგიის მეტი რაოდენობა, ზოგზე ნაკლები. გამოსხივების სპექტრი დავყოთ მცირე $d\lambda$ უბნებად და განვსაზღვროთ ენერგიის

ის რაოდენობა $dR_{\lambda T}$, რომელიც მოდის თითოეულ უბანზე (R -ის განსაზღვრა ხდება თერმოწვეილის ან ბოლომეტრის* საშუალებით). ფარდობას

$$r_{\lambda T} = \frac{dR_{\lambda T}}{d\lambda} \quad (87.1)$$

ეწოდება **გამოსხივების უნარიანობა**, ან **გამოსხივების სპექტრული სიმკვრივე**. იგი ენერგიის იმ რაოდენობის ტოლია, რომელსაც გამოსხივებს სხეულის ზედაპირის ფართის ერთეული დროის ერთეულში სპექტრის მოცემულ ერთეულოვან უბანში. გამოსხივების თეორიის ძირითადი ამოცანაა $r_{\lambda T}$ ფუნქციის სახის დადგენა.

(87.1)-დან $dR_{\lambda T} = r_{\lambda T} d\lambda$.

სრული ენერგეტიკული ნათება, რომელიც ყველა ტალღის სიგრძეს მოიცავს, ტოლი იქნება

$$R_T = \int_0^T r_{\lambda T} d\lambda. \quad (87.2)$$

მას გამოსხივების **ინტეგრალურ სიმკვრივესაც** უწოდებენ.

გამოსხივების უნარიანობა შეიძლება გამოისახოს სიხშირის საშუალებითაც:

$$dR_{\lambda T} = dR_{\nu T} = r_{\lambda T} d\lambda = r_{\nu T} d\nu$$

მაგრამ $\lambda = \frac{c}{\nu}$, ამიტომ $\frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2} = -\frac{\lambda^2}{c}$. აქ ნიშანი მინუსი მიუთითებს იმას, რომ λ -ს

ზრდით ν მცირდება და პირიქით. მას ჩვეულებრივ, არ წერენ. ამიტომ გვექნება

$$r_{\nu T} = \frac{\lambda^2}{c} r_{\lambda T}.$$

ცდები გვიჩვენებს, რომ ყოველი სხეული ნაწილობრივ შთანთქავს მასზე დაცემული სინათლის ენერგიას. სხეულის მიერ სინათლის ენერგიის შთანთქმა ხასიათდება **შთანთქმის უნარიანობით** (α), რომელიც გვიჩვენებს, თუ **დაცემული ენერგიის რა ნაწილს შთანთქავს** მოცემული სხეული. თუ დროის ერთეულში სხეულზე დაცემულ და შთანთქმულ ენერგიებს შესაბამისად აღვნიშნავთ dW და dW_α -თი, მაშინ, განმარტების თანახმად, შთანთქმის უნარიანობა

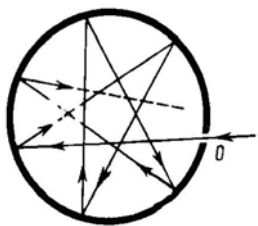
$$\alpha = \frac{dW_\alpha}{dW}.$$

α უგანზომილებო სიდიდეა. იგი დამოკიდებულია ტალღის სიგრძეზე და ტემპერატურაზე ($\alpha_{\lambda T}$).

ცხადია, რომ $\alpha_{\lambda T} \leq 1$. სხეულს, რომლის შთანთქმის უნარიანობა $\alpha_{\lambda T} = 1$, აბსოლუტურად შავი სხეული ეწოდება. ამრიგად, **აბსოლუტურად შავი სხეული**

* ბოლომეტრი ელექტრომაგნიტური ენერგიის გამზომი ხელსაწყოა, რომელსაც საფუძვლად უდევს ენერგიის შთანთქმის შედეგად თერმომგრძნობიარე ელემენტის წინააღობის ცვლილება.

ეწოდება ისეთ სხეულს, რომელიც ნებისმიერ ტემპერატურაზე მთლიანად შთანთქავს მასზე დაცემულ სინათლის ენერგიას განურჩევლად ტალღის სიგრძისა.



სურ. 87.1

აბსოლუტურად შავი სხეული ბუნებაში არ არსებობს. საკმაოდ კარგი მიახლოებით, ისიც სპექტრის გარკვეული არისათვის, ასეთ სხეულებად შეიძლება მივიჩნიოთ მური (ჭვარტლი)* და შავი ხავერდი. მაგალითად, სპექტრის ხილული ნაწილისათვის მურის შთანთქმის უნარიანობა $\alpha = 0,95$, მაშინ როდესაც შორეული ინფრაწითელი არისათვის α მნიშვნელოვნად ნაკლებია ერთზე. პრაქტიკულად აბსოლუტურად შავი სხეულის ყველაზე სრულყოფილ მოდელს წარმოადგენს კარგი მშთანთქმელი ნივთიერებით დაფარული კედლებიანი ღრუ სფერო მცირე ხვრეტით (სურ. 87.1). ასეთ ხვრეტში შესული სინათლე კედლებიდან მრავალჯერადი არეკვლის შედეგად პრაქტიკულად მთლიანად შთანთქმება და ხვრელიდან აღარ გამოვა (თითოეული არეკვლისას სხივი კარგავს ენერგიის 90%-ზე მეტს).

ნებისმიერი სხეულის გამოსხივებისა და შთანთქმის უნარიანობები ურთიერთდაკავშირებული სიდიდეებია, კერძოდ, რაც მეტია მოცემული სხეულის შთანთქმის უნარიანობა, მით მეტ სინათლეს გამოასხივებს იგი გახურებულ მდგომარეობაში. მაგ. ჭვარტლის შთანთქმის უნარიანობა დიდია, მაგრამ დიდია გახურებული ჭვარტლის ნაწილაკების მიერ გამოსხივებული სინათლაც და პირიქით, გაპრიალე-ბული ვერცხლის ზედაპირი სინათლეს თითქმის არ შთანთქავს, სამაგიეროდ გახურებულ მდგომარეობაში იგი თითქმის არ გამოასხივებს მას. სანთლის ალის მიერ სინათლის მოცემა განპირობებულია მასში ჭვარტლის ნაწილაკების არსებობით. სწორედ ეს ნაწილაკები გავარვარებულ მდგომარეობაში ასხივებენ სინათლეს. თუ ალი სუფთაა (გაზის სანთურები), მის მიერ მოცემული (გამოსხივებული) სინათლე მეტად სუსტია.

ექსპერიმენტული მონაცემებისა და თერმოდინამიკული მოსაზრების საფუძველზე,** კირხოფმა დაადგინა კანონი, რომლის თანახმადაც გამოსხივების უნარიანობის ფარდობა შთანთქმის უნარიანობასთან სხეულის გვარობაზე დამოკიდებული არ არის, ანუ ყველა სხეულისათვის ერთნაირია და

* მური არასრული წვის ან ნახშირწყალბადების თერმული დაშლის ნახშირბადიანი პროდუქტია. შედეგად შავი ფერის სფერული ნაწილაკებისაგან, რომელთა საშუალო დიამეტრი (10-40)ნმ-ია. შეიცავს 98%-ზე მეტ ნახშირბადს, (0,2-0,5)% წყალბადს, მინერალური ნივთიერებებისა და გოგირდის მცირე მინარევებს.

** კირხოფის კანონი დაფუძნებულია თერმოდინამიკის II პრინციპზე, რომლის თანახმადაც იზოლირებულ სისტემაში დამყარებული სითბური წონასწორობა არ შეიძლება დაირღვეს სისტემის ნაწილებს შორის სითბოცვლის შედეგად.

წარმოადგენს ტალღის სიგრძისა და ტემპერატურის უნივერსალურ ფუნქციას:

$$\left(\frac{r_{\lambda T}}{\alpha_{\lambda T}}\right)_1 = \left(\frac{r_{\lambda T}}{\alpha_{\lambda T}}\right)_2 = \left(\frac{r_{\lambda T}}{\alpha_{\lambda T}}\right)_3 = \dots = f(\lambda T) \quad (87.1)$$

სადაც ინდექსები 1,2,3 და ა.შ. განეკუთვნება სხვადასხვა (ნივთიერების) სხეულებს.

დავუშვათ, ერთერთი სხეული (87.1) ტოლობაში არის აბსოლუტურად შავი. მისი გამოსხივების უნარიანობა აღვნიშნოთ $u_{\lambda T}$ -ით. მაშინ, ვინაიდან ამ სხეულის შთანთქმის უნარიანობა $\alpha_{\lambda T} = 1$, გვექნება:

$$\left(\frac{r_{\lambda T}}{\alpha_{\lambda T}}\right)_1 = \left(\frac{r_{\lambda T}}{\alpha_{\lambda T}}\right)_2 = \dots = \left(\frac{r_{\lambda T}}{\alpha_{\lambda T}}\right) = u_{\lambda T} = f(\lambda T) \quad (87.2)$$

მაშასადამე, კირხჰოფის უნივერსალური ფუნქცია ყოფილა აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების უნარიანობა.

მივიღოთ კირხჰოფის კანონი. დავუშვათ, იზოლირებული სისტემა შედგება სხვადასხვა ტემპერატურის მქონე ორი სხეულისაგან, რომელთა შორის ენერგიის გაცვლა-განოცვლა ხორციელდება მხოლოდ ელექტრომაგნიტური ტალღების გამოსხივებით და შთანთქმით (ე.ი. სხეულები მოთავსებულია ადიაბატურ გარსში, რომლიდანაც ჰაერი ამოტუმბულია). რაღაც დროის შემდეგ სისტემაში დამყარდება სითბური წონასწორობა და სხეულთა ტემპერატურები გათანაბრდება. სხეულების გამოსხივებისა და შთანთქმის უნარიანობები აღვნიშნოთ შესაბამისად $r'_{\lambda T}, r''_{\lambda T}$ და $\alpha'_{\lambda T}, \alpha''_{\lambda T}$ -ით. ვთქვათ, პირველი სხეულის გამოსხივების უნარიანობა n -ჯერ მეტია, ვიდრე მეორესი:

$$r'_{\lambda T} = n \cdot r''_{\lambda T}.$$

მაშინ, მისი შთანთქმის უნარიანობაც n -ჯერ მეტი უნდა იყოს, ვიდრე მეორესი:

$$\alpha'_{\lambda T} = n \cdot \alpha''_{\lambda T},$$

წინააღმდეგ შემთხვევაში პირველი სხეული დაიწვევს გათბობას (ან გაცივებას) მეორე სხეულის ხარჯზე და მისი ტემპერატურა შეიცვლება. ეს კი ეწინააღმდეგება თერმოდინამიკის მეორე კანონს, რომლის თანახმადაც სითბო თავისთავად არ გადადის ნაკლებად თბილი სხეულიდან მეტად თბილზე.

ბოლო ორი ტოლობიდან მივიღებთ:

$$\frac{r'_{\lambda T}}{\alpha'_{\lambda T}} = \frac{r''_{\lambda T}}{\alpha''_{\lambda T}},$$

რაც წარმოადგენს კირხჰოფის კანონს ორი სხეულისაგან შედგენილი სისტემისათვის. ანალოგიური მსჯელობით მივიღებთ კანონს სხეულთა ნებისმიერი რიცხვისათვის.

§88. აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების კანონები

წინა პარაგრაფში მიღებული ფორმულა $r_{\lambda T} = u_{\lambda T} \cdot \alpha_{\lambda T}$ გვიჩვენებს, რომ თუ ვიცით აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების უნარიანობა ($u_{\lambda T}$), გამოვითვლით მას ნებისმიერი სხეულისათვის ($r_{\lambda T}$), თუ ცნობილია ამ სხეულის შთანთქმის

კოეფიციენტი ($\alpha_{\lambda T}$) (რომელიც უნდა განისაზღვროს ექსპერიმენტულად). გასაგებია ამიტომ, თუ რა დიდი მნიშვნელობა აქვს $u_{\lambda T}$ ფუნქციის სახის განსაზღვრას. მაგრამ თავიდან შესაძლებელი გახდა აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების უფრო მარტივი კანონზომიერებების დადგენა. ესენია სტეფან-ბოლცმანის კანონი და ვინის გადანაცვლების კანონი.

1. **სტეფან-ბოლცმანის კანონი.** ავსტრიელმა ფიზიკოსებმა სტეფანმა ექსპერიმენტულად (1879 წ.), ხოლო ბოლცმანმა თეორიულად (1884 წ.) დაადგინეს, რომ აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების სრული ენერგეტიკული ნათება აბსოლუტური ტემპერატურის მეოთხე ხარისხის პროპორციულია:

$$R_T = \sigma \cdot T^4 \quad (88.1)$$

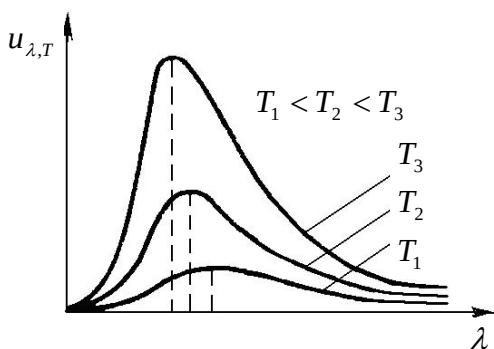
σ -ს ეწოდება სტეფან-ბოლცმანის მუდმივა. ცდით დადგენილია, რომ $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{ვტ}}{\text{მ}^2 \text{K}^4}$. კანონი მიუთითებს გამოსხივებული ენერგიის მეტად ძლიერ დამოკიდებულებას ტემპერატურაზე.

2. **ვინის გადანაცვლების კანონი:** ტალღის სიგრძე, რომელსაც შეესაბამება გამოსხივების მაქსიმუმი, აბსოლუტური ტემპერატურის უკუპროპორციულია

$$\lambda_m = \frac{b}{T}, \quad (88.2)$$

სადაც $b \approx 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ მ} \cdot \text{K}$ - ვინის მუდმივაა (დადგენილია ცდით).

ეს კანონი სრულ თანხმობაშია ცდისეულ შედეგთან (სურ. 88.1), რომელიც გვიჩვენებს, რომ ტემპერატურის ზრდით იზრდება არა მარტო გამოსხივებული ენერგიის საერთო რაოდენობა (რომელიც გრაფიკის ქვეშ მოთავსებული ფართის ტოლია), არამედ იცვლება გამოსხივების სპექტრული შემადგენლობაც, კერძოდ, T -ს ზრდით $u_{\lambda T}$ ფუნქციის მაქსიმუმი გადაინაცვლებს მარცხნივ, მოკლე ტალღებისაკენ. მართლაც, ტემპერატურის თანდათანობით ზრდით სხეული, რომელიც ასხივებდა ინფრაწითელ (უხილავ) სხივებს, იწყებს წითელი სხივების გამოსხივებას ($\sim 500\text{C}$), შემდეგ ნარინჯისფერის, ყვითელის და ბოლოს თეთრი-იისფერის.



სურ. 88.1

ვინის კანონზე დაფუძნებული გავარვარებული სხეულების (მაგ. ლითონის – სადნობ ღუმელში, აირის – ატომური აფეთქების შედეგად წარმოქმნილ ღრუბელში, ვარსკვლავების ზედაპირის და სხვ.) ტემპერატურის განსაზღვრის მეთოდი მათი გამოსხივების სპექტრის საშუალებით, რომელსაც **ოპტიკური პირომეტრია** ეწოდება. სწორედ ამ მეთოდით იყო განსაზღვრული

პირველად მზის ზედაპირის ტემპერატურა: მზის გამოსხივების სპექტრის შესწავლით დადგინდა, რომ გამოსხივების მაქსიმუმი (ატმოსფეროს მიერ სელექციური შთანთქმით გამოწვეული შესწორების გათვალისწინებით), მოდის $\lambda_m = 4,7 \cdot 10^{-7}$ მ ტალღის სიგრძეზე. მაშასადამე, (88.2)-ის თანახმად, მზის ზედაპირის ტემპერატურა

$$T = \frac{b}{\lambda_m} = \frac{2,9 \cdot 10^{-3}}{4,7 \cdot 10^{-7}} K \approx 6000 K .$$

§89. ჰიპოთეზა კვანთების შესახებ. პლანკის ფორმულა

სტეფან-ბოლცმანის და ვინის გადანაცვლების კანონები აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების კერძო კანონებია, ვინაიდან პირველი განსაზღვრავს გამოსხივების დამოკიდებულებას ტემპერატურაზე, მეორე კი მიუთითებს, თუ როგორ იცვლება ტემპერატურის ცვლილებით ტალღის სიგრძე, რომელზედაც მოდის გამოსხივების მაქსიმუმი. მაგრამ არც ერთი მათგანი არ პასუხობს ძირითად კითხვას იმის შესახებ, თუ როგორაა განაწილებული გამოსხივების სპექტრში ენერგია λ -ს მიხედვით, ანუ როგორია $u_{\lambda T}$ ფუნქციის სახე.

კლასიკურ წარმოდგენებზე დაყრდნობით, ე.ი. იმის დაშვებით, რომ ნივთიერების ატომები და მოლეკულები ენერგიას გამოასხივებენ უწყვეტად, ანუ ტალღის სახით, მიღებული იქნა გამოსხივების უნარიანობის განმსაზღვრელი შემდეგი ორი ფორმულა:

1. **ვინის ფორმულა.** თერმოდინამიკური მოსაზრებების საფუძველზე გერმანელმა მეცნიერმა ვინმა მიიღო, რომ აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების უნარიანობა

$$u_{\lambda T} = a \lambda^{-5} e^{-\frac{b}{\lambda T}}, \quad (89.1)$$

სადაც a და b მუდმივებია. აღმოჩნდა, რომ მოცემულ ტემპერატურაზე ფორმულა სამართლიანია მოკლე ტალღებისათვის (როცა λT ძალიან მცირეა). გრძელი ტალღებისათვის მისი გამოყენება იძლევა ექსპერიმენტისაგან მკვეთრად განსხვავებულ შედეგებს.

2. **რელეი-ჯინსის ფორმულა.** ინგლისელმა მეცნიერებმა რელეიმ და ჯინსმა გამოიყენეს კლასიკური სტატისტიკის დებულება თავისუფლების ხარისხთა მიხედვით ენერგიის თანაბრად განაწილების შესახებ* და მიიღეს, რომ

* მათ დაუშვეს, რომ თითოეულ ელექტრომაგნიტურ რხევაზე საშუალოდ მოდის kT ენერგია, საიდანაც $\frac{1}{2}kT$ მოდის ელექტრულ ენერგიაზე, $\frac{1}{2}kT$ – მაგნიტურზე.

$$u_{\lambda T} = 2\pi k T \lambda^{-4}, \quad (89.2)$$

სადაც k – ბოლცმანის მუდმივაა. აღმოჩნდა, რომ ფორმულა სამართლიანია მხოლოდ გრძელი ტალღებისათვის, მოკლე ტალღებისათვის (მაღალი სიხშირეებისათვის) კი აშკარად მცდარია, ვინაიდან ცდებით დადგენილია (სურ. 89.1), რომ ტალღის სიგრძის შემცირებით $u_{\lambda T}$ ჯერ იზრდება, აღწევს მაქსიმუმს და შემდეგ მცირდება, (89.2)-ის თანახმად კი λ -ს შემცირებით $u_{\lambda T}$ განუწყვეტლივ იზრდება. კიდევ მეტიც, ამ ფორმულის გამოყენებას სრული ენერგეტიკული ნათების მისაღებად მიუყვებათ აბსურდულ შედეგებამდე. მართლაც,

$$R_T = \int_0^{\infty} u_{\lambda T} d\lambda = 2\pi k T \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^4} = \infty,$$

ე.ი. აბსოლუტურად შავი სხეულის სრული ენერგეტიკული ნათება ნებისმიერ ტემპერატურაზე უნდა იყოს უსასრულოდ დიდი, მაშინ როცა, სტეფან-ბოლცმანის კანონის თანახმად, იგი ტემპერატურის მე-4-ე ხარისხის პროპორციულია.*

ამრიგად, კლასიკურმა ფიზიკამ ვერ შეძლო მოეცა $u_{\lambda T}$ ფუნქციის განმსაზღვრელი უნივერსალური კანონი (ფორმულა), რომელიც ვარგისი იქნებოდა სპექტრის ყველა უბნისათვის. აღმოჩნდა, რომ ასეთი კანონის მისაღებად საჭირო იყო ძირეული ძვრების მოხდენა ჩვენს წარმოდგენაში ატომების მიერ ენერგიის გამოსხივების მექანიზმების შესახებ. ასეთი ძირეული ძვრები მოახდინა გერმანელმა ფიზიკოსმა მაქს პლანკმა, რომელმაც გამოთქვა ჰიპოთეზა იმის შესახებ, რომ ნივთიერების ატომები სინათლეს ასხივებენ არა უწყვეტად ანუ ტალღის სახით, არამედ წყვეტილად, ენერგიის ცალკეული პორციების სახით. ენერგიის ამ ცალკეულ პორციებს კვანტები** ეწოდა. ოპტიკური დიაპაზონის შესაბამის კვანტებს ფოტონები ეწოდება. თითოეული კვანტის ენერგია გამოითვლება ფორმულით

$$\varepsilon = h\nu, \quad (89.3)$$

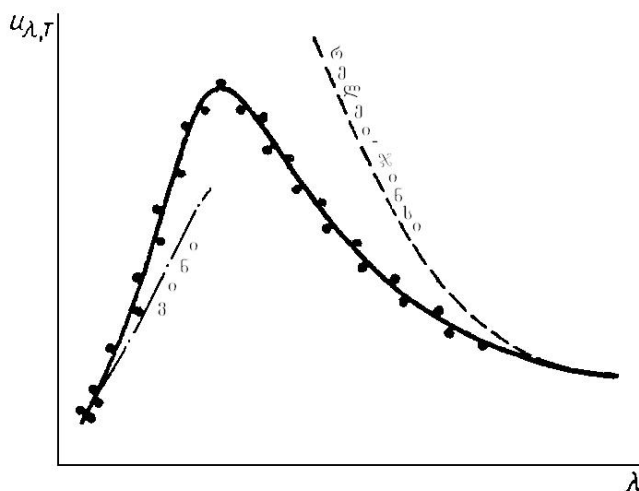
სადაც ν რხევის სიხშირეა,*** ხოლო $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ ჯ.წმ – პლანკის მუდმივა. მას მოქმედების კვანტსაც უწოდებენ, ვინაიდან აქვს მოქმედების განზომილება [ენერგია×დრო].

* ეს შეუსაბამობა ცდისეულ მონაცემებსა და თეორიას შორის მეცნიერმა ერენფესტმა ხატოვნად შეაფასა როგორც „ულტრაიისფერი კატასტროფა“, რითაც ხაზი გაუსვა, რომ ამ შეუსაბამობას ადგილი აქვს მაღალი სიხშირის (ულტრაიისფერი) გამოსხივების შემთხვევაში.

** კვანტი წარმოდგება ლათინური სიტყვიდან *quantum* –რამდენი.

*** პლანკი, ისევე, როგორც სხვა მეცნიერები მანამდე, სხეულს იხილავენ როგორც ატომური ოსცილატორების ერთობლიობას. მაგრამ „სხეულისაგან“ განსხვავებით პლანკმა ჩათვალა, რომ ატომურ ოსცილატორთა სისტემას შეიძლება გააჩნდეს ენერგიის არა ნებისმიერი, არამედ წყვეტილი, დისკრეტული მნიშვნელობები. კერძოდ, ν სიხშირით მერხვეი ატომური ოსცილატორის ენერგია (ε_ν), შეიძლება იყოს არა ნებისმიერი, არამედ ენერგიის ელემენტარული პორციის (კვანტის) ჯერადი. კვანტის ენერგია $\varepsilon = h\nu$, ამიტომ $\varepsilon_\nu = n \cdot \varepsilon$ ($n = 0; 1; 2 \dots$).

სტატისტიკური მეთოდის გამოყენებითა და სიბუთრი გამოსხივების კვანტურ მექანიზმზე დაყრდნობით პლანკმა მიიღო გამოსხივების უნარიანობის განმსაზღვრელი ცნობილი ფორმულა:



სურ. 89.1

$$u_{\lambda T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1} \quad (89.4)$$

ამ ფორმულის თეორიული გამოყვანა გერმანიის ფიზიკურ საზოგადოებას პლანკმა წარუდგინა 1900 წლის 14 დეკემბერს. ეს თარიღი ითვლება კვანტური ფიზიკის დაბადების დღედ.

(89.1) სურათზე მოცემულია ვინის, რელეი-ჯინსისა და პლანკის ფორმულების გრაფიკები. ეს უკანასკნელი გამოსახულია უწყვეტი წიხრით. წერტილებით აღნიშნულია ექსპერიმენტული მონაცემები.

როგორც სურათიდან ჩანს, ცდილებით აღნიშნულია ექსპერიმენტული მონაცემები. როგორც სურათიდან ჩანს, ცდილებით აღნიშნულია ექსპერიმენტული მონაცემები. როგორც სურათიდან ჩანს, ცდილებით აღნიშნულია ექსპერიმენტული მონაცემები.

პლანკის ფორმულის გამოყენებით ადვილად მიიღება აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების კანონები. მივიღოთ, მაგალითად, სტეფან-ბოლცმანის კანონი.

განმარტების თანახმად, აბსოლუტურად შავი სხეულის სრული ენერგეტიკული ნათება

$$R_T = \int_0^\infty u_{\lambda T} d\lambda, \quad (89.5)$$

სადაც $u_{\lambda T}$ (89.4)-ით განისაზღვრება.

შემოვიტანოთ ახალი ცვლადი

$$x = \frac{hc}{k\lambda T}; \quad (89.6)$$

მაშინ (89.4) მიიღებს სახეს:

$$u_{xT} = 2\pi hc^2 \left(\frac{kT}{hc} \right)^5 \frac{x^5}{e^x - 1} \quad (89.7)$$

გავითვალისწინოთ, რომ (89.6)-დან $\lambda = \frac{hc}{kTx}$, ხოლო $d\lambda = -\frac{hcdx}{kTx^2}$ და (89.7) შევიტანოთ

(89.5)-ში. ინტეგრირების საზღვრებს ადვილად დავადგენთ, ვინაიდან როცა $\lambda = 0$, მაშინ $x = \infty$, ხოლო, როცა $\lambda = \infty$, მაშინ $x = 0$, გვექნება:

* საინტერესოა აღინიშნოს, რომ ატომური ოსცილატორების კლასიკური ფიზიკის კანონებისადმი დამორჩილებით, პლანკი იღებდა რელეი-ჯინსის ფორმულას.

$$R_T = \int_0^\infty u_{\lambda T} d\lambda = 2\pi hc^2 \left(\frac{kT}{hc} \right)^4 \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1}.$$

ცნობილია, რომ $\int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15},$ ამიტომ

$$R_T = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} \cdot T^4$$

ტემპერატურის წინ მდგომი გამოსახულება მუდმივი სიდიდეა. აღვნიშნოთ იგი σ -თი:

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} \quad (89.8)$$

მაშინ საბოლოოდ მივიღებთ:

$$R_T = \sigma \cdot T^4,$$

რაც თანხვდება (88.1)-ს.

მნიშვნელოვანია, რომ თანხვედრას აქვს არა მარტო თვისობრივი, არამედ რაოდენობრივი ხასიათიც. მართლაც, (89.8)-ში რიცხვითი მნიშვნელობების ჩასმა

გვაძლევს: $\sigma = 5,68 \cdot 10^{-8} \frac{\text{ვტ}}{\text{მ}^2 \text{K}^4}$, რაც ზუსტად ემთხვევა ცდისეულ σ -ს.

§90. ფოტოეფექტი

იმ ოპტიკურ მოვლენათა რიცხვს, რომლებიც აიხსნება სინათლის კვანტური თეორიით, მიეკუთვნება ფოტოეფექტი და კომპტონის ეფექტი.

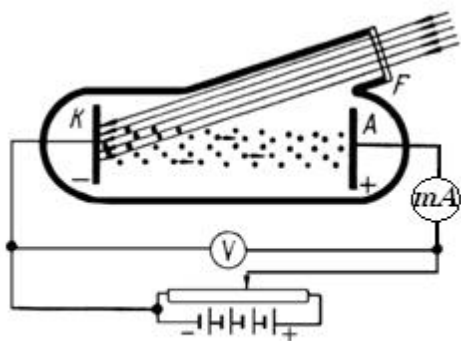
ფოტოეფექტი ეწოდება სინათლის მოქმედებით ნივთიერებიდან ელექტრონების ამოფრქვევის მოვლენას.

ეს გარე ფოტოეფექტია. იგი დამახასიათებელია კონდენსირებული გარემოსათვის (ლითონები, ნახევარგამტარები, დიელექტრიკები, სითხეები), აგრეთვე შეიძლება შემჩნეულ იქნეს აირში ცალკეულ ატომსა და მოლეკულაზე (ფოტოიონიზაცია), მაგრამ განსაკუთრებით მკაფიოდ ეს ეფექტი ვლინდება ლითონებში. ნახევარგამტარებსა და დიელექტრიკებში გარე ფოტოეფექტის გარდა ადგილი აქვს **შიგა** ფოტოეფექტსაც, როცა სინათლის მოქმედებით ბმული ელექტრონები თავისუფლებიან ატომებისაგან, მაგრამ არ ტოვებენ სხეულს და რჩებიან მასში. შედეგად იზრდება დენის მატარებლების ანუ გადამტანების (ელექტრონებისა და ხვრელების) კონცენტრაცია და შესაბამისად, სხეულის გამტარობაც. ამიტომ ხშირად შიგა ფოტოეფექტს აიგივებენ ფოტოგამტარობასთან.

ფოტოეფექტის მოვლენა აღმოაჩინა ჰერცმა (1887 წ.), რომელმაც დაადგინა, რომ ულტრაიისფერი სხივების მოქმედებით უარყოფითად დამუხრული სხეული (ვოქვათ, ელექტრომეტრის ბურთულა) სწრაფად განიმუხტება (ე.ი. კარგავს უარყოფით მუხტს), მაშინ როდესაც დადებითად დამუხტული ფირფიტა არავითარ ცვლილებას არ განიცდის. ამ მოვლენის აღმოჩენიდან 10 წლის შემდეგ, ინგლისელმა მეცნიერმა ჯ.ტომსონმა და გერმანელმა მეცნიერმა ლენარდმა, გაზომეს სინათლის

მოქმედებით ამოფრქვეული ნაწილაკების კუთრი მუხტი და დაადგინეს, რომ ეს ნაწილაკები ელექტრონებია.

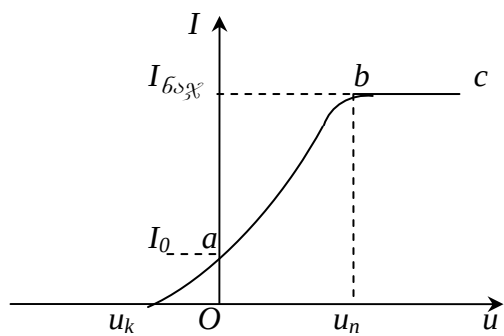
ფოტოეფექტის მოვლენას სწავლობდნენ და დაადგინეს გარკვეული კანონზომიერებები რუსი მეცნიერი სტოლეტოვი, იგივე ლენარდი და სხვები.



სურ. 90.1

ლი, ისე ულტრაიისფერი სინათლისათვის. კათოდსა და ანოდს შორის მოდებულია ძაბვა, რომლის სიდიდეს გვიჩვენებს V ვოლტმეტრი. ძაბვის ცვლა ხდება პოტენციომეტრის საშუალებით. კათოდზე სინათლის დაცემისას მისგან ამოიფრქვევა ელექტრონები, რომლებიც მიემართებიან დადებითი ანოდიდან და წრედში გაივლის ფოტოდენი, რომლის სიდიდესაც გვიჩვენებს mA მილიამპერმეტრი.

დამოკიდებულებას ფოტოდენის ძაღასა და ძაღას შორის (ვოლტამპერული მახასიათებელი) აქვს (90.2) სურათზე მოცემული სახე. სურათიდან ჩანს, რომ თავდაპირველად, ძაღვის ზრდით, იზრდება ფოტოდენის ძაღაც (ab უბანი), მაგრამ ძაღვის რაღაც u_n მნიშვნელობიდან დაწყებული, მისი შემდგომი ზრდა აღარ იწვევს ფოტოდენის ზრდას (bc უბანი), მიიღება ე.წ. ნაჯერი დენი ($I_{\text{ნაჯ}}$). ცხადია, რომ დენი მაშინ გახდება ნაჯერი, როდესაც კათოდიდან წამში ამოტყორცნილი ყველა n ელექტრონი მიაღწევს ანოდამდე წამისვე განმავლობაში, ე.ი. $I_{\text{ნაჯ}} = ne$, საღაც e – ელექტრონის მუხტია. მრავალრიცხოვანი ცდებით დადგინდა, რომ წამში ამოტყორ-



სურ. 90.2

ცნილი ელექტრონების რაოდენობა (და, მაშასადამე $I_{\text{ნაჯ}}$) პირდაპირპროპორციულია სინათლის ინტენსივობისა. ამრიგად ფოტოეფექტის პირველი კანონი შეიძლება შემდეგნაირად ჩამოყალიბდეს: ნაჯერი ფოტოდენის სიდიდე პირდაპირპროპორციულია კათოდზე დაცემული სინათლის ნაკადის ინტენსივობისა.

(90.2) სურათიდან ჩანს აგრეთვე, რომ როდესაც

ძაბვა კათოდსა და ანოდს შორის ნულის ტოლია ($u=0$), ფოტოდენის ძალა არ უდრის ნულს ($I=I_0$), რაც იმას მიუთითებს, რომ ამოტყორცნილი ელექტრონების ნაწილს გააჩნია საკმარისი კინეტიკური ენერგია იმისათვის, რათა ამაჩქარებელი ველის გარეშეც მიაღწიოს ანოდამდე. I_0 -ის მოსასპობად ელექტრონებს უნდა მოვდოთ საწინააღმდეგო მიმართულების (დამამუხრუჭებელი) ძაბვა. ამ ძაბვის თანდათანობით ზრდით I_0 თანდათან მცირდება* და მისი რაღაც u_k მნიშვნელობის დროს, რომელსაც **შემაკავებელი ძაბვა** ეწოდება, ხდება ნულის ტოლი. ცხადია, I_0 მაშინ გახდება ნულის ტოლი, როდესაც მაქსიმალური კინეტიკური ენერგიის ფოტოელექტრონებიც კი ვეღარ ძლევენ დამამუხრუჭებელ ველს, ანუ როცა შესრულდება პირობა:

$$\frac{mv_m^2}{2} = eu_k. \quad (90.1)$$

აღმოჩნდა, რომ შემაკავებელი ძაბვის მნიშვნელობა დამოკიდებულია დაცემული სინათლის ტალღის სიხშირეზე – სიხშირის ზრდით იგი იზრდება. მაშასადამე, იზრდება ამოტყორცნილი ელექტრონების მაქსიმალური კინეტიკური ენერგია. ეს დასვნა გამოსახავს ფოტოეფექტის მეორე კანონს: **კათოდიდან ამოტყორცნილი ელექტრონების მაქსიმალური კინეტიკური ენერგია პროპორციულია მასზე დაცემული სინათლის ტალღის სიხშირისა და არ არის დამოკიდებული მის ინტენსივობაზე.**

მეორე კანონიდან ფაქტიურად გამომდინარეობს ფოტოეფექტის მესამე კანონი: **არსებობს სინათლის ტალღის მინიმალური სიხშირე ν_0 (მას ეწოდება ფოტოეფექტის წითელი საზღვარი), რომლის ქვევითაც ფოტოეფექტს ადგილი აღარ ექნება, რანაირი მძლავრი სინათლის ნაკადიც არ უნდა დაეცეს კათოდს.** მართლაც, ვინაიდან $\frac{mv_m^2}{2} \sim \nu$, ν -ს შემცირებით კინეტიკური ენერგია თანდათან უნდა შემცირდეს და მისი რაღაც ν_0 მნიშვნელობისათვის გახდეს ნულის ტოლი.

ასეთია ფოტოეფექტის მოვლენასთან დაკავშირებული ცდისეული ფაქტები. ფოტოეფექტის პირველ კანონს სინათლის ტალღური თეორია ადვილად ხსნის. მართლაც, კათოდზე დაცემული სინათლის ინტენსივობის ზრდასთან ერთად

* თანდათანობითი შემცირება მიუთითებს იმას, რომ ამოფრქვეულ ელექტრონებს აქვთ სხვადასხვა კინეტიკური ენერგია, რაც იმითაა გამოწვეული, რომ სინათლის მოქმედებით ელექტრონები თავისუფლდებიან არა მარტო კათოდის ზედაპირიდან, არამედ მისი სხვადასხვა სიღრმიდანაც. ამ უკანასკნელთა ენერგიები კი ზედაპირზე ამოსვლამდე სხვა ნაწილაკებთან (იონებთან, ელექტრონებთან) შეჯახებების გამო სხვადასხვანაირად მცირდება.

გაიზრდება მის მიერ შთანთქმული სინათლის ინტენსივობა და მაშასადამე, იმ ელექტრონთა რაოდენობაც, რომლებიც შეძლებენ კათოდის ამოფრქვევას.

რაც შეეხება მეორე კანონს, იგი გაუგებარია სინათლის ტალღური თეორიის თვალსაზრისით, ვინაიდან, ამ თეორიის თანახმად, რაც მეტია სინათლის ინტენსივობა, მით მეტია მისი ელექტრული ველის ამპლიტუდა ($I \sim A^2$) და მით მეტი ძალით მოქმედებს ეს ველი ელექტრონებზე. ამიტომ სინათლის ინტენსივობის ზრდა უნდა იწვევდეს ამოტყორცნილი ელექტრონების კინეტიკური ენერგიის ზრდას, ხოლო სიხშირე გავლენას არ უნდა ახდენდეს მასზე, რაც ეწინააღმდეგება ფოტოეფექტის მეორე კანონს.

სინათლის ტალღური თეორია ვერ ხსნის ფოტოეფექტის პრაქტიკულ არაინერციულობას (უინერციულობას). მართლაც, როდესაც კათოდს ეცემა მცირე ინტენსივობის სინათლის ტალღა, იმისათვის, რომ ელექტრონმა დააგროვოს ამოტყორცნისათვის საჭირო ენერგია, გარკვეული დროა საჭირო. სინამდვილეში კი ფოტოეფექტი ხორციელდება მყისვე, სინათლის დაცემისთანავე. ამავე მოსაზრებიდან გამომდინარე ფოტოეფექტის განხორციელებისათვის გადამწყვეტი უნდა იყოს ინტენსივობის და არა სიხშირის სიდიდე, რაც ეწინააღმდეგება ფოტოეფექტის მესამე კანონს.

ფოტოეფექტის კანონები მარტივად აიხსნება სინათლის კვანტური თეორიით. როგორც ვიცით (§89), კვანტური თეორიის ფუძემდებელია პლანკი, რომელმაც (აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების სპექტრში არსებული კანონზომიერების ასახსნელად) გამოთქვა ჰიპოთეზა იმის თაობაზე, რომ ნივთიერების ატომები სინათლეს ასხივებენ არა უწყვეტად, ანუ ტალღის სახით, არამედ წყვეტილად, ენერგიის ცალკეული პორციების სახით. ენერგიის ამ ცალკეულ პორციებს კვანტები ეწოდა, ხოლო ოპტიკური დიაპაზონის შესაბამის კვანტებს – ფოტონები. თითოეული ფოტონის ენერგია გამოითვლება ფორმულით $\varepsilon = h\nu$, სადაც h - პლანკის მუდმივაა, ხოლო ν - რხევის სიხშირე.

აინშტაინმა განაზოგადა პლანკის ჰიპოთეზა, დაუშვა რა, რომ სინათლე არა მარტო გამოასხივდება, არამედ ვრცელდება და შთაინთქმება ფოტონების სახით. ამით მან საფუძველი ჩაუყარა სინათლის კვანტურ თეორიას.

ავსხნათ სინათლის კვანტური თეორიით ფოტოეფექტის კანონები:

1. ამ თეორიით სინათლის თითოეული კვანტი (ფოტონი) შთაინთქმება მხოლოდ ერთი ელექტრონით, ამიტომ ამოფრქვეული ფოტოელექტრონების რიცხვი პროპორციული იქნება შთანთქმული ფოტონების რიცხვის და მაშასადამე, კათოდზე დაცემული სინათლის ინტენსივობის (ფოტოეფექტის I კანონი).

2. ელექტრონის მიერ შთანთქმული ფოტონის ენერგიის ნაწილი ხმარდება მისი კათოდიდან გამოსვლისათვის საჭირო მუშაობის შესრულებას (A), დანარჩენი ნაწილის ხარჯზე კი იგი იძენს კინეტიკურ ენერგიას. მაშინ ენერგიის მუდმივობის კანონის თანახმად

$$h\nu = A + \frac{mv_m^2}{2} \quad (90.2)$$

(90.2) თანაფარდობას ეწოდება აინშტაინის განტოლება ფოტოეფექტისათვის. იგი გვიჩვენებს, რომ, ვინაიდან A მოცემული ლითონისათვის მუდმივია, ამიტომ $\frac{mv_m^2}{2} \sim \nu$, ე.ი. კათოდიდან ამოტყორცნილი ელექტრონის მაქსიმალური კინეტიკური ენერგია პროპორციულია მასზე დაცემული სინათლის ტალღის სიხშირის (ფოტოეფექტის II კანონი).

3. თუ სინათლის ტალღის სიხშირე იმდენად ნაკლებია, რომ $h\nu < A$, მაშინ, ცხადია, ფოტოეფექტს საერთოდ არ ექნება ადგილი, ასეთი სიხშირის რანაირი მძლავრი სინათლის ნაკადიც არ უნდა დაეცეს კათოდს (ფოტოეფექტის III კანონი) ფოტოეფექტის ზღვრული სიხშირე ν_0 (ფოტოეფექტის წითელი საზღვარი) განისაზღვრება ტოლობიდან

$$h\nu_0 = A \Rightarrow \nu_0 = \frac{A}{h}. \quad \left(\text{ან } \lambda_0 = \frac{hc}{A} \right)$$

ν_0 დამოკიდებულია კათოდის მასალის გვარობაზე და ზედაპირის მდგომარეობაზე.

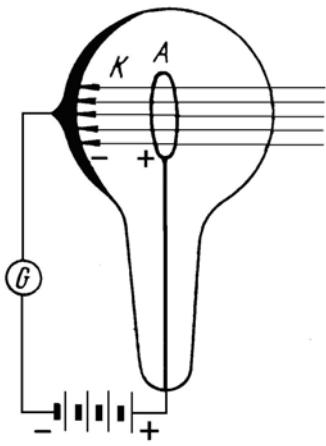
სინათლის კვანტური თეორია ადვილად ხსნის აგრეთვე ფოტოეფექტის უინერციობას. თეორიის თანახმად ეს განპირობებულია იმით, რომ სინათლის ნაწილაკებში – ფოტონებში კონცენტრირებულია დიდი ენერგია. შევაფასოთ ეს ენერგია და შევადაროთ აირის მოლეკულის საშუალო კინეტიკურ ენერგიას, რომელიც $\frac{3}{2}kT$ -ს ტოლია; უფრო სწორად განვსაზღვროთ რა ტემპერატურაზე გახდება მოლეკულის საშუალო კინეტიკური ენერგია ხილული სინათლის ($\nu \sim 10^{15} \text{ ჰც}$) შესაბამისი ფოტონის ენერგიის ტოლი. პირობის თანახმად

$$h\nu = \frac{3}{2}kT, \quad \text{საიდანაც } T = \frac{2}{3} \frac{h\nu}{k}. \quad k = 1,36 \cdot 10^{-23} \frac{\text{ჯოული}}{\text{K}},$$

ამიტომ $T \sim 10^5 \text{ K}$.

§91. ფოტოეფექტის გამოყენება. ფოტოელემენტები

ფოტოეფექტის მოვლენა უდევს საფუძვლად უაღრესად მნიშვნელოვანი ფოტოელექტრონული ხელსაწყოების მოქმედებას, რომელთაც ფოტოელემენტები ეწოდება.



სურ. 91.1

განვიხილოთ ჯერ ე.წ. ვაკუუმური ფოტოელემენტი, რომლის მოქმედება გარე ფოტოეფექტის მოვლენაზე დამყარებული. იგი წარმოადგენს სფერული ფორმის მინის ბალონს, რომლიდანაც ჰაერია ამოტუმბული. ბალონის შიგა ზედაპირის დიდი ნაწილი დაფარულია შუქმგრძნობიარე (ანუ გამოსვლის მცირე მუშაობის მქონე) ფენით, რომლის შედგენილობა იმაზეა დამოკიდებული, თუ რა სპექტრული ინტერვალისთვისაა განკუთვნილი ფოტოელემენტი.* ეს ფენა ასრულებს კათოდის როლს, ხოლო ბალონის ცენტრში მოთავსებული ლითონის რგოლი – ანოდის (კოლექტორის**) როლს (სურ.91.1). კათოდზე სინათლის დაცემისას მისგან ამოფრქვეული ელექტრონები მოძრაობენ ანოდისაკენ და წარმოქმნიან ფოტოდენს. როგორც ვიცით (§90) ნაჯერი ფოტოდენის სიდიდე პროპორციულია დაცემული სინათლის ნაკადის ინტენსივობის, ამიტომ ფოტოელემენტის პრაქტიკული გამოყენების ერთერთი მხარეა მათი საშუალებით ფოტომეტრული გაზომვების ჩატარება. ზოგჯერ, ფოტოდენის გაზრდის მიზნით იყენებენ აირის იონიზაციის მოვლენას, რისთვისაც ბალონში შეყავთ რომელიმე ინერტული აირი (არგონი ან ნეონი). კიდევ უფრო ძლიერდება დენი ე.წ. ფოტომამრაველში, რომლის მოქმედებასაც საფუძვლად უდევს მეორადი ელექტრონული ემისია.

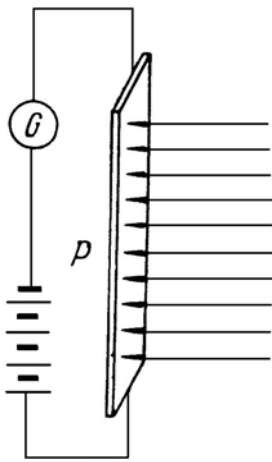
გარდა გარე ფოტოეფექტისა, არსებობს შიგა ფოტოეფექტის მოვლენაზე დამყარებული ფოტოელემენტები. ესენია ფოტორეზისტორები და ჩამკეტიანი ანუ ვენტილური*** ფოტოელემენტები. შიგა ფოტოეფექტი განსაკუთრებით ინტენსიურია ნახევარგამტარებში, რის გამოც ფოტოელემენტში უმთავრესად ისინია გამოყენებული.

ფოტორეზისტორის მოქმედების პრინციპს ადვილად დავაკვირდებით (91.2) სურათზე მოცემული სქემის საშუალებით. ვიდრე P ნახევარგამტარულ ფირფიტას სინათლე არ ეცემა, წრედში დენი (თითქმის) არ გადის. სინათლის დაცემისას კი, შიგა ფოტოეფექტის მოვლენის გამო, მასში ჩნდება დენის მატარებლები (ელექტრონები და ხვრელები) და წრედში გაივლის დენი, რომლის სიდიდე დამოკიდებულია დაცემული სინათლის ინტენსივობაზე.

* სპექტრის ხილული ნაწილისადმი ყველაზე მგრძნობიარეა ტუტე ლითონები: ნატრიუმი, კალიუმი და განსაკუთრებით ცეზიუმი. მაგრამ ამ უკანასკნელის დნობის დაბალი ტემპერატურის გამო ($28,5^{\circ}\text{C}$), მისგან ამზადებენ რთულ ფენებს, როგორებიცაა ცეზიუმ-ქანგბადი (Cs_2O), ცეზიუმ-ბისმუტი და სხვ.

** წარმოდგება ლათინური სიტყვისგან *collector* და ნიშნავს შეკრებას.

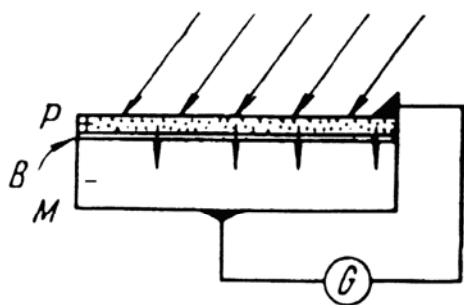
*** წარმოდგება გერმანული სიტყვისგან *Ventil* – სარქველი. ელექტრული ვენტილი საერთო სახელწოდებაა ელექტრული ხელსაწყოებისა, რომელთაც ახასიათებთ ცალმხრივი გამტარობა.



სურ. 91.2

ჩამკეთფენიანი ფოტოელემენტის სქემა მოცემულია (91.3) სურათზე. ლითონის M ფირფიტაზე დაფენილია P ნახევარგამტარის თხელი (სინათლისადმი გამჭვირვალე) ფენა. ამ ფენისა და ლითონის კონტაქტის ზონაში წარმოიქმნება ე.წ. ჩამკეტი ფენა (B), რომელსაც ახასიათებს ცალმხრივი გამტარობა:* იგი ელექტრონებს ატარებს ნახევარგამტარიდან ლითონის მიმართულებით, პირუკუ კი – არა. ნახევარგამტარის განათებისას მასში წარმოიქმნება თავისუფალი ელექტრონები (ფოტოელექტრონები), რომლებიც ქაოსური მოძრაობის შედეგად გადადიან ნახევარგამტარიდან ლითონში, უკან კი ვეღარ ბრუნდებიან. ამის შედეგად ნახევარგამტარი (რომელსაც მოაკლდა ელექტრონები) იმუხტება დადებითად, ლითონი კი უარყოფითად. წარმოქმნილი პოტენციალთა სხვაობა (რომელიც 0.1 ვოლტის რიგისაა) იწვევს დენს ფოტოელემენტის წრედში.

ამრიგად, ჩამკეტი ფენიანი (ვენტილური) ფოტოელემენტი წარმოადგენს დენის გენერატორს, რომელიც სინათლის ენერგიას უშუალოდ გარდაქმნის ელექტრულ ენერგიად.



სურ. 91.3

სილიციუმის ფოტოელემენტისაგან შედგენილი ბატარეა, რომელსაც მზის ბატარეა ეწოდება, წარმატებით გამოიყენება კოსმოსურ თანამგზავრებში და სომაღლებში იქ არსებული რადიოაპარატურის საკვებად. ამისათვის ფოტოელემენტების ზედაპირის ფართობი უნდა იყოს საკამოდ დიდი. მაგალითად, კოსმოსურ სომაღლდ „სოიუზ-3“-ზე იგი შეადგენდა $\sim 14\text{მ}^2$ -ს.

მზის ბატარეის მარგი ქმედების კოეფიციენტი აღწევს 15%-მდე. თეორიული გათვლებით შესაძლებელია მისი გაზრდა 22%-მდე. ამ მაჩვენებლის მიღწევის შემდეგ მზის ბატარეები ეკონომიკურად იმდენად ხელსაყრელი იქნება, რომ შესაძლებელი გახდება მისი გამოყენება საწარმოო და საყოფაცხოვრებო მიზნებისათვის.

ფოტოელემენტები აუცილებელი ნაწილია ფოტორელეების, რომლებიც ფართოდ გამოიყენება წარმოებაში სხვადასხვა პროცესების კონტროლის, მართვისა და ავტომატიზაციისათვის. ფოტოელემენტები ფართოდ გამოიყენება ხმოვან კინოში, კავშირგაბმულობის სხვადასხვა სისტემებში და ა.შ.

შიგა ფოტოეფექტზე დაფუძნებულ ფოტოელემენტებს აქვთ გაცილებით უფრო მეტი მგრძნობიარობა, ვიდრე გარე ფოტოეფექტზე დაფუძნებულებს. მაგრამ მათ გააჩნიათ ნაკლიც, რომელიც მათი დიდი ინერციულობით გამოიხატება. ეს

* ჩამკეტი ფენა წარმოიქმნება აგრეთვე n და p – ტიპის ნახევარგამტარების კონტაქტის ზონაში.

ნაკლი განსაკუთრებით მუდგენდება სწრაფად ცვლად პროცესებში, მაგალითად, როდესაც დაცემული სინათლის ინტენსივობა სწრაფად იცვლება.

§92. ფოტონის მასა და იმპულსი

აინშტაინის სინათლის კვანტური თეორიის თანახმად, სინათლე გამოსხივდება, ვრცელდება და შთაინთქმება ენერგიის ცაკლუელი პორციების – კვანტების ანუ ფოტონების სახით. ფოტონი ელემენტარული ნაწილაკია, რომლის ენერგია გამოითვლება ფორმულით

$$\varepsilon = h\nu = h\frac{c}{\lambda}, \quad (92.1)$$

სადაც h პლანკის მუდმივაა, ν – რხევის სიხშირე, λ – ტალღის სიგრძე.

მრავალრიცხოვანი ცდებით დადგენილია, რომ ფოტონები ნებისმიერ სისტემაში მოძრაობენ ერთადერთი (გარემოსგან დამოუკიდებლად) $c = 3 \cdot 10^8$ მ/წმ სიჩქარით. ეს თითქოს ეწინააღმდეგება ჩვენთვის ცნობილ ფაქტს, რომ ნივთიერებაში სინათლის გავრცელების (ფაზური) სიჩქარე $v = \frac{c}{n} < c$. მაგრამ ეს წინააღმდეგობა მოჩვენებითია. მართლაც სინათლის გავრცელებისას ნივთიერებაში მისი პირველივე ფენის ატომები შთანთქავენ ფოტონებს, რის გამოც ისინი აღიგზნებიან და გარკვეული დროის შემდეგ გამოასხივებენ მეორეულ ფოტონებს, რომლებიც შთანთქმებიან მეორე ფენის ატომების მიერ და ა.შ. ფენის ატომებთან ამ შეყოვნებების გამო ფოტონების (სინათლის) გავრცელების სიჩქარე ნივთიერებაში c -ზე ნაკლებია, თუმცა ფენიდან ფენამდე ისინი მოძრაობენ c სიჩქარით.

ვინაიდან ფოტონი მოძრაობს c სიჩქარით, იგი რელატივისტური ნაწილაკია, ამიტომ მისი მასისა და ენერგიის გამოსათვლელად უნდა ვისარგებლოთ ფარდობითობის თეორიიდან გამომდინარე შედეგებით. ამ თეორიის თანახმად, სხეულის მასა გამოითვლება ფორმულით:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (92.2)$$

სადაც m_0 უძრაობის მასაა, ხოლო m – v სიჩქარით მოძრავი სხეულის მასა. ვინაიდან ფოტონისთვის $v = c$, გამოდის, რომ $m = \infty$, რაც, ცხადია, უაზრობაა. ერთადერთი გამოსავალი ამ მდგომარეობიდან არის დაშვება, რომ $m_0 = 0$. ამ შემთხვევაში m -სთვის მიიღება განუსაზღვრელობა $\left(m = \frac{0}{0}\right)$, რომელსაც სხვადასხვა კონკრეტულ შემთხვევაში სხვადასხვა ამონახსნი აქვს.

პირობა $m_0 = 0$ ნიშნავს, რომ არ არსებობს უძრავი ფოტონი, იგი „გაჩენისთანავე“ იძენს c სიჩქარეს.* ნაწილაკი, რომელიც არასდროს არ შეიძლება იყოს უძრავი, არ შეიძლება მიეკუთვნოს ჩვეულებრივ ნაწილაკთა რიცხვს. ფოტონი მხოლოდ ზოგიერთი თვისებით ემსგავსება ნაწილაკს.

ფარდობითობის თეორიის თანახმად, სხეულის ენერგია

$$E = mc^2. \quad (92.3)$$

ამ ფორმულის შედარება (87.1)-თან გვაძლევს ფოტონის მასის გამოსათვლელ ფორმულას:

$$m = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}, \quad (92.4)$$

რომლის თანახმადაც ხილული სინათლის სპექტრში ყველაზე დიდი მასა აქვს „იისფერ ფოტონს“, ყველაზე პატარა – წითელს.

ცხრილში მოცემულია სხვადასხვა გამოსხივების შესაბამისი სიხშირეები და ფოტონთა მასები.

ცხრილიდან ჩანს, რომ ხილული სინათლის ფოტონის მასა მცირეა, მაგრამ ხისტი რენტგენის გამოსხივების კვანტის მასა შესადარია ელექტრონის მასისა, ხოლო γ

სხივების კვანტის მასა კიდევაც აღემატება მას.

რადგან ცნობილია ფოტონის მასა და სიჩქარე, შეიძლება განისაზღვროს მისი იმპულსი:

$$P = m \cdot c = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (92.5)$$

იმპულსი მიმართულია სინათლის სხივის გასწვრივ.

გამოსხივების სახე	ν , ჰც	m , კგ
ხილული სინათლე	$5,4 \cdot 10^{14}$	$4 \cdot 10^{-36}$
ულტრაიისფერი გამოსხივება	$3 \cdot 10^{15}$	$2,2 \cdot 10^{-35}$
ხისტი რენტგენის სხივები	$8 \cdot 10^{18}$	$6 \cdot 10^{-32}$
γ - სხივები	$3 \cdot 10^{20}$	$2,2 \cdot 10^{-30}$

§93. ლუმინესცენცია

როგორც ვიცით (§87) გამოსხივებას, რომელიც სხეულის შემადგენელი ნაწილაკების სითბური აგზნების ხარჯზე ხდება, სითბური ანუ ტემპერატურული გამოსხივება ეწოდება. გამოსხივების ინტენსივობა და სპექტრული შემადგენლობა დამოკიდებულია სხეულის ტემპერატურაზე. კერძოდ, როცა ტემპერატურა $\approx (500 - 2000)^\circ C$ ფარგლებშია, სხეული გამოასხივებს ხილულ სინათლეს. სითბური გამოსხივება გამოსხივების ყველაზე უფრო ზოგადი სახეა: ის დამახასიათებელია

* ასეთივე თვისება ელემენტარული ნაწილაკების მრავალრიცხოვანი ოჯახიდან გააჩნია მხოლოდ ნეიტრინოს.

ყველა სხეულისათვის, რომლის ტემპერატურაც აბსოლუტურ ნულზე მეტია. ამიტომ ცხადია რომ სითბურ გამოსხივებაში მონაწილეობას იღებს სხეულის შემადგენელი ყველა ნაწილაკი.

სხეულმა ხილული სინათლე შეიძლება გამოასხივოს გახურების გარეშეც – ცივ მდგომარეობაში, თუ მის ატომებს რაიმე საშუალებით ავაგზნებთ. გამოსხივების ამ სახეს **ლუმინესცენცია** ეწოდება, ხოლო სხეულებს, რომლებსაც აქვთ ცივი ნათების მოცემის უნარი – **ლუმინოფორები ან ფოსფორები**. უმრავლეს შემთხვევაში ფოსფორებს წარმოადგენს მეტალებისა და მეტალოიდების ქიმიური ნაერთები. ასეთი კრისტალოფოსფორების ტიპური წარმომადგენელია გოგირდოვანი თუთია (ZnS), გოგირდოვანი კადმიუმი (CdS) და სხვ. ლუმინესცენციის გამომწვევი საშუალება სხვადასხვაა: სინათლის მოქმედება (ფოტოლუმინესცენცია), დაბომბვა ელექტრონებით ან სხვა დამუხტული ნაწილაკებით (კათოდოლუმინესცენცია), ზოგიერთი ქიმიური რეაქციები (ქემილუმინესცენცია) და სხვ. სითბური გამოსხივებისაგან განსხვავებით, ლუმინესცენციას განაპირობებს სხეულის შემადგენელი ნაწილაკების შედარებით მცირე რაოდენობა, რომელიც აიგზნება ზემოთ ჩამოთვლილი საშუალებებით.

მოცემულ პარაგრაფში განვიხილავთ ფოტოლუმინესცენციას. საერთოდ, ლუმინესცენციისათვის დამახასიათებელია შემდგომნათება: ლუმინოფორი ასხივებს სინათლეს მასზე ამგზნები საშუალების მოქმედების შეწყვეტის შემდეგაც. იმისდა მიხედვით, თუ როგორია შემდგომნათების ხანგრძლივობა, განასხვავებენ ორი სახის ლუმინესცენციას:

1. ფლუორესცენცია, როცა შემდგომნათების ხანგრძლივობა შეადგენს $\sim 10^{-6}$ წამს და ყოველ შემთხვევაში ერთ წამს არ აღემატება, ე.ი. პრაქტიკულად ქრება ამგზნების მოქმედების შეწყვეტისთანავე. 2. ფოსფორესცენცია, როცა შემდგომნათების ხანგრძლივობა წამებით, წუთებით და ხშირად საათებითაც განისაზღვრება.

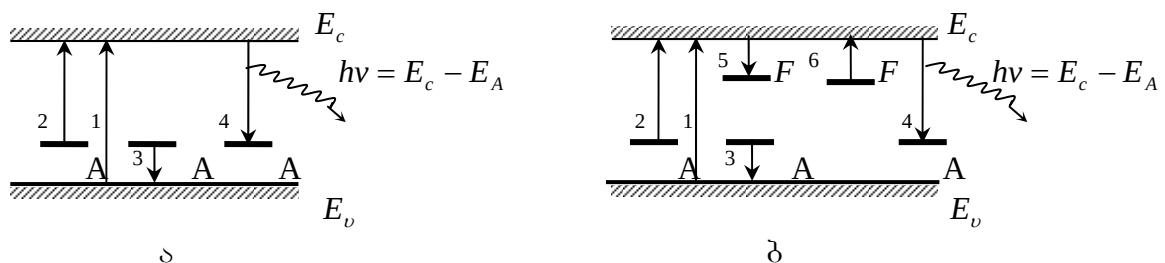
ლუმინოფორის მიერ სინათლის გამოსხივება სამი სტადიისაგან შედგება:

1. სხეულის მიერ ამგზნები საშუალების, ვთქვათ სინათლის, ენერგიის შთანთქმა, 2. ამ ენერგიის გადატანა და დაგროვება, 3. დაგროვილი ენერგიის გამოსხივება სინათლის სახით.

ცდებით დადგენილია, რომ ლუმინესცენცია დაკავშირებულია კრისტალური სტრუქტურის დეფექტებთან. სხეული, რომლის კრისტალური სტრუქტურა იდეალურია, ლუმინესცენციის უნარს არ ამჟღავნებს. მაშასადამე, ასეთი უნარის მისანიჭებლად სხეულში ხელოვნურად უნდა შევქმნათ დეფექტები. ყველაზე უფრო ეფექტურ დეფექტს წარმოადგენს კრისტალში შეყვანილი მინარევეული ატომები. მათ **აქტივატორები** ეწოდება. აქტივატორების რაოდენობა კრისტალში ძალიან

მცირეა – პროცენტის მეასედი და მეათასედი ნაწილებით განისაზღვრება. აქტივატორებად, როგორც წესი, გამოიყენება მძიმე ელემენტები – Ag, Cu, Bi, Mn და სხვ. ხანგრძლივი შემდგომნათების (ფოსფორესცენციის) მისაღებად კრისტალში მარტო აქტივატორების შეტანა არ კმარა. ის აუცილებლად უნდა შეიცავდეს ელექტრონების ჩამჭერ ცენტრებს ანუ მახეებს. ჩამჭერი ცენტრები წარმოადგენს შეუვსებელ ლოკალურ დონეებს, რომლებიც განლაგებულია გამტარობის ზონასთან ახლოს. ამ დონეებს ქმნის როგორც მინარევული ატომები, ასევე (უმეტესად) უარყოფითი იონების (მეტალოიდების) ვაკანსიები. მანძილი ლოკალური დონიდან გამტარობის ზონის ფსკერამდე განსაზღვრავს ჩამჭერი ცენტრის სიღრმეს.

მიუხედავად იმისა, რომ ლუმინესცენცია ერთ-ერთი უძველესი კვანტურ-მექანიკური მოვლენაა, რომელსაც დიდი პრაქტიკული გამოყენება აქვს, დღემდე არ არის შექმნილი სრულყოფილი თეორია, რომელიც ასხნიდა ამ მოვლენის ყველა თავისებურებას. (93.1) სურათზე მოცემულია კრისტალოფოსფორის ერთ-ერთი შესაძლო ენერგეტიკული სქემა, რომლის საშუალებითაც შეიძლება აიხსნას ლუმინესცენციის მექანიზმი, ამასთან 93.1 ა შეესაბამება ფლუორესცენციის მექანიზმს, ხოლო 93.1 ბ – ფოსფორესცენციის მექანიზმს. ნახაზზე აქტივატორის დონე აღნიშნულია A -თი, ხოლო ჩამჭერი ცენტრების დონე F -ით. F -ის სიღრმე შეიძლება იყოს სხვადასხვა.



სურ. 93.1

დაუშვათ, კრისტალოფორს დაცა სინათლე. სინათლის ენერგიის შთანთქმა იწვევს შიგა ფოტოეფექტს. ამ დროს ელექტრონები გადადიან გამტარობის ზონაში (თავისუფლდებიან), როგორც სავალენტო ზონიდან (ეს გადასვლა სქემაზე აღნიშნულია ისრით 1), ისე აქტივატორის ლოკალური დონეებიდან (გადასვლა 2). ამის შედეგად სავალენტო ზონაში წარმოიქმნება ხვრელები, რომელთა შევსება ელექტრონებით ხდება აქტივატორის დონეებიდან (გადასვლა 3). გამტარობის ზონაში მოხვედრილი ელექტრონები თავისუფლად მოძრაობს კრისტალში მოცულობაში მანამ, სანამ არ შეხვდება აქტივატორის იონებს და რეკომბინირდება მათთან. ენერგეტიკულ სქემაზე ეს ნიშნავს ელექტრონის გადასვლას გამტარობის ზონიდან აქტივატორის A დონეზე (გადასვლა 4). ამ გადასვლას თან სდევს სინათ-

ლის კვანტის გამოსხივება. ცხადია, რომ შემდგომნათების დრო დამოკიდებულია აქტივატორის აგზნებულ (იონიზებულ) მდგომარეობაში ყოფნის ხანგრძლივობაზე, ეს კი ძალიან მცირეა (10^{-6} წმ-დან ერთ წამამდე).

განხილული მაგალითიდან ნათელია, რომ ხანგრძლივი შემდგომნათების (ფოსფორესცენციის) მისაღებად საჭიროა გავზარდოთ აქტივატორის აგზნებულ მდგომარეობაში ყოფნის დრო, ე.ი. ხელი შევუშალოთ განთავისუფლებული ელექტრონების რეკომბინაციას აქტივატორის იონებთან (გადასვლა 4). ამისათვის კრისტალოფორში ქმნიან F ჩამჭერ ცენტრებს (სურ. 93.1ბ). ახლა უკვე გამტარობის ზონაში მოხვედრილი ელექტრონების მხოლოდ ნაწილი გადადის აქტივატორის დონეზე, დანარჩენები კი ჩაიჭირებიან F ცენტრების მიერ (გადასვა 5). F ცენტრებში ჩაჭერილი ელექტრონები, კარგავს – რა ძვრადობას, ვეღარ ხვდება აქტივატორის იონებს. ამრიგად, გადასვლა $F \rightarrow A$ გამორიცხულია. ჩაჭერილი ელექტრონების A დონეზე გადასასვლელად საჭიროა მათი წინასწარი განთავისუფლება, ე.ი. გამტარობის ზონაში გადაყვანა (გადასვლა 6). ასეთი გადასვლისათვის საჭირო ენერგიას ელექტრონი იღებს მესრის სითბური რხევების ხარჯზე. განთავისუფლებული ელექტრონები რეკომბინირებენ აქტივატორის იონებთან (გადასვლა 4) ან მყისვე, ან F დონეებზე ხელახალი გადასვლების შემდეგ. ამრიგად, მახეები წარმოადგენს ცენტრებს, რომლებშიც ხდება შთანთქმული სინათლის ენერგიის გადატანა და დაგროვება.

F ცენტრებში ელექტრონების ყოფნის დრო, ე.ი. ფოსფორესცენციის ხანგრძლივობა, ცხადია, განისაზღვრება F დონის სიღრმით და სხეულის ტემპერატურით – რაც ნაკლებია დონის სიღრმე და მეტია ტემპერატურა, მით მცირეა შემდგომნათება და პირიქით (ეს დრო პროპორციულია ბოლცმანის ფაქტორის $e^{\frac{E_F}{kT}}$, სადაც E_F მახის სიღრმეა, T სხეულის ტემპერატურა).

როგორც ვნახეთ, კრისტალოფოსფორის ნათებას ადგილი აქვს ელექტრონების გადასვლისას გამტარობის ზონიდან აქტივატორის დონეზე. ამიტომ აქტივატორის ატომებს ხშირად **ნათების ცენტრებს** უწოდებენ.

ცდები გვიჩვენებს, რომ ელექტრონის გადასვლას აგზნებული მდგომარეობიდან ნორმალურში ყოველთვის არ სდევს თან სინათლის გამოსხივება (ლუმინესცენცია). უფრო ხშირად ასეთი გადასვლების დროს წარმოიქმნება მხოლოდ ფონონები, ე.ი. შთანთქმული სინათლის ენერგია მიდის კრისტალის გათბობაზე. მეარი სხეულის თანამედროვე თეორიას ჯერჯერობით არ შეუძლია წინასწარ განსაზღვროს თუ მოცემულ სხეულში როგორი მინარევების შეყვანა მოგვცემს ლუმინესცენციის ეფექტს, როგორისა კი გამოიწვევს ფონონების წარმოქმნას. განსაკუთრებით დიდი ყურადღება უნდა მიექცეს კრისტალოფოსფორის სისუფთავეს,

ვინაიდან მინარევების უმნიშვნელო რაოდენობასაც კი ($<10^{-4}\%$) შეუძლია გამოიწვიოს ლუმინესცენციის სრული ჩაქრობა.

ლუმინესცენციას მრავალმხრივი პრაქტიკული გამოყენება აქვს. ლუმინოფორების საშუალებით შეიძლება უხილავი გამოსხივების ხილულ სინათლედ გარდაქმნა. ეს ხდება ე.წ. დღის სინათლის ნათურაში, რომელიც შედგება მილისაგან, რომლის შიგა ზედაპირი დაფარულია ლუმინოფორის თხელი ფენით და, რომელიც ავსებულია ვერცხლისწყლის ორთქლით. ელექტრული განმუხტვის დროს ვერცხლისწყლის ატომების მიერ გამოსხივებული უხილავი ულტრაიისფერი გამოსხივება გარდაიქმნება ხილულ სინათლედ, რომლის სპექტრული შემადგენლობა შეიძლება შეიცვალოს ლუმინოფორის შერჩევით. ასეთი ნათურები ეკონომიური თვალსაზრისით ბევრად უფრო ხელსაყრელია ვარგარნათურებთან შედარებით. ლუმინესცენციის მოვლენა გამოიყენება ელექტრონულ-სხივურ მილაკებში, ელექტრონულ მიკროსკოპებში და სხვ.

§94. კომპტონის ეფექტი

ელექტრომაგნიტური გამოსხივების კვანტური ბუნების ერთ-ერთი მკაფიო დადასტურებაა ამერიკელი ფიზიკოსის კომპტონის მიერ 1923 წელს აღმოჩენილი მოვლენა. იგი ახდენდა მაღალი ენერგიის რენტგენის სხივებით მსუბუქ ნივთიერებათა (პარაფინი, გრაფიტი, ლითიუმი) დასხივებას და იკვლევდა გაბნეული სხივების სპექტრს. მრავალრიცხოვანი ცდების საფუძველზე კომპტონმა დაადგინა, რომ გაბნეულ რენტგენის სხივებში ზოგიერთი ტალღის სიგრძე უდრის დაცემული სხივების ტალღის სიგრძეს, ხოლო ზოგიერთის – მასზე მეტია.

გაბნევის შედეგად რენტგენის სხივების ტალღის სიგრძის ზრდას კომპტონის ეფექტი ეწოდება. აღსანიშნავია, რომ გაბნევის შედეგად ტალღის სიგრძის ცვლილება დამოკიდებულია გაბნევის Θ კუთხეზე და არ არის დამოკიდებული ნივთიერების გვარობაზე, რაც მიუთითებდა იმაზე, რომ გაბნევა ხდება ელექტრონებზე.

ფოტოეფექტის მსგავსად კომპტონის ეფექტიც ვერ აიხნება გამოსხივების ელექტრომაგნიტური თეორიით, ვინაიდან ამ თეორიის თანახმად ელექტრონი დაცემული ტალღის ცვლადი ელექტრული ველის გავლენით იწყებს იძულებით რხევას რის შედეგადაც გამოასხივებს (გააბნევს) იმავე სიხშირის მეორად ტალღას.

ეფექტის ასახსნელად კომპტონმა გამოიყენა გამოსხივების კვანტური ბუნება, ე.ი. დაუშვა, რომ რენტგენის სხივები წარმოადგენს ფოტონების ნაკადს, რომელთაც, ისევე როგორც ყველა ნაწილაკს, გააჩნია ენერგია $\left(\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}\right)$ და იმპულსი

$\left(p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}\right)$. ამიტომ ფოტონების გაბნევა ელექტრონებზე შეიძლება განვიხილოთ ბილიარდის ბირთვების დრეკადი დაჯახების (შეხლის) მაგალითზე. განსხვავება ისაა, რომ თუ შეჯახებისას ბირთვის ენერგია მცირდება მისი სიჩქარის შემცირების ხარჯზე, კვანტის ენერგია, ვინაიდან მას ერთადერთი c სიჩქარე გააჩნია, შეიძლება შემცირდეს მხოლოდ სიხშირის შემცირების, ან რაც იგივეა, ტალღის სიგრძის გაზრდის ხარჯზე*.

გამოვიყენოთ ტალღის სიგრძის ცვლილების ($\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$) გაბნევის Θ კუთხეზე დამოკიდებულების ფორმულა. ამისათვის გამოვიყენოთ ენერგიისა და იმპულსის მუდმივობის კანონები. ამასთან, უნდა გავითვალისწინოთ, რომ მსუბუქ ნივთიერებათა ატომებში ელექტრონის ბმის ენერგია ბევრად ნაკლებია იმ ენერგიაზე, რომელსაც ელექტრონი იძენს მასზე ფოტონის დაჯახებისას, რის გამოც შეჯახებამდე ელექტრონი შეიძლება განვიხილოთ როგორც თავისუფალი და უძრავი. გარდა ამისა, ვინაიდან შეჯახების შედეგად ელექტრონი იძენს ძალიან დიდ სიჩქარეს, უნდა გავითვალისწინოთ გაბნეული ელექტრონის მასის სიჩქარეზე დამოკიდებულება. ამრიგად გვექნება:

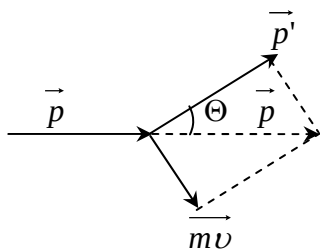
$$\frac{hc}{\lambda} + m_0c^2 = \frac{hc}{\lambda'} + mc^2; \quad (94.1)$$

$$\vec{p} + 0 = \vec{p}' + m\vec{v}; \quad (94.2)$$

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (94.3)$$

სადაც $\frac{hc}{\lambda}$ და $\vec{p}$ დაცემული, ხოლო $\frac{hc}{\lambda'}$ და $\vec{p}'$ გაბნეული კვანტის ენერგია და იმპულსია. m_0c^2 უძრავი ელექტრონის ენერგიაა, ხოლო mc^2 და $m\vec{v}$ - ფოტონის დაჯახების შედეგად შეძენილი ენერგია და იმპულსი.

ვისარგებლოთ იმპულსის მუდმივობის ვექტორული დიაგრამით (სურ. 94.1) და გამოვიყენოთ კოსინუსების თეორემა:



სურ. 94.1

$$(mv)^2 = p^2 + p'^2 - 2pp'\cos\Theta$$

$$\text{ან } (mv)^2 = \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{h}{\lambda'}\right)^2 - 2\frac{h^2}{\lambda\lambda'}\cos\Theta \quad (94.4)$$

(94.1) ტოლობა შევკვეცოთ c -ზე და ავიყვანოთ კვადრატში:

* ელექტრონთან შეჯახებისას რენტგენის კვანტი მას გადასცემს თავისი ენერგიის ნაწილს. მოვლი ენერგიის გადაცემა ეწინააღმდეგება ენერგიისა და იმპულსის მუდმივობის (შენახვის) კანონებს.

$$(mc)^2 = \left(\frac{h}{\lambda} - \frac{h}{\lambda'} + m_0 c \right)^2 = \frac{h^2}{\lambda^2} + \frac{h^2}{\lambda'^2} - \frac{2h^2}{\lambda\lambda'} + 2hm_0 c \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) + m_0^2 c^2$$

მიღებულ ტოლობას წვერწვერად გამოვაკლოთ (94.4) ტოლობა:

$$m^2(c^2 - v^2) = m_0 c^2 - 2 \frac{h^2}{\lambda\lambda'} (1 - \cos \Theta) + 2hm_0 c \frac{\Delta\lambda}{\lambda\lambda'} \quad (94.5)$$

(94.3)-დან $m_0^2 = m^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)$, ან $m_0^2 c^2 = m^2 (c^2 - v^2)$, რომლის ჩასმით (94.5)-ში საბოლოოდ მივიღებთ:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \Theta) = \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\Theta}{2} \quad (94.6)$$

მუდმივ სიდიდეს $\lambda_k = \frac{h}{m_0 c}$ აქვს სიგრძის განზომილება, მას ეწოდება კომპტონის

ტალღის სიგრძე ნაწილაკისა, რომლის მასა m_0 . ელექტრონისათვის $\lambda_k = 2,42 \cdot 10^{-12}$ მ.

(94.6) ფორმულა ადასტურებს კომპტონის მიერ ცდით მიღებულ შედეგებს იმის თაობაზე, რომ ტალღის სიგრძის ცვლილება დამოკიდებულია გაბნევის Θ კუთხეზე და არ არის დამოკიდებული ნივთიერების გვარობაზე, რაც მეტყველებს ფორმულის გამოყვანის დროს გაკეთებული დაშვებების სასარგებლოდ.

გაბნეული სხივების შემადგენლობაში დაცემული სხივის ტალღის არსებობა იმით აიხსნება, რომ ფოტონები ეჯახებიან არა მარტო იმ ელექტრონებს, რომლებიც ბირთვთან სუსტად არიან დაკავშირებულნი („თითქმის თავისუფალი ელექტრონები“), არამედ ბირთვთან ძლიერად დაკავშირებულ ელექტრონებსაც (შიგა ელექტრონები). ამ შემთხვევაში ისინი ცვლიან ენერგიას და იმპულსს ატომთან, როგორც მთლიანთან. ვინაიდან ატომის მასა გაცილებით მეტია ელექტრონის მასაზე, ამიტომ მას გადაეცემა ფოტონის ენერგიის ძალიან მცირე ნაწილი, რის გამოც λ' პრაქტიკულად არ განსხვავდება λ -სგან. გამბნევი ნივთიერების ატომური მასის გადიდებით იზრდება ბირთვთან ძლიერად დაკავშირებული ელექტრონების რიცხვიც, რაც იწვევს კომპტონისეული გაბნევის ინტენსივობის შემცირებას.

თუ ფოტოეფექტის მოვლენით დადასტურდა, რომ ფოტონს აქვს $\varepsilon = h\nu$ ენერგია, კომპტონის ეფექტი არის ექსპერიმენტული მტკიცება იმისა, რომ ფოტონს გააჩნია $p = \frac{h}{\lambda}$ იმპულსი.

ფოტოეფექტი და კომპტონის ეფექტი არის ბრწყინვალე დადასტურება ენერგიისა და იმპულსის მუდმივობის კანონების მართებულობისა მიკროსამყაროში მიმდინარე ელემენტარული პროცესებისათვის.

ატომისა და ატომბირთვის ფიზიკის საფუძვლები

თავი XIII

ატომის აგებულება. ბორის თეორია

§95. რეზონანსის ცდა. ატომის აგებულების ბირთვული მოდელი

სიტყვა ატომი ბერძნული წარმოშობისაა და ნიშნავს განუყოფელს. ძველი ბერძენი მეცნიერები (ლევკიპი, დემოკრიტე და სხვ.) ფიქრობდნენ (თვლიდნენ), რომ ყოველი ნივთიერება შედგება უმცირესი ნაწილაკებისაგან – ატომებისაგან, რომელთა შემდგომი გაყოფა აღარ ხდება (შეუძლებელია). შეხედულება ატომის განუყოფადობის შესახებ ძალაში იყო მრავალი საუკუნის მანძილზე, მაგრამ მე-19-ე საუკუნის ბოლოსათვის დაგროვდა მთელი რიგი ფაქტები*, რომლებიც ცხადყოფდნენ, რომ ატომი რთული აგებულებისაა, იგი შედგება დადებითად და უარყოფითად დამუხტული ნაწილაკებისაგან. ცხადია, მეცნიერების წინაშე დაისვა საკითხი იმის შესახებ, თუ როგორ არიან ეს ნაწილაკები განაწილებული ატომში, ანუ როგორია ატომის აგებულება.

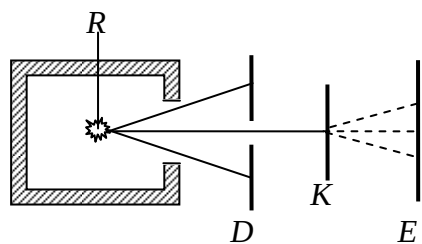
ატომის აგებულების პირველი მოდელი მოგვცა 1903 წელს ინგლისელმა ფიზიკოსმა ჯ. ჯ. ტომსონმა, რომელმაც აღმოაჩინა ელექტრონი. ტომსონის თანახმად, ატომი წარმოადგენს თანაბრად დამუხტულ დადებით სფეროს, რომლის შიგნით განთავსებულია ელექტრონები იმ რაოდენობით, რომ ატომი მთლიანობაში ელექტრონეიტრალური იყოს. დადებითი მუხტის გავლენით ელექტრონები ირხევიან წონასწორობის მდებარეობის მახლობლად, რაც განაპირობებს ატომის მიერ ელექტრომაგნიტური ტალღის (სინათლის) გამოსხივებას. ტომსონის მოდელი საშუალებას იძლევა განისაზღვროს აგრეთვე ატომის ზომა ($r \approx 10^{-10}$ მ), რომელიც კარგ თანხმობაშია მოლეკულურ-კინეტიკური წარმოდგენების საფუძველზე მიღებულ შედეგთან.

მიუხედავად ამისა, ატომის აგებულების ტომსონისეული მოდელის სისწორე იმთავითვე იწვევდა ეჭვს, ვინაიდან დადებით და უარყოფით მუხტებს მიეწერებოდათ სხვადასხვა ბუნება: უარყოფითი მუხტები არსებობენ ცალკეული ნაწილაკების – ელექტრონების სახით, დადებითი მუხტი კი უწყვეტადაა განაწილებული

* ამ ფაქტებიდან გამომდინარე რადიოაქტიურობა (§110) და ჯ.ჯ.ტომსონის მიერ ელექტრონის, როგორც ატომის შემადგენელი ნაწილაკის აღმოჩენა (1897 წ.). ატომი ელექტრონეიტრალური სისტემაა, ამიტომ იგი, უარყოფით ნაწილაკებთან – ელექტრონებთან ერთად, აუცილებლად უნდა შეიცავდეს დადებით მუხტსაც (დადებით ნაწილაკებსაც).

გაცილებით დიდ მოცულობაში. რა აკავებს ამ დადებით მუხტებს, რატომ არ გაიტყორცნიან ისინი კულონის ძალის მოქმედებით?

ამიტომ ბუნებრივია, რომ ატომის აგებულების დადგენის მიზნით ინტენსიური გამოკვლევები მიმდინარეობდა ტომსონის მოდელის გამოქვეყნების შემდეგაც. ატომის აგებულების შესახებ თანამედროვე წარმოდგენის საფუძველი გახდა რეზერფორდისა და მისი მოწაფეების გეიგერისა და მარსდენის მიერ 1906-1911 წლებში ჩატარებული ცდების შედეგები α -ნაწილაკების გაბნევაზე, რომელმაც აჩვენა, რომ ტომსონის მოდელი მცდარია მის ყველაზე მთავარ საკითხში. კერძოდ, მცდარია დაშვება, რომ დადებითი მუხტი თანაბრადაა განაწილებული ატომის მთელ მოცულობაში. რეზერფორდის ცდის სქემა მოცემულია 95.1 სურათზე. ტყვიის კონტეინერში მოთავსებულია α -ნაწილაკების წყარო – R რადიოაქტიური პრეპარატი. პრეპარატის მიერ გამოსხივებული α -ნაწილაკები, D დიაფრაგმით გამოიყოფა ვიწრო კონის სახით და ეცემა გოგირდოვანი თუთიით (ZnS) დაფარულ ნახევრადგამჭვირვალე E ეკრანს, რომელზეც α -ნაწილაკებით გამოწვეული ხანმოკლე ნათებების (სცინტილაციების) შედეგად მიიღება ხვრელის ზომის შესაბამისი ნათელი ლაქა. მისი დამზერა ხდება მიკროსკოპის საშუალებით. როდესაც α -ნაწილაკების გზაზე ათავსებდნენ ოქროს თხელ ($d \approx 1$ მკმ სისქის) ფირფიტას – K კილიტას, ხდებოდა მნათი ლაქის გაფართოება, რაც გამოწვეული იყო კილიტაში გავლის შედეგად α -ნაწილაკების გადახრით საწყისი მიმართულებიდან, ანუ მათი გაბნევით. ზოგიერთი ნაწილაკის გადახრის კუთხე 90° და მეტიც იყო (დანადგარი ისე იყო მოწყობილი, რომ შესაძლებელი იყო დიდი კუთხით გაბნეული ნაწილაკების დამზერაც). მთელი დანადგარი მოთავსებული იყო ჭურჭელში, საიდანაც ჰაერი იყო ამოტუმბული.



სურ. 95.1

ცდამ აჩვენა, რომ α -ნაწილაკების უმრავლესობა ფირფიტაში გადიოდა მიმართულების შეუცვლელად, ანუ გაბნევის გარეშე, ხოლო გაბნეული ნაწილაკების რიცხვი გაბნევის კუთხის ზრდასთან ერთად მკვეთრად მცირდებოდა. იმ ნაწილაკების რაოდენობა, რომელთათვისაც გაბნევის კუთხე $\sim 180^\circ$ -ია, იყო

ძალზე მცირე (~ 20000 ნაწილაკიდან მხოლოდ ერთი ბრუნდებოდა უკან). როგორ შეიძლება მიღებული შედეგის ახსნა? α -ნაწილაკი არის ჰელიუმის ორჯერ იონიზებული ატომი (ანუ ჰელიუმის ატომბირთვი). მისი მუხტი $2e$ -ს ტოლია, ხოლო მასა დაახლოებით 8000-ჯერ მეტია ელექტრონის მასაზე. ამიტომ ცხადია, ელექტრონს არ შეუძლია α -ნაწილაკის გზის შესამჩნევი გამრუდება. მაშასადამე,

α -ნაწილაკების გაბნევის მიზეზია ატომის დადებითი მუხტი და ვინაიდან გაბნევის კუთხის ზრდასთან ერთად გაბნეული ნაწილაკების რიცხვი მკვეთრად მცირდება, კერძოდ, უკან დაბრუნებული ნაწილაკების რაოდენობა არის მეტისმეტად მცირე, ამიტომ ამ დადებითი მუხტის მოცულობა უნდა იყოს ძალიან მცირე.* ასეთი მსჯელობის საფუძველზე რეზერფორდი მივიდა ატომის ბირთვის არსებობის იდეამდე, ანუ ატომში ისეთი მეტისმეტად მცირე ზომის სხეულის არსებობის იდეამდე, რომელშიც კონცენტრირებულია ატომის მთელი დადებითი მუხტი და თითქმის მთელი მასა.** სხვადასხვა კუთხით გაბნეული ნაწილაკების რიცხვის დათვლით რეზერფორდმა დაადგინა ბირთვის ზომაც – მისი რადიუსი 10^{-15} მ-ის რიგისაა, ე.ი. 100000-ჯერ ნაკლებია ატომის რადიუსზე, რომელიც 10^{-10} მ-ის რიგისაა. ამის შედეგად რეზერფორდმა მოგვცა ატომის აგებულების ბირთვული მოდელი, რომლის თანახმადაც,

ატომი შედგება დადებითად დამუხტული ბირთვისაგან და მის ირგვლივ ორბიტებზე მბრუნავი ელექტრონებისაგან.***

ელექტრონების რიცხვს ატომში განსაზღვრავს ელემენტის Z რიგითი ნომერი მენდელეევის პერიოდულ სისტემაში. ვინაიდან ატომი ელექტრონეიტრალურია, ცხადია, ბირთვის მუხტი $+Ze$ -ს ტოლია.****

ატომის აგებულების ბირთვულ მოდელს, მზის სისტემის აღნაგობასთან მსგავსების გამო, ზოგჯერ **პლანეტარულ მოდელსაც** უწოდებენ.

ატომის ბირთვული მოდელის სისწორეზე მიუთითებდა ის, რომ ამ მოდელის საფუძველზე რეზერფორდის მიერ თეორიულად გამოყვანილი გაბნევის ფორმულა (გაბნეული ნაწილაკების რიცხვის დამოკიდებულება გაბნევის Θ კუთხეზე) კარგად ხსნიდა ცდისეულ ფაქტებს.

შემდეგში დადგენილ იქნა, რომ თვით ატომბირთვიც რთული აგებულებისაა, იგი შედგება დადებითად დამუხტული ნაწილაკებისაგან - პროტონებისაგან (p) და

* r რადიუსიანი დამუხტული სფეროს მიერ შექმნილი ველის დაძაბულობა მაქსიმალურია სფეროს ზედაპირზე და ტოლია $E = k \frac{q}{r^2}$ -ის. ველი რომ იყოს იმდენად ძლიერი, რომ შეძლოს დიდი სიჩქარით

$\left(v \approx 10^4 \frac{\text{კმ}}{\text{წმ}} \right)$ მოძრაობის (ჩაქროლილი) α -ნაწილაკების გადახრა, r უნდა იყოს ძალიან მცირე.

** დრეკადი ბირთვების დაჯახებიდან ცნობილია (ტომი I, §31), რომ დაჯახებისას ბირთვი უკუივლება („აირეკლება“) მხოლოდ მაშინ, თუ მისი მასა გაცილებით ნაკლებია მეორე ბირთვის მასაზე.

*** ბირთვის ირგვლივ ელექტრონების მოძრაობა რეზერფორდმა დაუშვა იმასთან დაკავშირებით, რომ წინააღმდეგ შემთხვევაში, კულონური მიზიდვის ძალების მოქმედებით ისინი დაეცემოდნენ ბირთვზე და ატომი დაიშლებოდა.

**** უნდა აღინიშნოს, რომ ატომის ძირითადი მახასიათებელია ბირთვის მუხტი, რომლის შეცვლა ძალიან ძნელია და იწვევს ქიმიური ელემენტის შეცვლას და არა ელექტრონების (ჯამური) მუხტი, რომელიც შეიძლება ადვილად შეიცვალოს.

ნეიტრალური ნაწილაკებისაგან - ნეიტრონებისაგან (n). ამრიგად, ატომი შეიცავს მხოლოდ სამი სახის ელემენტარულ ნაწილაკებს - ელექტრონებს, პროტონებს და ნეიტრონებს. ჩამოვწეროთ მათი ძირითადი მახასიათებლები (მუხტი და მასა):

ელექტრონი არის ელემენტარული ნაწილაკი, რომლის მუხტი

$$e = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ კ},$$

ხოლო მასა

$$m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ კგ}.$$

პროტონის მუხტი სიდიდით ელექტრონის მუხტის ტოლია, ხოლო მასა დაახლოებით 1840-ჯერ მეტია ელექტრონის მასაზე:

$$q_p = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ კ},$$

$$m_p \approx 1840 m_e.$$

ნეიტრონის მუხტი ნულის ტოლია, მასა კი დაახლოებით უდრის პროტონის მასას (ოდნავ მეტია):

$$q_n = 0$$

$$m_n \approx m_p.$$

მოყვანილი ციფრებიდან ჩანს, რომ მიუხედავად ატომგულის მოცულობის სიმცირისა (იგი 10^{15} -ჯერ ნაკლებია ატომის მოცულობაზე!), ატომის თითქმის მთელი მასა თავმოყრილია ატომბირთვში. საგულისხმოა, რომ ასეთივე დასკვნა (ბირთვის მასის თაობაზე) რეზერფორდმა გააკეთა ბირთვის აგებულების დადგენამდე 20 წლით ადრე:

დაბოლოს, აღვნიშნოთ, რომ ატომი მეტისმეტად „აუურულია“. სწორედ ამით იყო განპირობებული ის ფაქტი, რომ α -ნაწილაკების უმრავლესობა კილიტაში გადიოდა გადახრის გარეშე.

§96. ატომის ბირთვული მოდელის სიძნელეები. ბორის პოსტულატები

რეზერფორდის მიერ დადგენილი ატომის ბირთვული მოდელი შეიცავდა გარკვეულ სიძნელეებს, კერძოდ, იგი ვერ ხსნიდა ატომის მდგრადობას და გამოსხივების ხაზოვანი სპექტრის არსებობას. მართლაც, ელექტრონის მოძრაობა ბირთვის გარშემო წარმოადგენს აჩქარებულ მოძრაობას. კლასიკური ელექტროდინამიკის კანონის თანახმად კი ყოველი აჩქარებულად მოძრავი მუხტი ასხივებს ენერგიას ელექტრომაგნიტური ტალღის სახით. მაშასადამე, ბირთვის ირგვლივ მბრუნავი ელექტრონი უნდა ასხივებდეს ელექტრომაგნიტურ ტალღებს, რის გამოც მისი ენერგია განუწყვეტლივ უნდა მცირდებოდეს. შესაბამისად, განუწყვეტლივ

უნდა მცირდებოდეს ორბიტის რადიუსიც, ე.ი. ელექტრონი უნდა მოძრაობდეს სპირალურ წირზე და ბოლოსდაბოლოს იგი უნდა „დაეცეს“ ატომბირთვზე, ანუ ატომი უნდა დაიშალოს თავისთავად, იგი არ უნდა წარმოადგენდეს მდგრად სისტემას. სინამდვილეში, ატომი მეტად მდგრადი სისტემაა – იგი არა თუ არ იშლება თავისთავად, მის დასაშლელად საკმაოდ დიდი ენერგიის დახარჯვაა საჭირო.

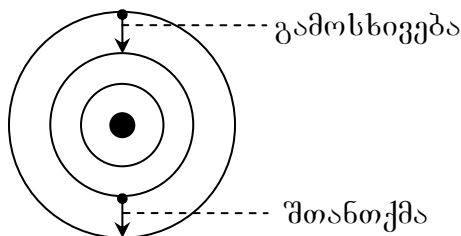
გარდა ამისა, თუ ელექტრონის ენერგია თანდათან მცირდება, გამოსხივების სპექტრში ტალღის სიგრძე (სიხშირე) უნდა იცვლებოდეს თანდათან, ანუ გამოსხივების სპექტრი უნდა იყოს მთლიანი, უწყვეტი. სინამდვილეში, გავარჯერებული აირის (ლითონის ორთქლის) გამოსხივების სპექტრი არის წყვეტილი, ხაზოვანი.

ატომის მდგრადობა, ხაზოვანი სპექტრის არსებობა და ბევრი სხვა საკითხი ახსნა დანიელმა ფიზიკოსმა ნილს ბორმა, რომელმაც ჩამოაყალიბა შემდეგი სამი პოსტულატი (1911 წ.):

1. ელექტრონები ატომში მოძრაობენ არა ნებისმიერ, არამედ განსაკუთრებულ, ე.წ. სტაციონარულ ორბიტებზე და ამ დროს ისინი არც გამოასხივებენ და არც შთანთქავენ ენერგიას. ატომის ასეთ მდგომარეობას, როდესაც იგი არც გამოასხივებს და არც შთანთქავს ენერგიას, სტაციონარული ეწოდება.
2. ატომი ენერგიას გამოასხივებს ან შთანთქავს მაშინ, როცა ელექტრონი გადადის ერთი სტაციონარული ორბიტიდან მეორეზე. ამასთან, გამოსხივებული ან შთანთქმული კვანტის ენერგია განისაზღვრება ტოლობით:

$$h\nu = E_n - E_m, \quad (96.1)$$

სადაც E_n და E_m ელექტრონის ენერგიებია n -ურ და m -ე ორბიტებზე (მათ ეწოდება ატომის ენერგეტიკული დონეები). თუ $E_n > E_m$, ე.ი. თუ ელექტრონი გადადის დიდი რადიუსის მქონე სტაციონარული ორბიტიდან ნაკლებ რადიუსიანზე, ადგილი აქვს გამოსხივებას და პირიქით (სურ. 96.1).*



სურ. 96.1

3. ბორის მესამე პოსტულატი განსაზღვრავს სტაციონარული ორბიტის რადიუსს: სტაციონარულია ის ორბიტა, რომლისთვისაც ელექტრონის იმპულსის მომენტი $\frac{h}{2\pi}$ რიცხვის ჯერადია:

$$L = mvr = n \frac{h}{2\pi}, \quad (96.2)$$

სადაც $n = 1, 2, 3, \dots$; მას მთავარი კვანტური რიცხვი ეწოდება (n -ის ფიზიკურ არსს მოგვიანებით განვიხილავთ). h – პლანკის მუდმივაა.

* სურათიდან ჩანს, რომ გამოსხივების და შთანთქმის სპექტრები ურთიერთ შუქცევალია.

(96.2) ტოლობა გამოსახავს ელექტრონული ორბიტების დაკვანტვის პირობას. როგორც შემდეგ ვნახავთ, აქედან გამომდინარეობს ატომის ენერგიის დაკვანტვის პირობაც.

თეორიას, დაფუძნებულს ბორის პოსტულატებზე, ძველი კვანტური თეორია ეწოდება. ადვილი მისახვედრია, რომ ბორის თეორია მარტივად ხსნის როგორც ატომის მდგრადობას, ისე გამოასხივებს ხაზოვანი სპექტრის არსებობას. ეს უკანასკნელი უშუალოდ გამომდინარეობს, მეორე პოსტულატიდან. მართლაც, (96.1)-ის თანახმად, ატომის მიერ გამოსხივებული (ან შთანთქმული) ენერგია

$$h\nu = E_n - E_m,$$

საიდანაც ჩანს, რომ ატომს შეუძლია გამოასხივოს (ან შთანთქოს) ენერგია მხოლოდ სრულიად განსაზღვრული პორციებით, რომლების სტაციონარულ მდგომარეობების ენერგიათა სხვაობით განისაზღვრება. შესაბამისად, გამოსხივებული ტალღის სიხშირეც შეიძლება იყოს არა ნებისმიერი, არამედ მკაცრად განსაზღვრული.

§97. წყალბადის ატომის ბორის თეორია. სერიული ფორმულები

წყალბადი პირველი ელემენტია მენდელეევის პერიოდულ სისტემაში. მისი ატომი შედგება ბირთვისაგან, რომელიც შეიცავს ერთ პროტონს და ორბიტაზე მბრუნავი ერთი ელექტრონისაგან. სიმარტივისათვის დავუშვათ (როგორც ამას აკეთებდა ბორი), რომ ელექტრონის ბრუნვა წარმოებს წრიულ ორბიტაზე. ელექტრონმა რომ იბრუნოს, მასზე უნდა მოქმედებდეს ცენტრისკენი ძალა $\left(\frac{mv^2}{r_n}\right)$, რომელსაც წარმოქმნის ბირთვის მხრიდან ელექტრონზე მოქმედი კულონის მიზიდულობის ძალა $\left(k\frac{e^2}{r_n^2}\right)$. ამრიგად,

$$\frac{mv^2}{r_n} = k\frac{e^2}{r_n^2}, \quad \text{საიდანაც} \quad mv^2 = k\frac{e^2}{r_n}. \quad (97.1)$$

ბორის მესამე პოსტულატის თანახმად, $mv r_n = n\frac{h}{2\pi}$. ავიყვანოთ კვადრატში:

$$m^2 v^2 r_n^2 = n^2 \frac{h^2}{4\pi^2}, \quad \text{საიდანაც} \quad mv^2 = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m r_n^2}. \quad (97.2)$$

(97.1) და (97.2) ფორმულების შედარება გვაძლევს: $k\frac{e^2}{r_n} = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m r_n^2}$, საიდანაც

$$\left(k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)$$

$$r_n = n^2 \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m e^2} . \quad (97.3)$$

(97.3) ფორმულა განსაზღვრავს წყალბადის ატომის სტაციონარული ორბიტების რადიუსს. თუ მასში შევიტანთ ε_0 -ის, h -ის, m -ის და e -ს მნიშვნელობებს, პირველი ორბიტის რადიუსისათვის ($n=1$) მივიღებთ:

$$r_1 = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ მ.}$$

ეს ციფრი კარგად თანხვდება წყალბადის ატომის ზომას, მიღებულს აირის კინეტიკური თეორიის საფუძველზე.

გამოვითვალთ წყალბადის ატომის ენერგია. იგი ტოლია ელექტრონის მოძრაობის კინეტიკური და ბირთვთან მისი ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგიათა ჯამის:

$$E = W + u .$$

კინეტიკური ენერგიის მნიშვნელობას მივიღებთ (97.1) ფორმულიდან:

$$W = \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{8\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{r_n} ,$$

ხოლო ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგია

$$u = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{r_n} .$$

ამიტომ

$$E_n = \frac{1}{8\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{r_n} - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{r_n} = -\frac{1}{8\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{r_n} \quad (97.4)$$

ასეთია წყალბადის ატომის სრული ენერგია. როგორც ვხედავთ იგი უარყოფითია (და სიდიდით ელექტრონის კინეტიკური ენერგიის ტოლი), რაც ნიშნავს, რომ აბსოლუტური სიდიდის შემცირებით ენერგია კი არ მცირდება, არამედ იზრდება. როცა $r = \infty$, მაშინ $E = 0$ და ეს არის ენერგიის ის მაქსიმალური მნიშვნელობა, რომელიც შეიძლება გააჩნდეს პროტონისა და ელექტრონისაგან შედგენილ სისტემას. თუ (97.4)-ში შევიტანთ r_n -ის მნიშვნელობებს (97.3)-დან, მივიღებთ წყალბადის ატომის სტაციონარული მდგომარეობების ენერგიის მნიშვნელობებს (ენერგეტიკულ დონეებს)*:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} , \quad \text{სადაც} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (97.5)$$

* მინუსი ნიშანი გამოხატავს იმ ფაქტს, რომ ბირთვის მხრიდან მიზიდულობის ძალის მოქმედებით ელექტრონი იმყოფება ბმულ მდგომარეობაში.

(97.5) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ წყალბადის ატომს გააჩნია დისკრეტული ანუ წყვეტილი ენერგეტიკული დონეები, ამიტომ მას ხშირად უწოდებენ **ენერგიის დაკვანტვის პირობას**. თუ ჩავსვამ ფორმულაში შემავალი სიდიდეების მნიშვნელობებს, ენერგეტიკული დონეებისათვის მივიღებთ:

$$E_1(n=1) = -2,168 \cdot 10^{-18} \text{ჯ} = -13,55 \text{ ევ.}$$

$$E_2(n=2) = -5,4 \cdot 10^{-19} \text{ჯ} = -3,37 \text{ ევ.}$$

$$E_3(n=3) = -2,4 \cdot 10^{-19} \text{ჯ} = -1,50 \text{ ევ.}$$

ამ ციფრებიდან ჩანს, რომ n -ის ზრდით სხვაობა მეზობელ ენერგეტიკულ დონეებს შორის სწრაფად მცირდება. როცა n საკმაოდ დიდია, სხვაობა იმდენად მცირეა, რომ ენერგეტიკული დონეების დისკრეტულობაზე ლაპარაკი აზრს კარგავს. ეს კი ნიშნავს, რომ თავისუფალი ელექტრონის ენერგია არ იკვანტება, მისი ენერგეტიკული სპექტრი უწყვეტია. აღსანიშნავია, რომ (97.5) ფორმულა გამოსადეგია არა მარტო წყალბადის ატომისათვის, არამედ **წყალბადის მსგავსი** ატომებისთვისაც. ეს ისეთი ატომებია, რომელთა ბირთვის მუხტი ერთზე მეტია, მაგრამ შეიცავენ მხოლოდ ერთ ელექტრონს. ასეთებია ჰელიუმის ერთჯერ იონიზებული ატომი (ჰელიუმის იონი He^+), ლითიუმის ორჯერ იონიზებული ატომი (Li^{++}) და ა.შ.

ამ შემთხვევაში $E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{m Z^2 e^4}{8 \varepsilon_0^2 h^2}$, სადაც Z – ელემენტის რიგითი ნომერია პერიოდულ სისტემაში.

n მთელ რიცხვს, რომელიც განსაზღვრავს წყალბადის ატომის ენერგიის მნიშვნელობებს, ეწოდება **მთავარი კვანტური რიცხვი**. ენერგეტიკულ მდგომარეობას ენერგიის მინიმალური მნიშვნელობით ($n=1$), ეწოდება **ძირითადი (ნორმალური) მდგომარეობა**, ხოლო ყველა დანარჩენ მდგომარეობებს ($n>1$) – **აგზნებული**. შესაბამისად, ატომის ძირითადი მდგომარეობის შესაბამის ენერგეტიკულ დონეს ეწოდება **ძირითადი (ნორმალური) დონე**, ხოლო ყველა დანარჩენს – **აგზნებული დონეები**.

ნორმალურ მდგომარეობაში ატომი შეიძლება იმყოფებოდეს რაგინდ დიდხანს, აგზნებულ მდგომარეობაში კი რჩება მეტად მცირე ხანს ($\sim 10^{-8}$ წმ), რის შემდეგაც იგი უბრუნდება ნორმალურ მდგომარეობას და ჭარბ ენერგიას გამოასხივებს სინათლის კვანტის სახით.

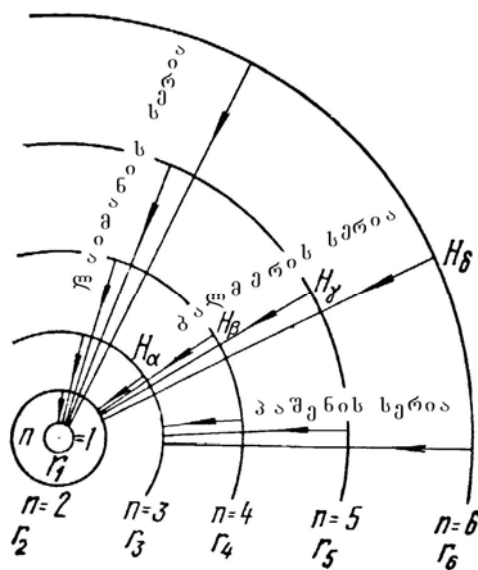
ჩვენ აღვნიშნეთ, რომ ბორის თეორიას მნიშვნელოვანი მიღწევები ჰქონდა, ვინაიდან მან ახსნა ატომის მდგრადობაც და გამოსხივების ხაზოვანი სპექტრის არსებობაც. ამ თეორიის კიდევ ერთი დიდი გამარჯვება იყო მისი საშუალებით სპექტრული სერიების ფორმულების მიღება, რომლებიც ადრე (სპექტრის სხვადასხვა

უბნისათვის) მიღებული იყო ემპირიული გზით. კერძოდ, შვეიცარიელმა ფიზიკოსმა ბალმერმა აღმოაჩინა (1885 წ.), რომ წყალბადის გამოსხივების სპექტრის ხილულ უბანში შემავალი სპექტრული ხაზების სიხშირეები აკმაყოფილებს პირობას:

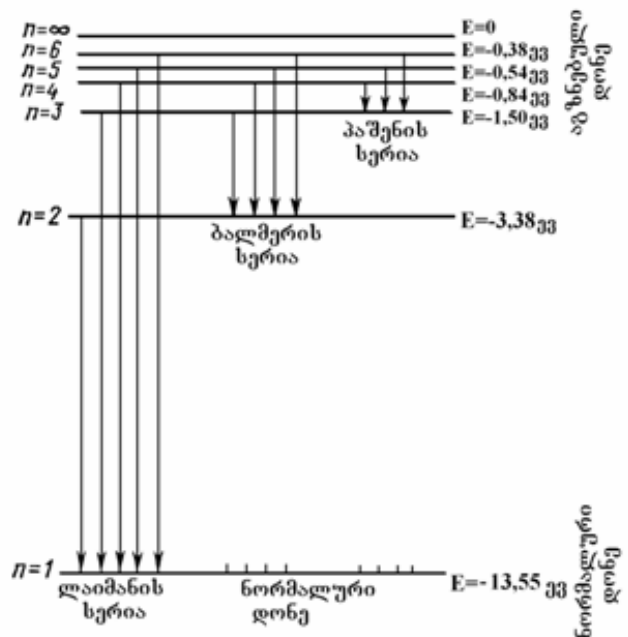
$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (97.6)$$

სადაც $R = 3,290 \cdot 10^{15} \text{ წმ}^{-1}$ და მას **რიდბერგის მუდმივა** ეწოდება*, ხოლო $n = 3, 4, 5, \dots$; პირველი ხაზი არის წითელი, მისთვის $n = 3$. მეორე ხაზი ($n = 4$) მომწვანო-ცისფერია, მესამე ($n = 5$) – ლურჯი, მეოთხე ($n = 6$) – იისფერი. (97.6) ფორმულა მარტივად მიიღება ბორის თეორიის საფუძველზე. მართლაც, ბორის მეორე პოსტულატის თანახმად, $h\nu = E_n - E_k$, საიდანაც $\nu = \frac{E_n - E_k}{h}$. თუ ამ ფორმულაში შევცვლით E_n -ის და E_k -ს მნიშვნელობებს (5) ფორმულიდან, მივიღებთ:

$$\nu = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$



სურ. 97.1



სურ. 97.2

რიცხვითი მნიშვნელობების ჩასმა გვაძლევს, რომ $\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ წმ}^{-1}$, რაც ემთხვევა რიდბერგის მუდმივას მნიშვნელობას, ამიტომ შეიძლება დავწეროთ:

$$\nu = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (97.7)$$

* ბალმერის მიერ მიღებულ ფორმულას რამდენადმე განსხვავებული სახე ჰქონდა. (6) ფორმულით გამოსახულ სახემდე იგი დაიყვანა შვედმა ფიზიკოსმა რიდბერგმა.

თუ (97.7)-ში დავეუშვებთ, რომ $k=2$ და $n=3, 4, 5, \dots$ მივიღებთ ბალმერის (97.6) ფორმულას. ბორის თეორიამ ცხადყო, რომ ამ სერიაში შემავალი სპექტრული ხაზები მიიღება ელექტრონის გადასვლით მესამე, მეოთხე და ა.შ. სტაციონარული ორბიტებიდან მეორე სტაციონარულ ორბიტაზე (სურ. 97.1). $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$ გამოსახავს შესაბამისი გადასვლებით მიღებულ სპექტრის წითელ, მომწვანო-მოცისფრო, ლურჯ და იისფერ ხაზებს.

თუ ამავე ფორმულაში დავეუშვებთ, რომ $k=1$, ხოლო $n=2, 3, 4, \dots$ მივიღებთ ე.წ. ლაიმანის სერიას. ეს სერია მდებარეობს სპექტრის ულტრაიისფერ ნაწილში და შედგება ელექტრონის გადასვლისა მეორე, მესამე და ა.შ. ორბიტებიდან პირველ ორბიტაზე.

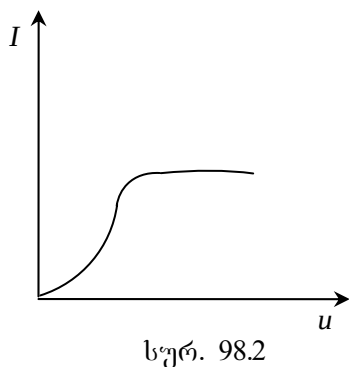
ბოლოს, თუ ფორმულაში დავეუშვებთ, რომ $k=3$, ხოლო $n=4, 5, 6, \dots$ მივიღებთ პაშენის სერიას. ეს სერია აღმოაჩინა პაშენმა სპექტრის ინფრაწითელ უბანში, და როგორც ახლა უკვე ცხადია, იგი მიიღება ელექტრონის გადასვლით მეოთხე, მეხუთე და ა.შ. ორბიტებიდან მესამე ორბიტაზე.

ამრიგად, როგორც ვხედავთ, ბორის თეორიის მეშვეობით ლაიმანის, ბალმერისა და პაშენის ემპირიულმა ფორმულებმა მიიღეს ფიზიკური ახსნა.

(97.2) სურათზე სქემატურადაა გამოსახული წყალბადის ატომის ენერგეტიკული დონეები. თითოეული დონის გასწვრივ დაწერილია (97.5) ფორმულით მიღებული ენერგიის მნიშვნელობები. ვერტიკალური წირები გვიჩვენებს გადასვლებს ერთი დონიდან მეორეზე. აღნიშნულია ამ გადასვლების შედეგად მიღებული სპექტრული სერიები.

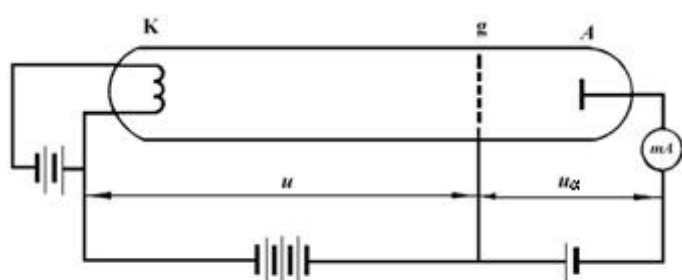
§98. ბორის თეორიის ექსპერიმენტული დადასტურება. ფრანკისა და ჰერცის ცდა

ატომის დისკრეტული ენერგეტიკული დონეების ბრწყინვალე დადასტურებას წარმოადგენდა გერმანელი მეცნიერების ფრანკისა და ჰერცის მიერ ჩატარებული ცდის შედეგები (1913 წ.). ცდის პრინციპული სქემა მოცემულია 98.1 სურათზე. ბა-



ლონში ჩარჩილულია სამი ელექტროდი – კათოდი (K), ბადე (g) და ანოდი (A). კათოდსა და ბადეს შორის მოდებულია დადებითი (ამაჩქარებელი) u ძაბვა, რომლის ცვლილებაც ხდება პოტენციომეტრის საშუალებით (სურათზე ნაჩვენები არ არის), ბადესა და ანოდს შორის კი – მცირე სიდიდის (0,5ვ) მუდმივი უარყოფითი (შემაკავებელი) u_a ძაბვა. ხელსაწყო ანალოგიურია ჩვე-

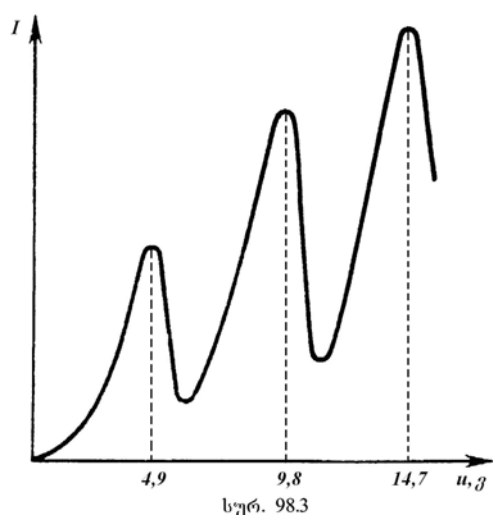
ულებრივი სამელექტროდიანი მილაკის, ამიტომ, როცა მილში ვაკუუმი, ვოლტამპერულ მახასიათებელს აქვს ცნობილი სახე (სურ. 98.2). მაგრამ თუ მილში შევიტანთ მცირე წნევის ($\sim 10^{-6}$ ვ.წ.სვ) ვერცხლისწყლის ორთქლს, სურათი მკვეთრად შეიცვლება – ვოლტამპერულ მახასიათებელზე გაჩნდება მაქსიმუმები და მინიმუმები, თანაც მანძილი ორ მეზობელ მაქსიმუმს (ან მინიმუმს) შორის მკაცრად მუდმივია და ტოლია 4,9 ვოლტის (სურ. 98.3). ვოლტამპერული მახასიათებლის ასეთი სახე შემდეგნაირად აიხსნება. ბორის მეორე პოსტულატის თანახმად, ატომს შეუძლია მიიღოს მხოლოდ მკაცრად განსაზღვრული ენერგია, რომელიც საჭიროა მის გადასაყვანად ერთერთ აგზნებულ მდგომარეობაში. ვერცხლისწყლის ატომისათვის პირველი აგზნების ენერგია (ანუ ენერგია, რომელიც მას გადაიყვანს უახლოეს აგზნებულ დონეზე) 4,9 ელექტრონვოლტია (ეე). ამაზე ნაკლებ ენერგიას



სურ. 98.1

ის ვერ მიიღებს. ამიტომ, ვიდრე ძაბვა კათოდსა და ბადეს შორის 4,9 ვ-ზე ნაკლები და შესაბამისად, ელექტრონის ენერგია 4,9 ეე-ზე ნაკლებია, მისი შეხლა ვერცხლისწყლის ატომთან დრეკად ხასიათს ატარებს, ანუ ენერგიას მას

სრულებით არ გადასცემს. მაშასადამე, ამ დროს ელექტრონის კინეტიკური ენერგია არ მცირდება, იცვლება სიჩქარის მიმართულება. კინეტიკური ენერგიის მქონე ელექტრონები გაძვრებიან ბადეში, დაძლევენ მცირე სიდიდის შემაკავებელ ძაბვას და მიაღწევენ ანოდამდე. ცხადია, ანოდამდე მისული ელექტრონების რიცხვი იქნება მით მეტი, რაც მეტია ამაჩქარებელი ძაბვა. ამით აიხსნება, რომ (0-4,9)ვ შუალედში ძაბვის გადიდებით იზრდება დენის ძალა. როდესაც ამაჩქარებელი ძაბვა მიაღწევს 4,9 ვ-ს, ანუ ელექტრონების ენერგია გახდება 4,9 ეე-ს ტოლი, მათი



სურ. 98.3

შეხლა ატომებთან ხდება არადრეკადი ხასიათის, რომლის დროსაც ისინი მოლიანად გადასცემენ მათ კინეტიკურ ენერგიას. ამის შედეგად ელექტრონების სიჩქარე ეცემა ნულამდე. ასეთი ელექტრონები, ცხადია, ვერ დაძლევენ შემაკავებელ ძაბვას, რის გამოც შემცირდება ანოდამდე მისული ელექტრონების რიცხვი და მაშასადამე, დენიც.

ძაბვის შემდგომი ზრდით ელექტრონების შეხლის არადრეკადი ხასიათი ატომებთან არ იცვ-

ლება, მაგრამ ისინი ატომებს გადასცემენ მხოლოდ 4,9 ე-ის შესაბამის ენერგიას, დანარჩენი კი მათ რჩებათ. ვიდრე ეს „ნარჩენი“ ენერგია 0,5 ვოლტი შემაკავებელი ძაბვის შესაბამის ენერგიაზე ნაკლებია, ისინი ანოდამდე ვერ მიაღწევენ. ამიტომაც, რომ ძაბვა იზრდება, მაგრამ დენი განაგრძობს შემცირებას. დენის შემცირება გაგრძელდება მანამ, სანამ ნარჩენი ენერგია არ გადააჭარბებს 0,5 ე-ის შესაბამის ენერგიას. ამის შემდეგ ძაბვის გაზრდა გამოიწვევს დენის გაზრდას და ეს გაგრძელდება, ვიდრე ელექტრონის ენერგია არ გახდება $2 \cdot 4,8$ ე-ის ტოლი. როცა ამაჩქარებელი ძაბვა მიაღწევს 9,8 ე-ს, ანუ როცა ელექტრონის ენერგია გახდება 9,8 ე-ის ტოლი, იგი, ატომებთან ორი თანმიმდევრული არადრეკადი შეხლის შედეგად, მთლიანად გადასცემს მათ თავის ენერგიას, რაც გამოიწვევს დენის კვლავ შემცირებას და ა.შ.

ამრიგად, ფრანკისა და პერცის ცდა წარმოადგენს ბორის თეორიის პირდაპირ დადასტურებს დისკრეტული ენერგეტიკული დონეების შესახებ.

როგორც აღვნიშნეთ გადაცემული ენერგიის ხარჯზე ვერცხლისწყლის ატომი მოდის აგზნებულ მდგომარეობაში. მაგრამ ამ მდგომარეობაში ყოფნის დრო მეტის-მეტად მცირეა ($\sim 10^{-8}$ წმ), რომლის გასვლის შემდეგ იგი უბრუნდება ნორმალურ მდგომარეობას და გამოასხივებს მიღებულ ენერგიას ელექტრომაგნიტური ტალღის სახით. გამოსხივებულ ტალღის სიგრძეს ადვილად გამოვითვლით. ბორის მეორე პოსტულატის თანახმად $h\nu = \Delta E = 4,9$ ევ $= 4,9 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$ ჯ. მაგრამ $\nu = \frac{c}{\lambda}$, ამიტომ

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E} \approx 0,2534 \text{ მკმ} = 2534 \text{ \AA}.$$

ამრიგად, თუ თეორია სწორია, 4,9 ევ ენერგიის მქონე ელექტრონებით დაბომბვისას ვერცხლისწყლის ატომებმა უნდა გამოასხივონ აღნიშნული სიგრძის ტალღა. ვერცხლისწყლის ატომების გამოსხივების სპექტრის ულტრაიისფერ ნაწილში მართლაც აღმოჩნდა ასეთი ტალღის შესაბამისი სპექტრული ხაზი.

ჩვენ მოკლედ გავეცანით ბორის თეორიას და მისგან გამომდინარე შედეგებს. მიუხედავად ამ თეორიის დიდი წარმატებებისა, რაზეც წინა პარაგრაფებში იყო საუბარი, მას გააჩნდა გარკვეული სიძნელეებიც. კერძოდ, იგი ვერ ხსნიდა ისეთ ატომებში არსებულ კანონზომიერებებს, რომლებიც შეიცავდა ერთზე მეტ ელექტრონს, ვერ ხსნიდა ატომების ურთიერთქმედებას და სხვ. ეს არცაა გასაკვირი; ბორის თეორია არ შეიძლება იყოს სრულყოფილი, ვინაიდან იგი „ჰიბრიდული“ თეორიაა – კვანტურ იდეებთან ერთად იყენებს ნიუტონის კანონებს. ამბობენ, რომ ბორის კვანტური თეორია ნახევრადკლასიკურია. როგორც ფიზიკის შემდგომმა განვითარებამ აჩვენა, ბორის თეორია წარმოადგენდა გარდამავალ ეტაპს ატომის თანმიმდევრული თეორიის შექმნის გზაზე. ატომის ასეთ თანმიმდევრულ თეორიას

წარმოადგენს კვანტური მექანიკა, რომლის ელემენტებსაც განვიხილავთ მომდევნო თავში.

მიუხედავად აღნიშნული სიძნელეებისა, ხაზგასმით უნდა აღინიშნოს, რომ ბორის თეორიამ უდისესი როლი შეასრულა თანამედროვე ატომური ფიზიკის შექმნაში.

თავი XIV

კვანტური მექანიკის ელემენტები

§99. ნივთიერების კორპუსკულური-ტალღური დუალიზმი. დე-ბროილის ფორმულა.

კვანტური მექანიკა წარმოიშვა და განვითარდა იმ წინააღმდეგობების დაძლევის საფუძველზე, რომელსაც ჰქონდა ადგილი კლასიკური ფიზიკის წარმოდგენებსა და ექსპერიმენტულ მონაცემებს შორის. როგორც ვიცით, კლასიკურმა ფიზიკამ ვერ ახსნა რეზერფორდის მიერ დადგენილი ატომის ბირთვული მოდელის ვერც მდგრადობა და ვერც ხაზოვანი სპექტრის არსებობა. ვიცით აგრეთვე, რომ გამოსავალი ამ მდგომარეობიდან მოგვცა დანიელმა ფიზიკოსმა ნილს ბორმა, რომელმაც ჩამოაყალიბა სამი პოსტულატი. თეორიას, დაფუძნებულს ბორის პოსტულატებზე ძველ კვანტურ თეორიას უწოდებენ. ბორის თეორიას დიდი წარმატება ჰქონდა – მან ახსნა ატომის მდგრადობა, ხაზოვანი სპექტრისა და სერიული ფორმულების არსებობა და სხვ., მაგრამ იგი იმთავითვე წააწყდა გადაულახავ სიძნელეს ისეთ ატომებში მიმდინარე პროცესების ახსნისას, რომლებიც შეიცავდნენ ერთზე მეტ ელექტრონს. თეორია ვერ ხსნიდა ატომების ურთიერთქმედებასაც – უმარტივესი მოლეკულის H_2 -ის წარმოქმნაც კი ამ თეორიით იყო სრულიად გაუგებარი. თეორია ვერ ხსნიდა სპექტრული ხაზების ინტენსივობასაც და სხვ. ყოველივე ამან ცხადი გახადა, რომ საჭირო იყო მოგვეხდინა ძირეული გარდაქმნები ჩვენს შეხედულებებში მიკრონაწილაკების ბუნების შესახებ. ასეთი ძირეული გარდაქმნა მოახდინა 1924 წელს ფრანგმა ფიზიკოსმა ლუი დე ბროილმა, რომელმაც გამოთქვა უაღრესად თამამი აზრი იმის შესახებ, რომ დუალიზმი ანუ ორგვარი ბუნება მარტო სინათლის ნაწილაკისათვის კი არ არის დამახასიათებელი, არამედ უნივერსალური მნიშვნელობისაა და მართებულია ნივთიერების ნაწილაკისთვისაც.

როგორც ვიცით (§51), სინათლის დუალიზმი იმით ვლინდება, რომ ზოგ ოპტიკურ მოვლენებში (მაგ. ინტერფერენცია, დიფრაქცია) იგი ამჟღავნებს ტალღურ ბუნებას, ზოგში კი (მაგ. ფოტოეფექტი, კომპტონის ეფექტი) – კორპუსკულურს

(ფოტონურს). ტალღა ხასიათდება λ ტალღის სიგრძით (ან ν სიხშირით), ხოლო კორპუსკულა m მასით (ან p იმპულსით), ამასთან ეს სიდიდეები ერთმანეთთან დაკავშირებულია ცნობილი თანაფარდობით (§92):

$$\lambda = \frac{h}{mc}, \quad \text{ან} \quad \lambda = \frac{h}{p}. \quad (99.1)$$

დე ბროილმა დაუშვა, რომ (99.1) ფორმულები მართებულია ნივთიერების ნაწილაკებისთვისაც.

ამრიგად, დე ბროილის ჰიპოთეზის თანახმად, მიკრონაწილაკს, რომლის მასა არის m და მოძრაობს ν სიხშირით, ეთანადება ტალღა, რომლის სიგრძეც გამოითვლება ფორმულით:

$$\lambda = \frac{h}{m\nu} = \frac{h}{p}. \quad (99.2)$$

(99.2) ფორმულას ეწოდება დებროილის ფორმულა, ნივთიერ ნაწილაკთან დაკავშირებულ ტალღას – დე ბროილის ტალღა, ხოლო თეორიას, რომელსაც საფუძვლად უდევს ეს ფორმულა – ახალი კვანტური თეორია.

(99.2) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ მაკროსკოპული (დიდი მასის) სხეულებისათვის λ იმდენად მცირე იქნება, რომ ვერავითარი, ზეფაქიზი ინსტრუმენტითაც კი მას ვერ გავზომავთ და მაშასადამე, ტალღური თვისებების გამოვლენა შეუძლებელი იქნება. მაგ. $\nu = 10^6$ მ/წმ სიხშირით მოძრავი 1 გ მასის სხეულის შესაბამისი ტალღის სიგრძე $\approx 10^{-34}$ მეტრია! იმავე სიხშირით მოძრავი ელექტრონისთვის კი $\lambda \approx 10^{-10}$ მ-ს და მისი გაზომვა კრისტალის დიფრაქციული მესრის საშუალებით სიძნელეს არ წარმოადგენს.

ყოველგვარი თეორიის, ჰიპოთეზის პირუთვნელი მსაჯულია ცდა, ექსპერიმენტი. ამიტომ, ცხადია, მეცნიერების წინაშე დაისვა საკითხი დე ბროილის ჰიპოთეზის ცდით შემოწმების შესახებ. ცდის იდეა მარტივია: ცნობილია, რომ სინათლის გავლით დიფრაქციულ მესერში მიიღება დიფრაქციული სურათი ბნელი და ნათელი ზოლების სახით. რენტგენის სხივებისათვის, ტალღის სიგრძის სიმცირის გამო, დიფრაქციულ მესერს წარმოადგენს კრისტალური მესერი – ლითონის თხელ ფირფიტაში რენტგენის სხივების გატარებისას მიიღება დიფრაქციული სურათი ნათელი და ბნელი რგოლების სახით. თუ ელექტრონს მართლაც გააჩნია ტალღური ბუნება, ელექტრონების გატარებით ლითონის თხელ ფირფიტაში უნდა მივიღოთ ანალოგიური დიფრაქციული სურათი. ინგლისელი მეცნიერის უილიამ ტომსონის (ჯ.ჯ.ტომსონის შვილი) მიერ ჩატარებული ცდების შედეგად (1928 წ) ასეთი დიფრაქციული სურათი მართლაც იქნა მიღებული. დიფრაქციული სურათიდან გათვლილი ტალღის სიგრძე ზუსტად დაემთხვა (99.2) ფორმულით გამოთვლილ ტალღის სიგრძეს.

ამრიგად, ელექტრონების დიფრაქციაში ჩატარებულმა ექსპერიმენტმა ბრწყინვალედ დაადასტურა დე-ბროილის ჰიპოთეზა ამ ნაწილაკების ტალღური ბუნების შესახებ.

ამერიკელმა მეცნიერებმა დევისონმა და ჯერმერმა აჩვენეს (1927 წ.), რომ ელექტრონების დიფრაქციას (რენტგენის სხივების მსგავსად) ადგილი აქვს კრისტალის ზედაპირიდან არეკვლის დროსაც.

გერმანელი მეცნიერების ესტერმანის და შტერნის მიერ მოგვიანებით (1929 წ.) ჩატარებულმა ცდებმა აჩვენა, რომ დიფრაქციას განიცდის LiF -ის კრისტალის ზედაპირიდან არეკლილი ატომური (He) და მოლეკულური (H_2) კონები. ამ ცდებს დიდი მეცნიერული მნიშვნელობა ჰქონდა, ვინაიდან მათ ცხადყვეს, რომ ტალღური თვისებები მარტო ელექტრონების უნიკალური თვისებურება კი არ არის, არამედ იგი დამახასიათებელია ატომებისათვისაც, მოლეკულებისათვისაც და საერთოდ, ყველა ნივთიერი ნაწილაკებისათვის. ამასთან, ყველა შემთხვევაში დიფრაქციული სურათი შეესაბამება (99.2) ფორმულით გათვლილ ტალღის სიგრძეს.

რაც შეეხება დე ბროილის ტალღის ბუნებას, ცხადია, რომ იგი არ არის ელექტრომაგნიტური ტალღა, ვინაიდან ელექტრომაგნიტური ტალღა გამოსხივდება მუხტის აჩქარებული მოძრაობის დროს, დე ბროილის ტალღა კი დაკავშირებულია ნებისმიერად, მათ შორის თანაბრად მოძრავ მუხტთანაც. კიდევ მეტიც, ამ ტალღის არსებობისათვის საერთოდ არ არის მუხტი საჭირო, საჭიროა მხოლოდ, რომ ნაწილაკი მოძრაობდეს.

§100. ჰაიზენბერგის განსაზღვრელობათა თანაფარდობა (პრინციპი)

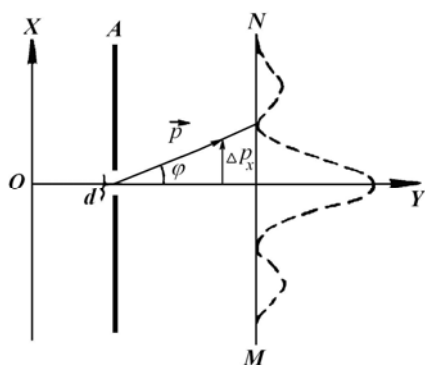
მიკრონაწილაკის ორგვარი, კორპუსკულურ-ტალღური ბუნება სვამს მეტად მნიშვნელოვან საკითხს კლასიკური ფიზიკის ცნებების გამოყენების საზღვრების შესახებ მიკროსამყაროში. თავისთავად ამაში გასაკვირი არაფერია, ვინაიდან კლასიკურ ფიზიკაშიც ზოგიერთ ცნებას განსაზღვრულ შემთხვევებში აქვთ გამოყენების საზღვრები. მაგალითად ტემპერატურის ცნება გამოუყენებადია ერთი მოლეკულისათვის, წერტილოვანი ლოკალიზაციის ცნება გამოუყენებადია ელექტრომაგნიტური ტალღის მდებარეობის განსაზღვრისათვის სივრცეში და სხვ. მსგავსად ამისა, კვანტურ მექანიკაში შეუძლებელია ერთდროულად და ზუსტად განისაზღვროს მიკრონაწილაკის მდებარეობა (x კოორდინატა) და მისი იმპულსი – რაც უფრო ზუსტად განვსაზღვრავთ ნაწილაკის მდებარეობას, მით უფრო დიდ შეცდომას დაუშვებთ იმპულსის განსაზღვრისას და პირიქით. აღმოჩნდა, რომ ნაწილაკის x კოორდინატისა და p იმპულსის ერთდროული განსაზღვრისას მათი გაზომვის Δx

და Δp ცდომილებების (უზუსტობების, განუსაზღვრელობების) ნამრავლი არ შეიძლება h პლანკის მუდმივაზე ნაკლები იყოს:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h \quad (100.1)$$

(100.1) თანაფარდობა დაადგინა გერმანელმა მეცნიერმა ჰაიზენბერგმა 1927 წელს და მას ჰაიზენბერგის განუსაზღვრელობათა თანაფარდობა (პრინციპი) ეწოდება.

მნიშვნელოვანია აღინიშნოს, რომ მიკრონაწილაკის კოორდინატისა და იმპულსის ერთდროული და ზუსტი განსაზღვრის შეუძლებლობა გამოწვეულია არა ხელსაწყოებისა და გაზომვის მეთოდების არასრულყოფილებით, არამედ ამის პრინციპული შეუძლებლობით. ეს პრინციპული შეუძლებლობა ასახავს მიკრონაწილაკთა ობიექტურ თვისებებს, კერძოდ იმას, რომ მათ ორმაგი (დუალისტური) ბუნება აქვთ – ერთდროულად გააჩნიათ ნაწილაკის (კორპუსკულის) თვისებებიც და ტალღისაც.



სურ.100.1

მივიღოთ ჰაიზენბერგის განუსაზღვრელობათა თანაფარდობა ელექტრონთა კონის დიფრაქციის ანალიზის საფუძველზე. ვთქვათ, y ღერძის მიმართულებით v სიჩქარით მოძრავი ელექტრონების კონა გადის მცირე d სიგანის ხვრელის მქონე A ფირფიტაში, რომელიც მოთავსებულია x ღერძის პარალელურად (სურ.100.1). ვინაიდან ელექტრონები მიკრონაწილაკებია, მათი ხვრელში გავლისას ადგილი ექნება დიფრაქციას, რის გამოც ელექტრონები მოხვდება MN ეკრანზე არა მარტო ხვრელის პირდაპირ, არამედ განაწილდება დიფრაქციისათვის დამახასიათებელი კანონზომიერებით მთელ ეკრანზე. წყვეტილი მრუდი გამოსახავს ეკრანზე ელექტრონების განაწილების სიმკვრივეს.* მიღებული დიფრაქციული სურათი მსგავსია ერთი ხვრელიდან მიღებული სინათლის დიფრაქციული სურათისა (§68). ვინაიდან ინტენსივობის დიდი ნაწილი მოდის ცენტრალურ მაქსიმუმზე, შეიძლება შემოვიფარგლოთ მხოლოდ მისი განხილვით.

დავუშვათ, რომ ელექტრონის გავლა ხვრელში და დიფრაქციული სურათის რეგისტრირება წარმოადგენს მისი კოორდინატისა და იმპულსის ერთდროული გაზომვის აქტს. რადგან ჩვენ არ შეგვიძლია მივუთითოთ ხვრელის რომელ წერტილში გაიარა ელექტრონმა, ხვრელში გავლის მომენტში ელექტრონის x კოორდინატა განსაზღვრული იქნება ხვრელის d სიგანის სიზუსტით, ე.ი.

დავუშვათ, რომ ელექტრონის გავლა ხვრელში და დიფრაქციული სურათის რეგისტრირება წარმოადგენს მისი კოორდინატისა და იმპულსის ერთდროული გაზომვის აქტს. რადგან ჩვენ არ შეგვიძლია მივუთითოთ ხვრელის რომელ წერტილში გაიარა ელექტრონმა, ხვრელში გავლის მომენტში ელექტრონის x კოორდინატა განსაზღვრული იქნება ხვრელის d სიგანის სიზუსტით, ე.ი.

* ასეთივე სურათი მიიღება, თუ ხვრელში გავატარებთ ერთიმეორის მიყოლებით ცალკეული ელექტრონების დიდ რაოდენობას.

$$\Delta x = d \quad (100.2)$$

რაც შეეხება იმპულსს, თუ ხერეღში გავლამდე იმპულსის p_x მდგენელს ჰქონდა ზუსტი მნიშვნელობა – იგი იყო ნულის ტოლი, ხერეღში გავლის შედეგად მან შეიძინა გარკვეული განუზღვრელობა, ვინაიდან, დიფრაქციის გამო გაჩნდა გარკვეული ალბათობა იმისა, რომ ელექტრონი იმოძრაებს 2φ სხეულოვანი კუთხის საზღვრებში, სადაც φ პირველი დიფრაქციული მინიმუმის შესაბამისი კუთხეა. ამრიგად, განუზღვრელობა იმპულსის p_x მდგენელის განსაზღვრაში $\Delta p_x = p \cdot \sin \varphi$. ან, თუ გავითვალისწინებთ დე ბროილის ფორმულას $\left(p = \frac{h}{\lambda}\right)$,

$$\Delta p_x = \frac{h}{\lambda} \cdot \sin \varphi. \quad (100.3)$$

ერთი ხერეღიდან სინათლის დიფრაქციის შემთხვევის ანალოგიურად, პირველი მინიმუმი ($k=1$) მიიღება იმ φ კუთხისათვის, რომლისთვისაც სრულდება პირობა:

$$d \cdot \sin \varphi = \lambda, \quad \text{საიდანაც} \quad \sin \varphi = \frac{\lambda}{d}, \quad \text{ან (100.2)-ის თანახმად,} \quad \sin \varphi = \frac{\lambda}{\Delta x},$$

ამიტომ

$$\Delta p_x = \frac{h}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{\Delta x} \quad \text{და} \quad \Delta x \cdot \Delta p_x = h.$$

თუ გავითვალისწინებთ დიფრაქციული სურათის მეორე, მესამე და ა.შ. მინიმუმებს Δp_x გახდება უფრო დიდი, ამიტომ

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h, \quad (100.4)$$

რაც თანხვედბა (100.1)-ს.

ანალოგიური თანაფარდობა მიიღება y და z მდგენელებისთვისაც.

თუ (100.4)-ში შევცვლით $\Delta p_x = m\Delta v_x$, მივიღებთ თანაფარდობას Δx -სა და Δv -ს შორის:

$$\Delta x \cdot \Delta v_x \geq \frac{h}{m}. \quad (100.5)$$

ვინაიდან პლანკის მუდმივა მეტად მცირე სიდიდეა, ამიტომ დიდი მასის სხეულებისათვის $\frac{h}{m} \rightarrow 0$. ასეთ შემთხვევაში Δx და Δp_x განუზღვრელობები ერთდროულად შეიძლება ძალიან მცირე სიდიდის იყოს, რაც ნიშნავს, რომ სხეული კლასიკური სხეულია და მისთვის არ არსებობს ჰაიზენბერგის შეზღუდვა. მისი კოორდინატა და სიჩქარე ერთდროულად და ზუსტად იზომება. მიკრონაწილაკებისათვის, მათი მასების სიმცირის გამო, ფარდობა $\frac{h}{m}$ აშკარად მეტია ნულზე, ამიტომ არ შეიძლება, რომ Δx და Δp_x სიდიდეები ერთდროულად აღმოჩნდეს ძალიან მცირე.

ნათქვამის ნათესაყოფად განვიხილოთ მაგალითი. დავუშვათ, განიხილება ბირთვის მოძრაობა, რომლის მასა $m=10^{-3}$ კგ. ჩვეულებრივ, ბირთვის მდებარეობა შეიძლება განისაზღვროს მილიმეტრის მეათედი და მეასედი სიზუსტით. ყოველ შემთხვევაში, აზრი არა აქვს ვილაპარაკოთ მდებარეობის უფრო მეტი სიზუსტით გაზომვაზე, ვიდრე ატომის ზომაა. დავუშვათ ამიტომ, რომ $\Delta x=10^{-10}$ მ. მაშინ (100.5) განუზღვრელობათა თანაფარდობიდან ვიღებთ:

$$\Delta v_x \geq \frac{h}{\Delta x \cdot m} \approx \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{10^{-10} \cdot 10^{-3}} \approx 10^{-20} \text{ მ/წმ.}$$

Δx და Δv სიდიდეების ერთდროული სიმცირე არის სწორედ დადასტურება კლასიკური მექანიკის გამოყენებადობისა. სულ სხვანაირადაა საქმე, როცა ლაპარაკია ატომურ მოვლენებზე – მეტად მცირე მასის ნაწილაკების მოძრაობაზე სივრცის მეტად მცირე მოცულობაში. განვიხილოთ, მაგალითად, ელექტრონის მოძრაობა წყალბადის ატომში. მისი სიჩქარე $v \approx 10^6$ მ/წმ. ელექტრონის მასა $m \approx 9 \cdot 10^{-31}$ კგ. რადგან წყალბადის ატომის ზომა 10^{-10} მ რიგისაა. ასეთივე იქნება ელექტრონის მდებარეობის განუსაზღვრელობაც, ე.ი. $\Delta x=10^{-10}$ მ. მაშინ სიჩქარის განუსაზღვრელობისათვის (100.4)-დან მივიღებთ:

$$\Delta v_x \geq \frac{h}{m \cdot \Delta x} \approx \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9 \cdot 10^{-31} \cdot 10^{-10}} \approx 7 \cdot 10^6 \text{ მ/წმ.}$$

გამოდის, რომ ელექტრონის სიჩქარის განუზღვრელობა დაახლოებით 7-ჯერ აღემატება თვით სიჩქარეს. ეს კი იმას ნიშნავს, რომ ატომის ელექტრონის მდებარეობისა და სიჩქარის ერთდროულად და ზუსტად განსაზღვრა შეუძლებელია და, მაშასადამე, დაუშვებელია მისთვის კლასიკური მექანიკის კანონების გამოყენება.*

ამრიგად, ჰაიზენბერგის პრინციპი იძლევა კლასიკური მექანიკის გამოყენების კრიტერიუმს: კლასიკური მექანიკის გამოყენება შესაძლებელია იმ შემთხვევაში, როდესაც Δx და Δv საკმაოდ მცირეა, ანუ ნაწილაკის (სხეულის) მდებარეობა და სიჩქარე შეიძლება გაიზომოს ერთდროულად და ზუსტად. ამას კი, როგორც ვნახეთ, ადგილი აქვს მაშინ, როცა ნაწილაკის მასა გაცილებით მეტია ატომის მასაზე.**

ჰაიზენბერგის განუზღვრელობათა თანაფარდობა კვანტური მექანიკის ერთერთი ფუნდამენტური დებულებაა. მისი საშუალებით შეიძლება ბევრი

* აქ მხედველობაში უნდა მივიღოთ ერთი გარემოება. კერძოდ, ელექტრონი ატომში და იგივე ელექტრონი თავისუფალ მდგომარეობაში განსხვავებულ თვისებებს ავლენს. ჰაიზენბერგის პრინციპი ატომის ელექტრონისათვის ყოველთვის სრულდება (ატომი კვანტური სისტემაა), მაგრამ როდესაც ელექტრონი თავისუფალია, მაგალითად, ამოფრქვეულია ლითონიდან თერმოელექტრული ემისიის შედეგად და მოძრაობს სხივურ-ელექტრონულ ან სხვა რაიმე მილაკში, იგი მოძრაობს როგორც კლასიკური ნაწილაკი.

** ჩვენ არაერთხელ აღვნიშნავს კლასიკური მექანიკის გამოყენებადობის მეორე კრიტერიუმს: ნაწილაკის (სხეულის) სიჩქარე გაცილებით ნაკლები უნდა იყოს სინათლის გავრცელების c სიჩქარეზე.

მნიშვნელოვანი შედეგის მიღება (უმარტივესი ატომის ზომა, ელექტრონის შესაძლო მინიმალური ენერგიის სიდიდე ასეთ ატომში და სხვ.). კერძოდ, იგი მარტივად ხსნის რატომ არ ეცემა ელექტრონი ბირთვს, ანუ რატომ არის ატომი მდგრადი: ელექტრონი რომ ბირთვს დაეცეს, მისი კოორდინატები და იმპულსი მიიღებდა სრულიად განსაზღვრულ (ნულოვან) მნიშვნელობას, რაც შეუთავსებელია განუსაზღვრელობის პრინციპთან.

§101. შრეინგერის განტოლება.

ელექტრონების დიფრაქციაში ჩატარებულმა ექსპერიმენტმა ცხადყო, რომ ელექტრონი შეიძლება განვიხილოთ როგორც ტალღა, რომლის სიგრძე განისაზღვრება დე ბროილის ფორმულით $\lambda = \frac{h}{mv}$. მაგრამ ყოველი ტალღა ხასიათდება არა მარტო სიგრძით, არამედ A ამპლიტუდით და I ინტენსივობით, რომელიც ამპლიტუდის კვადრატის პროპორციულია ($I \sim A^2$). რა უნდა ვიგულისხმოთ ამ სიდიდეებში (A -სა და I -ს ქვეშ) ელექტრონული ტალღის შემთხვევაში? ამ კითხვაზე პასუხის გასაცემად მივმართოთ ისევ ექსპერიმენტს ელექტრონების დიფრაქციაში, ოღონდ ეკრანის ნაცვლად გამოვიყენოთ ფოტოგრაფიული ფირფიტა. ცხადია, რომ იმ ადგილებში, რომლებზედაც მოდიოდა დიფრაქციული სურათის მაქსიმუმები, ფირფიტა გაშავდება. ცხადია აგრეთვე, რომ გაშავების ხარისხი დამოკიდებული იქნება ტალღის ინტენსივობაზე. ასე რომ თუ ელექტრონული ტალღის ამპლიტუდას აღვნიშნავთ ψ -თი, მივიღებთ, რომ ინტენსივობა, რომელიც განსაზღვრავს გაშავების ხარისხს, პროპორციულია ψ^2 -ის. მეორეს მხრივ, ელექტრონული კონის ინტენსივობა განისაზღვრება ელექტრონების n კონცენტრაციით ნაკადში, ამიტომ ჩვენ შეგვიძლია ψ^2 გავუტოლოთ n -ს:

$$\psi^2 = n.$$

ამრიგად, ელექტრონული კონის შემთხვევაში საკითხი გარკვეულია, მაგრამ რა უნდა ვიგულისხოთ ψ^2 -ის ქვეშ, როცა გვაქვს ერთი ელექტრონი? ამ კითხვაზე პასუხის გასაცემად ჩვენს ექსპერიმენტს ვუცვალეთ სახე: ლითონის თხელ ფირფიტაში გავატაროთ არა ელექტრონების კონა, არამედ ერთიმეორის მიყოლებით ცალკეული ელექტრონები, თანაც ისე, რომ დრო ცალკეული ელექტრონების გატარების თითოეულ აქტს შორის 30000-ჯერ აღემატებოდეს იმ დროს, რომელიც სჭირდება ელექტრონს ფირფიტაში გასავლელად. ეს გამორიცხავს მოცემულ ელექტრონზე სხვა ელექტრონების მოქმედებას. ცდა გვიჩვენებს, რომ ელექტრონები ეკრანზე (ფოტოფირზე) ეცემა სულ სხვადასხვა წერტილებში, მაგრამ მათი განაწილება

არათანაბარია. კერძოდ, ისინი უფრო ხშირად ეცემიან იმ წერტილებში, რომლებიც შეესაბამება ელექტრონული კონის დიფრაქციულ მაქსიმუმებს. იმ წერტილებში კი, რომლებიც შეესაბამება დიფრაქციულ მინიმუმებს, ელექტრონები ან სრულებით არ ხვდებიან, ან ხვდებიან ძალიან იშვიათად. როდესაც ფირფიტაში გავატარებთ ელექტრონების საკმაოდ დიდ რიცხვს, მიღებული სურათი სავსებით ანალოგიურია იმისა, რაც გვქონდა ელექტრონული კონის შემთხვევაში, მაგრამ ჩვენ არ შეგვიძლია მივუთითოთ, თუ კონკრეტულად რომელ წერტილში მოხვდება მოცემული ელექტრონი. ჩვენ მხოლოდ იმის თქმა შეგვიძლია, რომ ელექტრონის მოხვედრის ალბათობა დიფრაქციული მაქსიმუმების შესაბამის წერტილებში დიდია, დიფრაქციული მინიმუმების შესაბამის წერტილებში კი მცირე. ეს საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ ψ^2 , როგორც ელექტრონის ეკრანის მოცემულ წერტილში (საზოგადოდ კი – სივრცის მოცემულ წერტილში) მოხვედრის ალბათობა. ψ ელექტრონული ტალღის ამპლიტუდას ხშირად უწოდებენ **ტალღურ ფუნქციას**. ზემოთქმულიდან გამომდინარეობს, რომ ტალღურ ფუნქციას თავისთავად არავითარი ფიზიკური არსი არ გააჩნია, ფიზიკური არსის მატარებელია მისი კვადრატი* (ψ^2), რომელიც გამოსახავს ელექტრონის (საზოგადოდ, მიკრონაწილაკის) სივრცის მოცემულ წერტილში ყოფნის ალბათობას. $d\omega$ ალბათობა იმისა, რომ ნაწილაკი იმყოფება სივრცის $dxdydz$ მოცულობაში ტოლია: $d\omega = \psi^2 dxdydz$. ვინაიდან სადღაც, ანუ სივრცის მთელ V მოცულობაში ნაწილაკის ყოფნის ალბათობა წარმოადგენს უეჭველ ხდომილობას, ამიტომ ცხადია, რომ

$$\int_V d\omega = \int_V \psi^2 dV = 1. \quad (101.1)$$

(101.1) ტოლობა გამოსახავს ე.წ. **ნორმირების პირობას**. ფუნქცია, რომელიც ამ პირობას აკმაყოფილებს **ნორმირებულია**.

ტალღური ფუნქცია კვანტური მექანიკის შესასწავლი ობიექტის – მიკრონაწილაკის ძირითადი მახასიათებელია, ამიტომ იგი, ნორმირების პირობის გარდა, უნდა აკმაყოფილებდეს შემდეგ მოთხოვნებს: იყოს **უწყვეტი** (ე.ი. არ უნდა იცვლდებოდეს ნახტომისებურად), **ცალსახა** (ე.ი. ერთ მდგომარეობას უნდა აღწერდეს მხოლოდ ერთი ტალღური ფუნქცია) და **სასრული**. სასრული და უწყვეტი უნდა იყოს მისი პირველი რიგის წარმოებულიც.

შევნიშნოთ, რომ ტალღური ფუნქციის ალბათური განმარტება ერთი ელექტრონისათვის ეკუთვნის გერმანელ ფიზიკოსს მაქს ბორნს (1926 წ.).

ამრიგად, კლასიკური მექანიკისაგან განსხვავებით, რომელიც საშუალებას იძლევა ზუსტად მოინახოს ნაწილაკის მდებარეობა და განისაზღვროს მოძრაობის

* უფრო ზუსტად, მისი ნამრავლი კომპლექსურ- შეუღლებულზე $(\psi \cdot \psi^*)$ ანუ მოდულის კვადრატი.

ტრაექტორია, კვანტურ მექანიკაში შეიძლება ვილაპარაკოთ მხოლოდ ნაწილაკის სივრცის მოცემულ წერტილში ყოფნის, ან მოცემულ ტრაექტორიაზე მოძრაობის ალბათობაზე.

ყოველი ტალღური პროცესი აიწერება ტალღური განტოლებით. ამიტომ ბუნებრივია დავუშვათ, რომ მიკრონაწილაკის მოძრაობაც ტალღური განტოლებით უნდა აიწერებოდეს. ასეთი განტოლება მოგვცა ავსტრიელმა მეცნიერმა შრედინგერმა (1926 წ.). შრედინგერის სტაციონარულ (ე.ი. დროზე დამოუკიდებელ) განტოლებას m მასის მიკრონაწილაკისათვის, რომელსაც გააჩნია E სრული ენერგია და მოძრაობს $u(xyz)$ პოტენციურ ველში, აქვს სახე:*

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2m}{h^2}(E - u)\psi = 0, \quad (101.2)$$

სადაც $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ - არის **ლაპლასის ოპერატორი**.

(101.2) განტოლებას ხშირად შრედინგერის ამპლიტუდურ განტოლებასაც უწოდებენ.

ამრიგად, შრედინგერის განტოლება **მიკრონაწილაკის მოძრაობის განტოლებაა**. იგი ისეთივე როლს თამაშობს კვანტურ მექანიკაში, როგორსაც ნიუტონის მეორე კანონი კლასიკურში და მაქსველის განტოლებები ელექტროდინამიკაში. შრედინგერის განტოლების გამოყვანა არ შეიძლება, ისევე, როგორც არ გამოიყვანება ნიუტონის კანონი და მაქსველის განტოლებები.

შრედინგერის განტოლება არ გამოიყვანება, იგი მხოლოდ **პოსტულირდება** და მისი სამართლიანობა მოწმდება იმით, რომ ამ განტოლებით მიღებული შედეგები ატომურ და ბირთვულ ფიზიკაში დასტურდება ცდით.

შრედინგერის განტოლება აკმაყოფილებს ბორის **შესაბამისობის პრინციპს** (1923 წ.), რომელიც მოითხოვს დიდი კვანტური რიცხვების ზღვრულ შემთხვევაში კვანტური მექანიკის შედეგების თანხვედრას კლასიკური მექანიკის შედეგებთან.**

დაბოლოს, შევნიშნოთ, რომ შრედინგერის განტოლება ვარგისია მხოლოდ სინათლის სიჩქარესთან შედარებით მცირე სიჩქარით მოძრავი მიკრონაწილაკისა-

* შრედინგერის **დროით** (არასტაციონალურ) განტოლებას ჩვენ არ განვიხილავთ, ვინაიდან დადგენილია, რომ მიკროსამყაროში მიმდინარე ფიზიკური მოვლენების დიდი რაოდენობა (მათ შორის ელექტრონის მოძრაობა ატომში) სრულად აიწერება (101.2) განტოლებით.

** ფართო გაგებით, შესაბამისობის პრინციპი გულისხმობს იმას, რომ ყოველი ახალი თეორია, რომელიც აცხადებს პრეტენზიას ფიზიკური რეალობის უფრო ღრმა აღწერისა და გამოყენებადობის უფრო ფართო არეზე, ვიდრე ძველი თეორია, ამ უკანასკნელს უნდა შეიცავდეს როგორც ზღვრულ შემთხვევას. მაგალითად, რელატივისტური მექანიკა მცირე სიჩქარეების შემთხვევაში ($v \ll c$) გადადის კლასიკურში.

თვის (იგი არარელატივისტურია). სინათლის სიჩქარის შესადარი სიჩქარით მოძრაობა ნაწილაკისათვის ტალღური განტოლება მიიღო დირაკმა.

§102. შრედინგერის განტოლების გამოყენების მაგალითები.

განვიხილოთ შრედინგერის განტოლების გამოყენების რამოდენიმე მაგალითი.

1. თავისუფალი მიკრონაწილაკის მოძრაობა. განვიხილოთ m მასის მქონე თავისუფალი მიკრონაწილაკის მოძრაობა x ღერძის გასწვრივ. მიკრონაწილაკი თავისუფალია ნიშნავს, რომ მასზე ძალა არ მოქმედებს, ე.ი. პოტენციური ენერგია $u(x)=0$, ამიტომ შრედინგერის ამპლუტუდურ (101.2) განტოლებას ექნება სახე:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2} E \psi = 0 \quad (102.1)$$

რადგან $u=0$, ამიტომ E წარმოადგენს ნაწილაკის კინეტიკურ ენერგიას:

$$E = W = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m} = \frac{h^2}{2m\lambda^2} \quad \left(p = \frac{h}{\lambda} \right).$$

შევიტანოთ (102.1)-ში:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \psi = 0, \quad \text{ან} \quad \frac{d^2\psi}{dx^2} + K^2 \psi = 0 \quad (102.2)$$

სადაც $K = \frac{2\pi}{\lambda}$ მიკრონაწილაკის შესაბამისი დე ბროილის ტალღის ტალღური რიცხვია.

(102.1) წარმოადგენს ჰარმონიული რხევის დიფერენციალურ განტოლებას, რომლის ამოხსნას აქვს სახე: $\psi = A \cos Kx$, სადაც A ტალღის ამპლიტუდაა.

(102.1) და (102.2) ტოლობების შედარება გვაძლევს: $\frac{8\pi^2m}{h^2} E = K^2$, საიდანაც

$$E = \frac{h^2}{8\pi^2m} K^2 \quad (102.3)$$

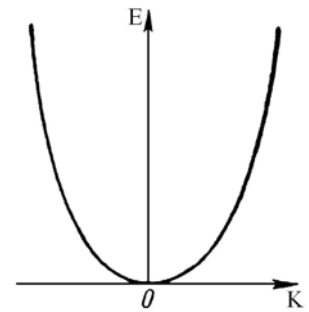
მიღებული ფორმულა გვიჩვენებს, რომ თავისუფალი მიკრონაწილაკის ენერგია წარმოადგენს მისი შესაბამისი დე ბროილის ტალღის ტალღური რიცხვის კვადრატულ ფუნქციას. ვინაიდან ტალღურ რიცხვზე არავითარი შეზღუდვა არ გავივრცელდება, მაშასადამე, თავისუფალი მიკრონაწილაკის ენერგიაც შეზღუდული არ არის, მან შეიძლება მიიღოს ნებისმიერი მნიშვნელობა. სხვანაირად, თავისუფალი მიკრონაწილაკის ენერგია არ იკვანტება, ანუ მისი ენერგეტიკული სპექტრი არის მთლიანი, უწყვეტი. $E = f(K)$ ფუნქციის გრაფიკი მოცემულია (102.1) სურათზე. იგი წარმოადგენს პარაბოლას.

2. მიკრონაწილაკის მოძრაობა პოტენციურ ყუთში. განვიხილოთ მიკრონაწილაკის მოძრაობა x ღერძის გასწვრივ პოტენციურ ველში, რომელიც შემდეგნაირადაა განსაზღვრული (სურ.102.2):

$$u(x) = \begin{cases} 0, & \text{როცა } 0 < x < a \\ \infty, & \text{როცა } x \leq 0 \text{ და } x \geq a \end{cases} \quad (102.4)$$

ასეთნაირად განაწილებულ პოტენციურ ველს ეწოდება უსასრულოდ ღრმა პოტენციური ორმო. ვინაიდან ორმოს შიგნით $u(x)=0$, აქ მიკრონაწილაკის მოძრაობა აიწერება (102.2) განტოლებით:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + K^2\psi = 0.$$



სურ. 102.1

ამ განტოლების ზოგად ამოხსნას აქვს სახე (რაშიც ადვილად დავრწმუნდებით ჩასმით):

$$\psi(x) = A \sin(Kx - \delta). \quad (102.5)$$

რადგან ორმო უსასრულოდ ღრმაა, მისგან ამოსვლას მიკრონაწილაკი ვერ შეძლებს. მაშასადამე, ორმოს გარეთ ნაწილაკის აღმოჩენის ალბათობა ნულის ტოლის: $\psi \cdot \psi^* = 0$, ანუ $\psi = 0$. ტალღური ფუნქციის უწყვეტობის გამო იგი ტოლი იქნება $x=0$ და $x=a$ წერტილებშიც, ე.ი.

$$\psi(0) = \psi(a) = 0. \quad (102.6)$$

პირველი სასაზღვრო პირობა გვაძლევს: $A \sin(K \cdot 0 - \delta) = 0$, საიდანაც $\delta = 0$. მაშასადამე,

$$\psi(x) = A \sin Kx. \quad (102.7)$$

მეორე სასაზღვრო პირობის თანახმად

$$\psi(a) = A \sin Ka = 0. \quad (102.8)$$

(102.8) ტოლობა სრულდება Ka -ს შემდეგი მნიშვნელობებისათვის:

$Ka = n\pi$ ($n=1, 2, 3, \dots$), საიდანაც

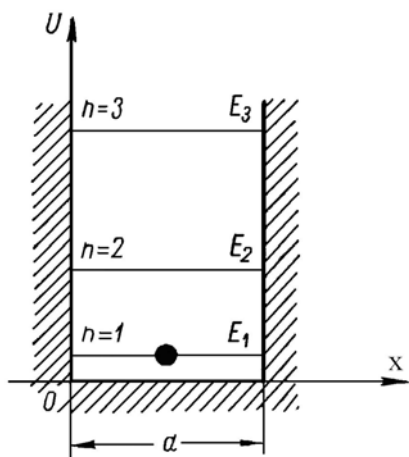
$$K_n = n \cdot \frac{\pi}{a}. \quad (102.9)$$

თუ K_n -ის მიღებულ მნიშვნელობას ჩავსვავთ თავისუფალი მიკრონაწილაკის ენერგიის გამომსახველ (102.3) ფორმულაში მივიღებთ პოტენციურ ორმოში მოძრავი მიკრონაწილაკის ენერგიის შესაძლო მნიშვნელობებს:

$$E_n = n^2 \frac{h^2}{8ma^2}. \quad (102.10)$$

მიღებული ფორმულა გვიჩვენებს, რომ უსასრულოდ დრმა პოტენციურ ორმოში მოძრავი მიკრონაწილაკის ენერგია იკვანტება, ანუ მისი ენერგეტიკული სპექტრი არის წყვეტილი, დისკრეტული. n მოელ რიცხვს, რომელიც განსაზღვრავს ენერგიის მნიშვნელობებს, ეწოდება კვანტური რიცხვი.

ამრიგად, ენერგიის დაკვანტვის პირობა, რომელიც ბორის თეორიაში იყო პოსტულირებული, კვანტურ მექანიკაში მიიღება ბუნებრივად, როგორც შრედინგერის განტოლების ამოხსნის შედეგი.



სურ. 102.2

(102.2) სურათზე ნაჩვენებია მიკრონაწილაკის რამოდენიმე, ყველაზე დაბალი ენერგეტიკული დონის განლაგება. მინიმალური ენერგიის შესაბამის მდგომარეობას ($n=1$), ეწოდება ძირითადი მდგომარეობა, დანარჩენებს – აგზნებული.

სხვაობა ორ ენერგეტიკულ დონეს შორის n -ის გაზრდით იზრდება:

$$\Delta E = E_{n+1} - E_n = \frac{h^2}{8ma^2} \{(n+1)^2 - n^2\} = \frac{h^2}{8ma^2} (2n+1),$$

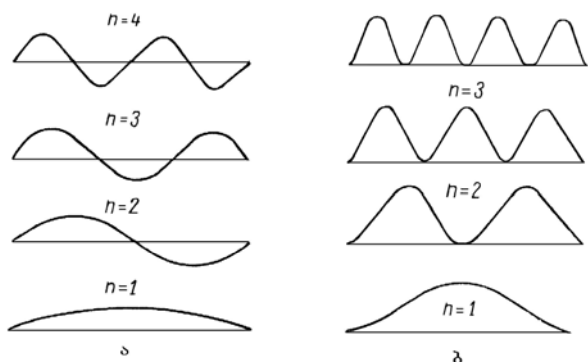
ხოლო ფარდობა $\frac{\Delta E}{E} = \frac{2n+1}{n^2} \approx \frac{1}{n}$ n -ის გაზრდით მცირდება. ეს ნიშნავს, რომ დისკრეტულობის ეფექტი n -ის გაზრდით თანდათან მცირდება და ძალიან დიდი n -ის შემთხვევაში პრაქტიკულად ხდება ნულის ტოლი (შესაბამისობის პრინციპი).

ტალღური ფუნქციის (102.7) მნიშვნელობაში K_n -ის შეტანა გვაძლევს:

$$\psi_n(x) = A \sin \frac{n\pi}{a} x. \quad (102.11)$$

ψ_n -ის კვადრატი გამოსახავს ალბათობას. მაგ., ალბათობა იმისა, რომ მიკრონაწილაკი იმყოფება a მონაკვეთის სხვადასხვა dx უბნებში ტოლია:

$$\omega(x)dx = |\psi_n|^2 dx = A^2 \sin^2 n \frac{\pi}{a} x dx \quad (102.12)$$



სურ. 102.3

(102.3) სურათზე მოცემულია ψ_n -ის (ა) და ψ_n^2 -ის (ბ) გრაფიკები n -ის სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის.

სურათიდან ჩანს, რომ მიკრონაწილაკის ყოფნის ალბათობა a მონაკვეთის სხვადასხვა ადგილას სხვადასხვაა (როცა $n=1$,

მაშინ $\psi_n^2(0)=\psi_n^2(a)=0$, ხოლო $\psi_n^2\left(\frac{a}{2}\right)$ მაქსიმალურია. ე.ი. ნაწილაკის ყოფნის ალბათობა ორმოს კიდებზე ნულის ტოლია, ხოლო შუაში მაქსიმალური. როცა $n=2$, ψ_n^2 ნულის ტოლია $x=0$, $x=a$ და $x=\frac{a}{2}$ მნიშვნელობებისათვის, ხოლო მაქსიმალურია $x=\frac{a}{4}$ და $x=\frac{3}{4}a$ მნიშვნელობებისათვის. ასევე გამოითვლება ψ_n^2 n -ის უფრო მაღალი მნიშვნელობებისათვის). n -ის ზრდით მაქსიმუმების რაოდენობა (რიცხვი) მატულობს და დიდი n -ის შემთხვევაში იმდენად მჭიდროდ არიან განლაგებულნი, რომ ნაწილაკის აღმოჩენის ალბათობა a მონაკვეთის სხვადასხვა უბნებში პრაქტიკულად ერთნაირია, როგორც ამას აქვს ადგილი თავისუფალი მიკრონაწილაკის შემთხვევაში.

ჩვენ განვიხილეთ ერთგანზომილებიანი ამოცანა. აქ მიღებული შედეგები შეიძლება განვაზოგადოთ მიკრონაწილაკის მოძრაობისათვის სამგანზომილებიანი მართკუთხა ორმოსათვის, რომელსაც ჩვეულებრივ **პოტენციურ ყუთს** უწოდებენ.

მიკრონაწილაკის ენერგიას და ტალღურ ფუნქციას ამ შემთხვევაში აქვს სახე:

$$E_{n_1, n_2, n_3} = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{n_1^2}{a_1^2} + \frac{n_2^2}{a_2^2} + \frac{n_3^2}{a_3^2} \right); \quad (102.13)$$

$$\psi_{n_1, n_2, n_3} = A \sin n_1 \frac{\pi}{a_1} x \cdot \sin n_2 \frac{\pi}{a_2} y \cdot \sin n_3 \frac{\pi}{a_3} z, \quad (102.14)$$

სადაც a_1, a_2, a_3 – პოტენციური ყუთის ზომებია x, y, z ღერძების მიმართულებით, ხოლო n_1, n_2, n_3 – მთელი რიცხვები. თუ $a_1 = a_2 = a_3$ (კუბური ფორმის პოტენციური ყუთი), მაშინ მიკრონაწილაკის ენერგია

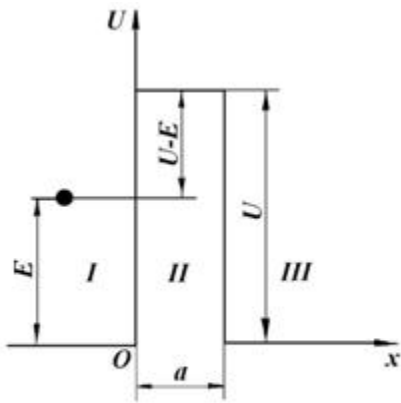
$$E_{n_1, n_2, n_3} = \frac{h^2}{8ma^2} (n_1^2 + n_2^2 + n_3^2) \quad (102.15)$$

(102.15) გვიჩვენებს, რომ მიკრონაწილაკის ენერგიის მოცემული მნიშვნელობა შეიძლება მიღებულ იქნეს n_1, n_2, n_3 რიცხვების სხვადასხვა კომბინაციის საშუალებით. მაგრამ ვინაიდან ამ სამი რიცხვის ყოველი კომბინაცია განსაზღვრავს მიკრონაწილაკის მდგომარეობას, რომელიც ψ_{n_1, n_2, n_3} ტალღური ფუნქციით აიწერება, ეს ნიშნავს, რომ ენერგიის **ერთ მნიშვნელობას** შეესაბამება **რამოდენიმე კვანტური მდგომარეობა** (სხვადასხვა ტალღური ფუნქციებით). ამ შემთხვევაში ამბობენ, რომ **კვანტური მდგომარეობები გადაგვარებულია**. კვანტურ მდგომარეობათა რიცხვს, რომლებიც შეესაბამება ენერგიის ერთიდაიგივე მნიშვნელობას,

გადაგვარების ჯერადობა ეწოდება. მაგ., განვიხილოთ $E = \frac{h^2}{8ma^2} \cdot 6$ დონე. ამ დონისათვის

$n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 = 6$. ეს ტოლობა სრულდება n_1, n_2, n_3 რიცხვების სამი კომბინაციისათვის: $n_1=1, n_2=2, n_3=1$; $n_1=1, n_2=1, n_3=2$ და $n_1=2, n_2=1, n_3=1$. მაშასადამე, ენერგიის ერთ

მნიშვნელობას შეესაბამება სამი სხვადასხვა კვანტური მდგომარეობა, რომლებიც აიწერება $\psi_{121}, \psi_{112}, \psi_{211}$ ტალღური ფუნქციებით. მაშასადამე, გადაგვარების ჯერადობა სამის ტოლია.



სურ. 102.4

3. პოტენციური ჯებირი. გვირაბული ეფექტი. ვთქვათ, მიკრონაწილაკი მოძრაობს x ღერძის გასწვრივ სივრცეში, სადაც პოტენციური ველი შემდეგნაირადაა განაწილებული (სურ. 102.4): პოტენციური ენერგია ნულია როცა $x < 0$ და $x > a$ და აქვს ნულისაგან განსხვავებული მუდმივი u მნიშვნელობა, როცა $0 \leq x \leq a$. ასეთნაირად განაწილებულ პოტენციურ ველს ეწოდება **პოტენციური ჯებირი**.

დავუშვათ, m მასის მიკრონაწილაკი უახლოვდება ჯებირს მარცხენა მხრიდან. ნაწილაკის სრული ენერგია მისი კინეტიკური და პოტენციური ენერგიების ჯამის ტოლია: $E = \frac{p^2}{2m} + u$. თუ $E < u$, მაშინ, კლასიკური ფიზიკის თანახმად II არე მისთვის „აკრძალულია“ (ამ არეში ნაწილაკის იმპულსი წარმოსახვითია, რაც მოკლებულია ყოველგვარ ფიზიკურ არსს). მაშასადამე, ასეთ შემთხვევაში ნაწილაკი I არედან III-ში ვერ მოხვდება, ანუ იგი ვერ გაივლის (ვერ გადალახავს) პოტენციურ ჯებირს. ნაწილაკს პოტენციური ჯებირის გადალახვა შეუძლია მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ $E > u$; წინააღმდეგ შემთხვევაში იგი „აირეკვლება“ ჯებირიდან და ბრუნდება უკან.

სხვანაირი შედეგი მიიღება საკითხის კვანტურ-მექანიკური განხილვის დროს. შრედინგერის განტოლების ამოხსნა დასმული ამოცანისათვის (უნდა დაიწეროს შრედინგერის განტოლება სამივე არისათვის, უნდა მოხდეს მათი ამოხსნის შედეგად მიღებული ტალღური ფუნქციების „გადაკერვა“) გვაძლევს, რომ არსებობს გარკვეული ალბათობა იმისა, რომ ნაწილაკი აღმოჩნდეს I არიდან III არეში, ანუ იგი „გაძვრეს“, „გაიჟონოს“ პოტენციურ ჯებირში. ამ მოვლენას ეწოდება **გვირაბული ეფექტი**.

გვირაბული ეფექტი ხასიათდება ჯებირის გამჭვირვალობით (D), რომელიც ტოლია ჯებირში გასული ნაწილაკების რიცხვის ფარდობისა ჯებირზე დაცემული ნაწილაკების რიცხვთან. გამოთვლები გვაძლევს, რომ

$$D \approx e^{-\frac{4\pi a}{h} \sqrt{2m(u-E)}}, \quad (102.16)$$

სადაც a ჯებირის სიგანეა, u – ჯებირის სიმაღლე, ხოლო m – ნაწილაკის მასა.

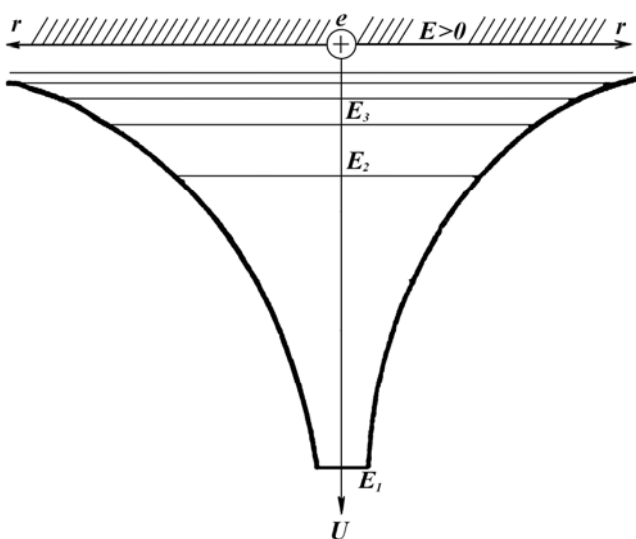
ფორმულიდან ჩანს, რომ ჯებირი მით უფრო გამჭვირვალეა, ანუ გვირაბული ეფექტის ალბათობა მით უფრო მეტია, რაც ნაკლებია ნაწილაკის მასა, ჯებირის სიგანე და $(u - E)$ სხვაობა.

გვირაბული ეფექტით აიხსნება მრავალი ფაქტი, რომლებიც კლასიკური ფიზიკის თვალსაზრისით არის გაუგებარი. ასეთებია ატომბირთვის რადიოაქტიური დაშლა, ცივი ემისიის დიდი სიმკვრივის დენების არსებობა, ნახევარგამტარული გვირაბული დიოდების მოქმედება და სხვ. მაგალითად, იმისათვის, რომ ელექტრონები გახურების გარეშე გამოვიდნენ ლითონიდან და მივიღოთ ე.წ. **ცივი ემისიის დენი**, საჭიროა ლითონში შევქმნათ ძალიან დიდი ელექტრული ველი, რომელიც ელექტრონს მიანიჭებს ენერგიას დადებითი იონების მიზიდვით გამოწვეული პოტენციური ჯებირის დასაძლევად. სინამდვილეში, საკმარისი სიმკვრივის ცივი ემისიის დენი მიიღება ლითონში შექმნილი ისეთი ელექტრული ველის დროს, რომელიც თეორიულ მნიშვნელობაზე საგრძნობლად ნაკლებია. ეს ხდება იმიტომ, რომ გვირაბული ეფექტის გამო ლითონიდან გამოდიან ისეთი ელექტრონები, რომელთა ენერგია ნაკლებია პოტენციური ჯებირის სიმაღლეზე.

§103. წყალბადის ატომი კვანძური მექანიკის თვალსაზრისით

წყალბადის ბირთვი შედგება ერთი პროტონისაგან ($q_1 = +e$), რომლის ირგვლივ r რადიუსიან ორბიტაზე ბრუნავს ერთი ელექტრონი ($q_2 = -e$). ელექტრონის ბირთვთან ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგია

$$u = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (103.1)$$



სურ. 103.1

სადაც $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{კ}^2}{\text{ფმ}^2}$ – ელექტრული მუდმივაა. მინუსი ნიშანი გამოსახავს იმ ფაქტს, რომ ატომის შემადგენელი ნაწილაკები ურთიერთმიზიდებიან. (103.1) სურათზე მოცემულია ამ ენერგიის r -ზე დამოკიდებულების გრაფიკი, საიდანაც ჩანს, რომ წყალბადის ატომი შეიძლება წარმოვადგინოთ როგორც თავისებური პოტენციური ორმო, რომელიც შემოსაზღვრულია ბირთვზე გამავალი ვერტიკალური ღერძის ირგვლივ $u(r)$ მრუდის

ბრუნვით მიღებული ზედაპირით. ორმოს ფსკერი არა აქვს. ორმოს შიგნით ელექტრონს გააჩნია u უარყოფითი ენერგია, რომელიც მიისწრაფვის უსასრულობისაკენ როცა $r \rightarrow 0$ და ხდება ნულის ტოლი, როცა $r \rightarrow \infty$.

შრედინგერის განტოლებას ამ შემთხვევაში აქვს სახე:

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2m}{h^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0. \quad (103.2)$$

(103.2) განტოლება აღწერს წყალბადის ატომის სტაციონარულ მდგომარეობებს. მისი ამოხსნა დიდ მათემატიკურ სიძნელეებთან არის დაკავშირებული, ამიტომ მოვიყვანო მხოლოდ საბოლოო შედეგებს:

1. ელექტრონის ენერგია წყალბადის ატომში იღებს შემდეგ მნიშვნელობებს:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2}, \quad (103.3)$$

სადაც $n=1, 2, 3, \dots$; ფორმულა გვიჩვენებს, რომ ელექტრონის ენერგია წყალბადის ატომში იკვანტება, ანუ მისი ენერგეტიკული სპექტრი არის წყვეტილი, დისკრეტული. აღსანიშნავია, რომ ასეთივე შედეგი მიიღება ბორის თეორიაშიც (ფორმულა 97.5), მაგრამ იქ დისკრეტული დონეების არსებობა იყო პოსტულირებული, აქ კი მიიღება როგორც შრედინგერის განტოლების ამოხსნის აუცილებელი შედეგი. n მთელ რიცხვს, რომელიც განსაზღვრავს ენერგიის მნიშვნელობებს, ეწოდება მთავარი კვანტური რიცხვი. მდგომარეობას მინიმალური ენერგიით ($n=1$, $E_1 = -13,55$ ევ) ეწოდება ძირითადი (ნორმალური) მდგომარეობა, დანარჩენებს ($n=2$, $E_2 = -3,37$ ევ; $n=3$, $E_3 = -1,50$ ევ და ა.შ) – აგზნებული. ენერგიის E_1 , E_2 , E_3 მნიშვნელობები ნაჩვენებია სურათზე ჰორიზონტალური წრფეების სახით. სურათიდან ჩანს, რომ n -ის ზრდით ბირთვთან ბმული ელექტრონის ენერგია იზრდება სხვაობა ენერგეტიკულ დონეებს შორის კი მცირდება. როცა $n = \infty$, $E_\infty = 0$. დადებითი ენერგია ($E > 0$) შეესაბამება თავისუფალ ელექტრონს. ამ დროს წყალბადის ატომი იონიზებულია. მაშასადამე, თეორიის თანახმად, წყალბადის ატომის იონიზაციის ენერგია $E_i = -E_1 = 13,55$ ევ-ის ტოლია, რაც დასტურდება ცდით.

2. იკვანტება ელექტრონის ორბიტული ბრუნვის L იმპულსის მომენტის სიდიდეც (ანუ L -საც შეუძლია მიიღოს არა ნებისმიერი, არამედ მხოლოდ დისკრეტული მნიშვნელობები). დაკვანტის პირობა მოცემულია ფორმულით

$$L = \frac{h}{2\pi} \sqrt{l(l+1)}, \quad (103.4)$$

სადაც l მთელი რიცხვია და მას ორბიტული კვანტური რიცხვი ეწოდება. იგი იღებს მნიშვნელობებს $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$, – სულ n მნიშვნელობას.

მთავარი და ორბიტული კვანტური რიცხვების სხვადასხვა მნიშვნელობები არის ატომურ ფიზიკაში ელექტრონული მდგომარეობების სისტემატიკის საფუძველი. ელექტრონის მდგომარეობას, რომელსაც შეესაბამება $l=0$ კვანტური რიცხვი, ეწოდება s მდგომარეობა; ელექტრონის მდგომარეობებს, რომელთათვისაც $l=1, 2, 3, 4$, შესაბამისად ეწოდება p, d, f, g მდგომარეობები. მთავარი კვანტური რიცხვის მნიშვნელობა მითითებულია ორბიტული კვანტური რიცხვის პირობითი აღნიშვნის წინ. მაგალითად, ელექტრონის მდგომარეობები, რომელთათვისაც $n=2$, ხოლო l ნულისა და ერთი ტოლია, შესაბამისად აღინიშნება სიმბოლოებით $2s$ და $2p$.

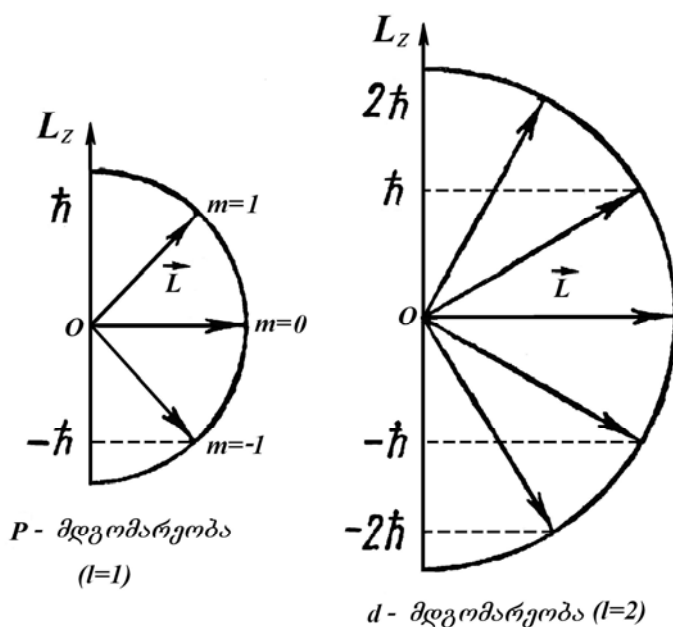
(103.4) ფორმულა გარეგნულად (რამდენადმე) ემსგავსება იმპულსის მომენტის დაკვანტვის ბორის (96.2) ფორმულას, ხოლო დიდი l -ის შემთხვევაში, როდესაც $l+1=l$ და $\sqrt{l(l+1)}=l$, კიდევაც თანხვედბა მას. არსებითი განსხვავება დაკვანტვის ამ ორ პირობას შორის არის ის, რომ შრედინგერის თანახმად l -ს შეუძლია მიიღოს მნიშვნელობა $l=0$. ამრიგად, შრედინგერის თეორიიდან გამოდის, რომ ელექტრონის ორბიტული ბრუნვის იმპულსის მომენტი შეიძლება ნულის ტოლი იყოს, რაც კლასიკური შეხედულებებით სრულიად წარმოუდგენელია. ეს შედეგი უნდა გავიგოთ არა ისე, რომ ელექტრონი საერთოდ არ მოძრაობს, არამედ ისე, რომ მისი მოძრაობა არ გვაძლევს შედეგით იმპულსის მომენტს. ამის თვალსაჩინოდ წარმოდგენა შეუძლებელია, მაგრამ იგი უნდა გავიგოთ როგორც ელექტრონის თანაბრად აღბათური მოძრაობა ყველა მიმართულებით. ასეთი შედეგის მიღება იმით არის განპირობებული, რომ ელექტრონის ტალღური თვისებების გამო, კვანტური მექანიკა საერთოდ ამბობს უარს ელექტრონული ორბიტის კლასიკურ წარმოდგენაზე. კვანტური მექანიკის თანახმად, ყოველ ენერგეტიკულ მდგომარეობას შეესაბამება ტალღური ფუნქცია, რომლის კვადრატი (მოდულის კვადრატი) განსაზღვრავს ელექტრონის ყოფნის ალბათობას მოცულობის ერთეულში. ეს ალბათობა ატომის სხვადასხვა ნაწილში არის სხვადასხვა. ელექტრონის შესაძლო მდგომარეობათა შესაბამისი წერტილების ერთობლიობას ეწოდება **ორბიტალი**, რომელიც პირობითად გამოისახება სივრცითი **ელექტრონული ღრუბლის სახით**. ამ ღრუბლის სიმკვრივე ახასიათებს ელექტრონის აღმოჩენის ალბათობის განაწილებას. ღრუბლის ზომები და ფორმა განისაზღვრება n და l კვანტური რიცხვებით. მაგ. როცა $n=1$ და $l=0$, ანუ ძირითად $1s$ მდგომარეობაში, წყალბადის ატომის ორბიტალს აქვს სფერული ფორმა სიმკვრივის არათანაბარი განაწილებით. სიმკვრივე მასქიმალურია ცენტრიდან r_0 მანძილზე, რაც შეესაბამება ბორის ძირითადი (პირველი) ორბიტის რადიუსს. როცა $l=1$, ანუ ატომი p მდგომარეობაშია, ელექტრონის ორბიტალს აქვს რვიანის ბრუნვით მიღებული გეომეტრიული ფიგურის ფორმა. l -ის უფრო დიდი მნიშვნელობებისათვის ორბიტალების ფორმა უფრო რთულია. წყალბადის ატომის ძირითადი ორბიტალის სფერული ფორმა შესაძლებელს ხდის ელექტრონის თანაბრად აღბათურ მოძრაობას ყველა მიმართულებით, რაზეც ზემოთ იყო ლაპარაკი.

3. იკვანტება ელექტრონის $\vec{L}$ იმპულსის მომენტის გეგმილიც ნებისმიერად ადებულ Z მიმართულებაზე. დაკვანტვის ეს პირობა მოცემულია ფორმულით:

$$L_z = m \frac{h}{2\pi}, \quad (103.5)$$

სადაც m იღებს მთელ რიცხვით მნიშვნელობებს $-l$ -დან $+l$ -მდე ნულის ჩათვლით: $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$; ანუ მოცემული l -ის დროს m იღებს სულ $2l+1$ განსხვავებულ მნიშვნელობას. m -ს ეწოდება **მაგნიტური კვანტური რიცხვი**. მაგნიტური იმპულსი, რომ მიმართულებად, რომელზედაც განიხილება $\vec{L}$ ვექტორის გეგმილი, ჩვეულებრივ იღებენ მაგნიტური ველის მიმართულებას.* ამრიგად, დისკრეტულ მნიშვნელობებს იღებს არა მარტო $\vec{L}$ ვექტორის სიდიდე, არამედ თვით $\vec{L}$ ვექტორსაც სივრცეში შეიძლება ჰქონდეს მხოლოდ ისეთი მიმართულებები, რომ მისი გეგმილი აკმაყოფილებს დაკვანტვის (103.5) პირობას. ამ მოვლენას **სივრცული დაკვანტვა** ეწოდება. თვალსაჩინოებისათვის სივრცულ დაკვანტვას გამოსახავენ გრაფიკულად.

(103.2) სურათზე ნახვენებია $\vec{L}$ ვექტორის შესაძლო ორიენტაციები ელექტრონის



სურ. 103.2

n (მთავარი კვანტური რიცხვი) განსაზღვრავს ელექტრონის ენერგიის მნიშვნელობებს, l (ორბიტული კვანტური რიცხვი) განსაზღვრავს ორბიტული იმპულსის მომენტის სიდიდის მნიშვნელობებს, m (მაგნიტური კვანტური რიცხვი) განსაზღვრავს ორბიტული იმპულსის ვექტორის გეგმილის მნიშვნელობებს.

გამოდის, რომ ერთიდაიგივე ენერგიის მქონე ელექტრონი შეიძლება იმყოფებოდეს სხვადასხვა კვანტურ მდგომარეობებში. ენერგეტიკულ დონეს, რომელსაც შეესაბამება რამოდენიმე კვანტური მდგომარეობა, ჩვენ გადაგვარებული დონე ეუწოდეთ, ხოლო მოცემული ენერგიის შესაბამის კვანტურ მდგომარეობათა რიცხვს – გადაგვარების ჯერადობა. გადაგვარების ჯერადობას ადვილად

$p(l=1)$ და $d(l=2)$ მდგომარეობებისათვის $\left(\hbar = \frac{h}{2\pi}\right)$. მაგალითად, როცა $l=1$, m -ის შესაძლო მნიშვნელობებია $0, \pm 1$, რასაც შეესაბამება $\vec{L}$ ვექტორის 3 შესაძლო ორიენტაცია სივრცეში.

ამრიგად, შრედინგერის განტოლების ამოხსნა გვაძლევს, რომ ელექტრონის მდგომარეობა წყალბადის ატომში ხასიათდება სამი კვანტური რიცხვით – n, l და m .

* ან გარეშე მაგნიტური ველის, ან მაგნიტური ველის, რომელსაც ქმნის ბირთვი და დანარჩენი ელექტრონები (მოცემულის გარდა).

გამოვითვლით: მოცემული l -სთვის m იღებს $(2l+1)$ სხვადასხვა მნიშვნელობებს, ხოლო მოცემული n -ისათვის l იღებს $(n-1)$ სხვადასხვა მნიშვნელობებს. მდგომარეობათა სრულ რიცხვს, რომელიც მოცემულ n -ს შეესაბამება (ანუ გადაგვარების ჯერადობას) მივიღებთ, თუ $(2l+1)$ -ს შევკრებთ l -ის ყველა მნიშვნელობისათვის, ე.ი. 0-დან $(n-1)$ -მდე:

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2.$$

მრავალელექტრონიან ატომებში, იმის გამო, რომ მოცემული ელექტრონი ბირთვის გარდა ურთიერთქმედებას სხვა ელექტრონებთანაც და ველის პოტენციალი წმინდა კულონური აღარ არის, ელექტრონის ენერგია დამოკიდებულია არა მარტო n -ზე, არამედ l -ზეც. ამიტომ გადაგვარების ჯერადობა განპირობებულია მარტო m -ით და ტოლია $(2l+1)$ -ის.

§104. ელექტრონის სპინი

კვანტური მექანიკის ზოგადი პრინციპებიდან გამომდინარეობს, რომ ელექტრონს, მასისა და მუხტის გარდა, უნდა გააჩნდეს კიდევ საკუთარი იმპულსის მომენტი $\vec{L}_s$, რომელსაც სპინი ეწოდა. მისი სიდიდე გამოითვლება (103.)-ის მსგავსი ფორმულით:*

$$L_s = \frac{h}{2\pi} \sqrt{s(s+1)} \quad (104.1)$$

სადაც s სპინური კვანტური რიცხვია.

ჰიპოთეზა ამ მომენტის არსებობის შესახებ გამოთქვეს ამერიკელმა მეცნიერებმა ჰაუდსმიტმა და ულენბერგმა 1925 წელს, რათა აეხსნათ იმ დროისათვის ატომურ ფიზიკაში დაგროვილი სიძნელეები, მათ შორის შტერნისა და გერლახის მიერ ჩატარებული ცდების შედეგები (1922 წ.).** თავდაპირველად ვარაუდობდნენ, რომ ამ მომენტის არსებობა დაკავშირებულია ელექტრონის ბრუნვასთან საკუთარი ღერძის გარშემო და სწორედ ამიტომ ეწოდა მას **სპინი**, რაც ინგლისურად ბზრიალას ნიშნავს. მაგრამ შემდგომში აღმოჩნდა, რომ ასეთი შეხედულება მცდა-

* ინგლისელმა ფიზიკოს-თეორეტიკოსმა დირაკმა დაადგინა (1928 წ.), რომ ელექტრონის იმპულსის საკუთარი მომენტი არის რელავისტური კვანტურ-მექანიკური ეფექტების შედეგი.

** როგორც წინა პარაგრაფში იყო აღნიშნული, ძირითად მდგომარეობაში ($n=1$, $l=0$ და $m=0$) წყალბადის ელექტრონის ორბიტული მაგნიტური მომენტი ნულის ტოლია. ამიტომ მოსალოდნელი იყო, რომ წყალბადის ატომები მაგნიტურ ველში არ გადაიხრება. შტერნისა და გერლახის ცდამ კი აჩვენა, რომ წყალბადის ატომების კონა, მაგნიტურ ველში გაელისას, იყოფა ტოლი კუთხეებით გადახრილ ორ კონად, რაც შეიძლება აიხსნას მხოლოდ სპინის (სპინის მაგნიტური მომენტის) არსებობით.

რია. სპინი, ისევე როგორც მასა და მუხტი ელექტრონის პირველადი, განუყოფელი თვისებაა და მისი დაყვანა რაიმე მარტივზე, კერძოდ ბრუნვაზე, არ შეიძლება.*

ისევე, როგორც ელექტრონის ორბიტული იმპულსის მომენტს გარე მაგნიტურ ველში აქვს $(2l+1)$ სხვადასხვა ორიენტაცია, საკუთარი იმპულსის მომენტსაც (სპინსაც) უნდა გააჩნდეს $(2s+1)$ ორიენტაცია. მაგრამ შტერნისა და გერლახის ცდაში შეინიშნებოდა მხოლოდ ორი ორიენტაცია. ე.ი. $(2s+1)=2$, საიდანაც $s=\frac{1}{2}$. მაშასადამე, სპინურ კვანტურ რიცხვს აქვს მხოლოდ ერთი მნიშვნელობა, რომელიც $\frac{1}{2}$ -ის ტოლია, ამიტომ

$$L_s = \frac{h}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right)} = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{\sqrt{3}}{2} \quad (104.2)$$

ორბიტული იმპულსის $\vec{L}$ მომენტის სივრცული დაკვანტვის ანალოგიურად, ელექტრონის საკუთარი იმპულსის მომენტსაც (სპინსაც) უნდა ახასიათებდეს სივრცული დაკვანტვა, მისი გეგმილი გარეშე ველის მიმართულებაზე უნდა იღებდეს დისკრეტულ მნიშვნელობებს, რომლებიც (103.5) ფორმულის ანალოგიური ფორმულით განისაზღვრება:

$$L_{sz} = \frac{h}{2\pi} \cdot m_s, \quad (104.3)$$

სადაც m_s მაგნიტური სპინური რიცხვია. მას შეუძლია მიიღოს მხოლოდ ორი მნიშვნელობა: $+\frac{1}{2}$ და $-\frac{1}{2}$ $\left(m_s = \mp \frac{1}{2} \right)$. მაშასადამე, ელექტრონის საკუთარი იმპულსის მომენტის გეგმილს ველის მიმართულებაზე შეიძლება გააჩნდეს მხოლოდ ორი მნიშვნელობა:

$$L_{sz} = \mp \frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi} \quad (104.5)$$

უნდა აღინიშნოს, რომ გამოთქმა „მაგნიტური სპინური რიცხვი“, ჩვეულებრივ, იშვიათად გამოიყენება. m_s განსხვავდება s -საგან მხოლოდ იმით, რომ შეუძლია მიიღოს ორი მნიშვნელობა: არა მარტო $+\frac{1}{2}$ (როგორც s -მა), არამედ $-\frac{1}{2}$ -იც.

* ელექტრონის საკუთარი მაგნიტური მომენტის ცდისეული მნიშვნელობა ისეთია, რომ ელექტრონის „ზედაპირის“ წერტილების საზოგადო სიჩქარე 200-ჯერ უნდა აღემატებოდეს სინათლის სიჩქარეს ვაკუუმში, რაც ეწინააღმდეგება ფარდობითობის თეორიის ძირითად დებულებას.

ამიტომ, ხშირად როცა ლაპარაკობენ სპინურ კვანტურ რიცხვზე (s -ზე), გულისხმობენ m_s -ს, ანუ მას მიაწერენ $\mp \frac{1}{2}$ მნიშვნელობებს.*

ცხადია, სპინის შემოღების შემდეგ, ელექტრონის კვანტურ მდგომარეობათა რიცხვი, რომელიც n -ის (ენერგიის) ერთიდაიგივე მნიშვნელობას შეესაბამება, გაორმაგდება და გახდება $2n^2$ -ის ტოლი.

§105. პაულის პრინციპი. ელექტრონთა განაწილება

ატომში მდგომარეობათა მიხედვით

შრედინგერის განტოლება ზუსტად ამოიხსნება მხოლოდ წყალბადის და წყალბადის მსგავს ატომებისათვის, რომლებიც შეიცავს ერთ ელექტრონს. მრავალ-ელექტრონიანი ატომების შემთხვევაში შესაძლებელია ამ განტოლების მხოლოდ **მიახლოებითი** ამოხსნა. ასეთი მიახლოებითი ამოხსნა გვაძლევს, რომ ელექტრონის მდგომარეობა მრავალელექტრონიან ატომშიც (ისევე, როგორც წყალბადის მსგავსში) ხასიათდება n , l , m და m_s ოთხი კვანტური რიცხვით. გავიხსენოთ, რომ n – მთავარი კვანტური რიცხვია და იღებს მნიშვნელობებს $n=1, 2, 3, \dots$; l – ორბიტული კვანტური რიცხვია და იღებს მნიშვნელობებს $l=1, 2, 3, \dots, (n-1)$; სულ n მნიშვნელობას. m – მაგნიტური კვანტური რიცხვია და იღებს მნიშვნელობებს $m=0, \mp 1, \mp 2, \dots, \mp l$ – სულ $2l+1$ მნიშვნელობას, ხოლო m_s – სპინური კვანტური რიცხვია, რომელიც იღებს ორ შესაძლო მნიშვნელობას: $m_s = \mp 1$.

ელექტრონების განაწილება ატომში განისაზღვრება ორი პრინციპით:

1. **ენერგიის მინიმალურობის პრინციპით**, რომლის თანახმადაც ელექტრონი მიისწრაფვის დაიკავოს მდგომარეობა მინიმალური ენერგიით.
2. **პაულის აკრძალვის პრინციპით**,** რომლის თანახმადაც ატომში არ შეიძლება იმყოფებოდეს ერთზე მეტი ელექტრონი, რომელთაც ოთხივე კვანტური რიცხვი ერთნაირი ექნებათ.***

ერთი ქიმიური ელემენტიდან მეორეზე გადასვლისას, ბირთვის დადებითი მუხტის ზრდასთან ერთად იზრდება ელექტრონების რიცხვი ატომში. ყოველი

* ამრიგად, სპინური კვანტური რიცხვი, ადრე განხილულ n , l , m კვანტური რიცხვებისაგან განსხვავებით არ წარმოადგენს მთელ რიცხვს.

** ჩამოაყალიბა შვეიცარიელმა ფიზიკოსმა პაულიმ 1925 წელს.

*** თუ ელექტრონების რიცხვს აღვნიშნავთ Z -ით, მაშინ პაულის პრინციპი მათემატიკურად შემდეგნაირად ჩაიწერება: $Z(n, l, m, m_s) = 1$, ან 0-ს. ტოლობა, მიუთითებს, რომ ოთხი ერთნაირი კვანტური რიცხვის მქონე ელექტრონი ატომში შეიძლება იყოს ერთი, ან სულაც არ იყოს.

ახლად შემოერთებული ელექტრონი მიისწრაფვის დაიკავოს უმცირესი ენერგიის შესაბამისი მდგომარეობა (უმდაბლესი ენერგეტიკული დონე), მაგრამ თუ ეს მდგომარეობა უკვე დაკავებულია, პაულის პრინციპის თანახმად იგი მისთვის მიუწვდომელია და ელექტრონი იძულებულია დაიკავოს მომდევნო, უფრო მაღალი ენერგიის შესაბამისი მდგომარეობა.

ელექტრონთა ერთობლიობა ატომში, რომელთაც შეესაბამება ერთიდაიგივე n მთავარი კვანტური რიცხვი, ქმნის **ელექტრონულ შრეს**. შრეებს, რომელთათვისაც $n=1, 2, 3, 4, 5, \dots$ შესაბამისად აღნიშნავენ $K, L, M, N, O, \dots$ ასოებით. თითოეულ შრეში ელექტრონები ნაწილდებიან **ქვეშრეების** მიხედვით, რომელთაც შეესაბამება l ორბიტული კვანტური რიცხვის განსაზღვრული მნიშვნელობა. ვინაიდან l იღებს მნიშვნელობებს 0-დან $n-1$ -მდე, ქვეშრეების რიცხვი შრის n რიგითი ნომრის ტოლია.

ვინაიდან n -ის მოცემული მნიშვნელობის შესაბამისი კვანტურ მდგომარეობათა რიცხვი $2n^2$ -ის ტოლია (§104), თითოეულ კვანტურ მდგომარეობაში კი შეიძლება იყოს მხოლოდ ერთი ელექტრონი, ამიტომ თითოეულ შრეში ელექტრონების მაქსიმალური რაოდენობა $2n^2$ -ის ტოლია. ქვეშრეში ელექტრონების რაოდენობა განისაზღვრება მაგნიტური (m) და სპინური (m_s) კვანტური რიცხვებით და ტოლია $2(2l+1)$ -ის. I ცხრილში მოცემულია შრეების აღნიშვნა და ელექტრონების განაწილება შრეებისა და ქვეშრეების მიხედვით. იგი წარმოადგენს პაულის პრინციპის საფუძველზე აგებულ ელემენტთა პერიოდულ სისტემას. თითოეულ შრეში ელექტრონების რიცხვი უნდა შეესაბამებოდეს ელემენტთა რიცხვს პერიოდში. ასე მაგალითად, პირველი პერიოდი უნდა შეიცავდეს 2 ელემენტს, მეორე – 8-ს, მესამე – 18-ს, მეოთხე – 32-ს, მეხუთე – 50-ს და ა.შ. ყოველი პერიოდის თავში და ბოლოში არის ელემენტები, რომელთაც შესაბამისად ეწყებათ და უმთავრდებათ ახალი ელექტრონული შრის დაკომპლექტება ელექტრონებით.

I ცხრილი

მთავარი კვანტური რიცხვი, n	1	2	3	4	5
შრის აღნიშვნა	K	L	M	N	O
ელექტრონების მაქსიმალური რიცხვი შრეში, $2n^2$	2	8	18	32	50
ორბიტული კვანტური რიცხვი, l	0	0 1	0 1 2	0 1 2 3	0 1 2 3 4
ქვეშრის აღნიშვნა	1s	2s 2p	3s 3p 3d	4s 4p 4d 4f	5s 5p 5d 5f 5g
ელექტრონების მაქსიმალური რიცხვი ქვეშრეში, $2(2l+1)$	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14 18

ელექტრონების განაწილება მდგომარეობის მიხედვით („ელექტრონული კონფიგურაცია“) გამოისახება ციფრების საშუალებით, რომლებიც იწერება s, p, d, f სიმბოლოების მარცხნივ და მარჯვნივ. ციფრი მარცხნივ აღნიშნავს ელექტრონული შრის რიგით ნომერს და ტოლია n მთავარი კვანტური რიცხვის. ციფრი მარჯვნივ კი მიუთითებს ელექტრონების რაოდენობაზე ქვეჯგუფში. მაგალითად, პირველი ათი ელექტრონის ელექტრონული კონფიგურაცია (ნეონის ატომი) შემდეგნაირად ჩაიწერება: $1s^2 2s^2 2p^6$.

§106. ელემენტთა მენდელეევის პერიოდული სისტემა

1869 წელს, რუსმა მეცნიერმა მენდელეევმა, იმ დროისათვის არჩეული უამრავი ექსპერიმენტული მონაცემების ანალიზის საფუძველზე აღმოაჩინა ბუნების ერთერთი ფუნდამენტური კანონი – პერიოდულობის კანონი, რომელიც მენდელეევისვე ფორმულირებით შემდგენილად ჟღერს: **მარტივ ნივთიერებათა თვისებები პერიოდულ დამოკიდებულებაშია ელემენტთა ატომური მასების სიდიდესთან.**

სახელდობრ, მან დაადგინა, რომ თუ ელემენტებს დავალაგებთ ატომური მასის ზრდის მიხედვით, გარკვეული შუალედების შემდეგ, რომელთაც **პერიოდები** ეწოდება, ელემენტთა **ფიზიკო-ქიმიური თვისებები მეორდება**: ყოველი პერიოდი იწყება აქტიური ლითონით (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr), რომელსაც მოყვება ნაკლებად აქტიური ლითონები, სუსტი აქტივობის არაალითონები, აქტიური არაალითონები და მთავრდება ინერტული აირით (He, Ne, Ar, Kr, Xe, Rn).

მენდელეევმა შემოიტანა Z რიგითი ნომრის ცნება და დააღაგა ელემენტები ამ ნომრის ზრდის მიხედვით. შედეგად მიიღო პერიოდული კანონის გრაფიკული გამოსახულება – **ელემენტთა პერიოდული სისტემა**. აღსანიშნავია, რომ პერიოდული სისტემის უჯრების ნაწილი დარჩა შეუვსებელი, რადგან მათი შესაბამისი ელემენტები მაშინ ჯერ კიდევ არ იყო აღმოჩენილი.* ამრიგად, მენდელეევმა, მის მიერ აღმოჩენილი პერიოდულობის კანონის საფუძველზე იწინასწარმეტყველა ახალი ქიმიური ელემენტების არსებობა (გალიუმი, სკანდიუმი, გერმანიუმი და სხვ.) და აღწერა მათი ქიმიური თვისებები. რიგითი ნომრის ზრდა, როგორც წესი, ემთხვევა ატომური მასის ზრდას, თუმცა არსებობს რამოდენიმე გამონაკლისი, მაგალითად, არგონი-კალიუმი, ტელური-იოდი და სხვ.

* იმ დროისათვის ცნობილი იყო მხოლოდ 64 ქიმიური ელემენტი.

გაივლის ათეული წლები და ატომბირთვის აღნაგობის დადგენის შემდეგ (1932 წ.), გაირკვა Z რიგითი ნომრის ფიზიკური შინაარსი: Z გამოსახავს ატომბირთვის მუხტს ატომურ ერთეულებში, რომელიც პროტონების რიცხვით განისაზღვრება და ნეიტრალურ ატომში ელექტრონების რიცხვის ტოლია.

წინა პარაგრაფში I ცხრილის სახით წარმოდგენილია პაულის პრინციპის საფუძველზე აგებული ელემენტთა პერიოდული სისტემა („თეორიული ცხრილი“). შევადაროთ იგი ელემენტთა რეალურ პერიოდულ სისტემას – მენდელეევის პერი-

ცხრილი II

პერიოდი	Z	ელემენტი	K		L		M			N			
			1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	
I	1 2	H He	1 2										
II	3 4 5 6 7 8 9 10	Li Be B C N O F Ne	2 2 2 2 2 2 2 2	1 2 2 2 2 2 2 2									
	11 12 13 14 15 16 17 18	Na Mg Al Si P S Cl Ar	2 2 2 2 2 2 2 2	2 2 2 2 2 2 2 2	6 6 6 6 6 6 6 6	1 2 2 2 2 2 2 2							
	19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31 32 33 34 35 36	K Ca Sc Ti V Cr Mg Fe Co Ni Cu Zn Ga Ge As Se Br Kr	2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2	2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2	6 6 6 6 6 6 6 6 6 6 6 6 6 6 6 6 6	2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2	- - 1 2 3 5 5 6 6 7 8 10 10 10 10 10 10 10	1 2 2 2 2 1 2 2 2 2 1 2 2 2 2 2 2 2					

ოდულ სისტემას (II ცხრილი),* რომელიც იმავე აღნიშვნებით არის წარმოდგენილი (ანუ ატომები გამოსახულია ელექტრონული კონფიგურაციის საშუალებით).**

დავიწყოთ პირველი ელემენტით – წყალბადით. მისი ატომი შეიცავს ერთ ელექტრონს. ენერგიის მინიმალურობის პრინციპის დაცვით, ამ ელექტრონის კვანტური რიცხვი $n=1$. ვინაიდან ორბიტული კვანტური რიცხვი იცვლება 0-დან $n-1$ -მდე, ამ ელექტრონს შეიძლება ჰქონდეს l -ის მხოლოდ ერთი მნიშვნელობა $l=0$. m მაგნიტურ კვანტურ რიცხვსაც ერთი მნიშვნელობა გააჩნია და ისიც ნულის ტოლია, რაც შეესება m_s სპინურ მაგნიტურ რიცხვს, მას შეიძლება ჰქონდეს ორიდან ერთი მნიშვნელობა $+\frac{1}{2}$

ან $-\frac{1}{2}$. საყოველთაოდ მიღებული, ჩვენთვის ცნობილი ჩაწერის ფორმის თანახმად, წყალბადის ატომის ეს

* ცხრილში წარმოდგენილია მხოლოდ 36 ელემენტი, რაც სავსებით საკმარისია საკითხის არსში გასარკვევად.

** ატომში მდგომარეობათა მიხედვით ელექტრონების განაწილების დასადგენად ჩათვლილია, რომ ყოველი მომდევნო ელემენტის ატომი მიიღება წინა ელემენტის ატომისაგან, რომლის ბირთვს დამატებული აქვს ერთი პროტონი და შესაბამისად, გარე ელექტრონულ შრეს – ერთი ელექტრონი.

ერთადერთი ელექტრონი აღინიშნება $1s$ სიმბოლოთი. შემდეგი – ჰელიუმის ატომი შეიცავს ორ ელექტრონს. ორივე იმყოფება $1s$ მდგომარეობაში, მაგრამ მათი სპინური კვანტური რიცხვები განსხვავდება – ერთისათვის $+\frac{1}{2}$ -ია, ხოლო მეორისათვის $-\frac{1}{2}$ (ამბობენ, რომ სპინები მიმართულია ანტიპარალელურად). ჰელიუმის ატომის ელექტრონულ კონფიგურაციას აქვს სახე $1s^2$ (იკითხება – „ორი $1s$ ელექტრონი“). ჰელიუმის ატომზე მთვარდება K შრის შევსება, რაც შეესაბამება I პერიოდის დამთავრებას ელემენტთა მენდელეევის პერიოდულ სისტემაში. როგორც მოსალოდნელი იყო, ჰელიუმი ინერტული აირია.

მეორე პერიოდი შეიცავს 8 ელემენტს. იწყება ლითიუმის ატომით. მას გააჩნია სამი ელექტრონი. ორი მათგანი იმყოფება $1s$ მდგომარეობაში. მესამე ელექტრონს, პაულის პრინციპის თანახმად, ამ მდგომარეობის დაკავება აღარ შეუძლია, ამიტომ იძულებულია დაიკავოს უფრო მაღალი $2s$ მდგომარეობა. მაგრამ ეს უკვე L შრეა. ამრიგად, ლითიუმის ატომით იწყება L შრის შევსება, ანუ მეორე პერიოდი. ლითიუმის ატომის ელექტრონული კონფიგურაციაა $1s^2 2s$. შემდეგი არის ბერილიუმის ატომი ($Z=4$), რომლის მეოთხე „დამატებული“ ელექტრონით მთავრდება $2s$ ქვეშრის შევსება. მისი ელექტრონული კონფიგურაციაა $1s^2 2s^2$. შემდეგ ექვს ელემენტში – ბერილიუმიდან ($Z=5$) ნეონამდე ($N=10$) ხდება $2p$ ქვეშრის შევსება. პერიოდი მთავრდება ინერტული აირით ნეონით, რომლის $2p$ ქვეშრე მთლიანად შევსებულია. მისი ელექტრონული კონფიგურაციაა $1s^2 2s^2 2p^6$.

ნატრიუმის მე-11-ე ელექტრონით იწყება ახალი, M შრის შევსება და შესაბამისად, ახალი, მესამე პერიოდი. თეორიული I ცხრილის თანახმად, ამ შრეში უნდა იყოს 18 ელექტრონი და შესაბამისად, პერიოდი უნდა შეიცავდეს 18 ელემენტს. სინამდვილეში (II ცხრილი), იგი შეიცავს მხოლოდ 8 ელემენტს და მთავრდება ინერტული აირით – არგონით. ეს პირველი გადახრაა მენდელეევის პერიოდული სისტემისა თეორიულისაგან. განპირობებულია იგი იმით, რომ ელექტრონული ღრუბელი სფერულ სიმეტრიას იღებს არა მარტო მაშინ, როცა ელექტრონული შრე მთლიანად კომპლექტდება, არამედ მაშინ, როდესაც ხდება პირველი ორი ქვეშრის – s -ისა და p -შევსება, რომლებიც იტევენ 8 ელექტრონს. მივაქციოთ ყურადღება, რომ $3d$ ქვეშრე შეუვსებელია. თეორიული ცხრილის თანახმად, კალიუმის მე-19-ე ელექტრონს უნდა დაეწყო ამ ქვეშრის შევსება. სინამდვილეში იგი იკავებს ახალი, მეოთხე შრის s მდგომარეობას. შესაბამისად, იწყება ახალი, მეოთხე პერიოდი. მე-19-ე ელექტრონის ასეთი მოქმედება იმით არის განპირობებული (ისევე როგორც მე-20-ე

ელექტრონის), რომ I ცხრილის აგების დროს გაკეთებული დაშვება იმის თაობაზე, რომ დიდ კვანტურ რიცხვებს შეესაბამება დიდი ენერგია, რთული ატომების შემთხვევაში ყოველთვის არ მართლდება. კერძოდ, $4s$ მდგომარეობა ენერგეტიკული თვალსაზრისით მიიღება უფრო დაბალი, ვიდრე $3d$.^{*} ანალოგიური გადახრები ქვეშრეების შევსების ნორმალური^{**} თანამიმდევრობიდან დრო და დრო მეორდება. ამასთანავე პერიოდულად მეორდება მსგავსი ელექტრონული კონფიგურაციების (მაგ., $1s, 2s, 3s$ და ა.შ.) მთლიანად შევსებული ქვეშრეების შემდეგ,^{***} რაც განაპირობებს ატომების (ელემენტების) ფიზიკო-ქიმიური თვისებების პერიოდულ განმეორებადობას.

ამრიგად, კვანტურმა მექანიკამ გასაგები გახადა ბუნების ერთერთი ძირითადი კანონი – მენდელეევის პერიოდულობის კანონი. მან აჩვენა, რომ ქიმიური ელემენტების თვისებების პერიოდულობა განპირობებულია ატომების გარე ელექტრონული შრეების აგებულების განმეორებადობით მისი რიგითი ნომრის ზრდისას. მაგალითად, ინერტულ აირებს აქვს მსგავსი 8 ელექტრონიანი გარე შრეები (შევსებული s და p ქვეშრეებით), ტუტე ლითონის (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr) გარე შრე შეიცავს ერთ s ელექტრონს, ჰალოგენების (F, Cl, Br, I, At) გარე შრე შეიცავს 5 ელექტრონს (ე.ი. ინერტული აირის კონფიგურაციამდე აკლია ერთი ელექტრონი) და ა.შ.

თავი XV

ატომბირთვის ფიზიკა

ატომბირთვის ფიზიკა შეისწავლის ატომური ბირთვების აღნაგობასა და მათ გარდაქმნებს.

ატომური ბირთვების კვლევა დაიწყო გასულ საუკუნეში, განსაკუთრებით ინტენსიურად კი – 30-იანი წლებიდან. მიუხედავად ამისა, მიღწეული შედეგები უაღრესად დიდი მეცნიერული და პრაქტიკულად მნიშვნელობისა აღმოჩნდა. საკმარია ითქვას, რომ ამ შედეგებმა კაცობრიობა მიიყვანა ბირთვული ენერგიის პრაქტიკულ გამოყენებამდე.

* საზოგადოდ, $4s$ და $3d$ ქვედონეები იმდენად ახლოს არიან ერთმანეთთან ენერგეტიკული თვალსაზრისით, რომ აღინიშნება ელექტრონების გადასვლა ერთიდან მეორეში ამით აისხნება, მაგალითად, ცვალებადი ვალენტობა ისეთი ლითონების, როგორებიცაა ქრომი, მანგანუმი, რკინა, ნიკელი და კობალტი.

** ე.ი. თეორიით გათვალისწინებული.

*** ლაპარაკია $2s2p, 3s3p$ და ა.შ. ქვეშრეებზე. მაგ. რუბიდიუმში ($Z = 37$), რომელიც მოდის კრიპტონის შემდეგ (შეუვსებული $4d$ და $4f$ ქვეშრეების პირობებში), ელექტრონი იკავებს მე-5-ე შრის s მდგომარეობას ($5s$) და სათავეს უდებს ახალ მეხუთე პერიოდს.

§107. ატომბირთვის შედგენილობა და თვისებები.

ვიციტ (§95), რომ 1911 წელს რეზერფორდმა α -ნაწილაკების გაბნევაზე ჩატარებული ცდების შედეგად დაადგინა ატომის აგებულების ბირთვული მოდელი, რომლის თანახმადაც ატომი შედგება დადებითად დამუხტული ბირთვისა და მის გარშემო ორბიტებზე მოძრავი ელექტრონებისაგან. დადგინდა, რომ ბირთვის ზომა ძალიან მცირეა, $10^{-14} - 10^{-15}$ მ რიგისაა, ე.ი. დაახლოებით 10–100 ათას ჯერ ნაკლებია ატომის ზომაზე (რომელიც ელექტრონული ორბიტის დიამეტრით განისაზღვრება). მიუხედავად ატომბირთვის ზომის ასეთი სიმცირისა, მასში თავმოყრილია ატომის თითქმის მთელი მასა.

ატომის აგებულების ბირთვული მოდელის დადგენისთანავე ატომბირთვის შედგენილობის საკითხი იქცა ბირთვული ფიზიკის ძირითად საკითხად. სწორი პასუხი ამ საკითხს გაეცა მხოლოდ ბირთვის თვისებების შესახებ საკმაოდ ცნობების დაგროვების შემდეგ. ამათგან უმნიშვნელოვანესი იყო ცნობები ბირთვის მუხტის, მასისა და სპინის შესახებ. 1932 წელს, ინგლისელი მეცნიერის ჩედვიკის მიერ ნეიტრონის აღმოჩენისთანავე, საბჭოთა ფიზიკოსმა ივანენკომ და გერმანელმა ფიზიკოსმა ჰაიზენბერგმა შექმნეს ბირთვის პროტონულ-ნეიტრონული მოდელი, რომელიც შემდგომ მრავალგვარი ექსპერიმენტებით დადასტურდა და ამჟამად მიღებულია საყოველთაოდ.

პროტონულ-ნეიტრონული მოდელის თანახმად, ატომბირთვი შედგება ორი სახის ელემენტარული ნაწილაკებისაგან – პროტონებისა და ნეიტრონებისაგან.

ბირთვის შემადგენელი ნაწილაკების, პროტონებისა და ნეიტრონების საერთო სახელია – **ნუკლონი**.* ბირთვში ადგილი აქვს პროტონებისა და ნეიტრონების ურთიერთგარდაქმნებს და ამიტომ ისინი განიხილება როგორც ბირთვული ნაწილაკის – ნუკლონის ორი სხვადასხვა მდგომარეობა.

ბირთვულ ფიზიკაში საქმე გვაქვს ბირთვის შემადგენელ და სხვა ელემენტარულ ნაწილაკებთან, რომელთა მასა და მუხტი (ისევე როგორც, მთლიანად ბირთვის მასა და მუხტი) მცირეა, ამიტომ მათ გასაზომად შემოღებულია მცირე, ე.წ. ატომური ერთეულები.

მუხტის ატომურ ერთეულად მიღებულია ელექტრონის მუხტის სიდიდე

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ კ},$$

ხოლო მასის ატომურ ერთეულად (მაე) – ნახშირბადის ატომის მასის $1/12$ ნაწილი. დადგენილია, რომ

* წარმოდგება ლათინური სიტყვისაგან nucleus – ბირთვი.

$$1\text{მაე}=1,66\cdot 10^{-27}\text{კგ.}$$

გარდა ამისა, სიგრძის ერთეულად ბირთვულ ფიზიკაში გამოიყენება ფერმი:

$$1\text{ფ}=10^{-15}\text{მ,}$$

ხოლო ენერგია, იზომება ელექტრონვოლტებით;

$$1\text{ევ}=1,6\cdot 10^{-19}\text{ჯ.}$$

მილიონჯერ მეტ ერთეულს მილიონელექტრონვოლტი (მევ) ეწოდება.

ბირთვულ ფიზიკაში მიღებულია მასის გამოსახვა ენერგიის ერთეულებით, რისთვისაც მას ამრავლებენ სინათლის სიჩქარის კვადრატზე. მასის ატომური ერთეულის შესაბამის ენერგიას ეწოდება ენერგიის ატომური ერთეული (ეაე):

$$1\text{ეაე}=1\text{მაე}\cdot c^2=1,66\cdot 10^{-27}\text{კგ}\cdot (3\cdot 10^8\text{მ/წმ})^2\approx 931\text{მევ.}$$

პროტონი (p) დადებითად დამუხტული ელემენტარული ნაწილაკია, რომლის მუხტია $+e$, ხოლო მასა

$$m_p=1,67\cdot 10^{-27}\text{კგ}=1,00727\text{მაე}=938,26\text{მევ.}^*$$

შედარებისათვის მივუთითოთ, რომ ელექტრონის მასა

$$m_e=9,1\cdot 10^{-31}\text{კგ}\approx 0,511\text{მევ.}$$

ე.ი. პროტონის მასა ≈ 1836 -ჯერ მეტია ელექტრონის მასაზე: $m_p\approx 1836m_e$. პროტონის სპინი ნახევრის ტოლია ($s=1/2$), ხოლო საკუთარი მაგნიტური მომენტი

$$\mu_p=+2,79\mu_B,$$

სადაც $\mu_B=\frac{eh}{4\pi m_p}\approx 0,505\cdot 10^{-26}\frac{\text{ჯ}}{\text{ტლ}}$ - ბირთვული მაგნეტონია. მისი გამოსახუ-

ლება სავსებით ანალოგიურია ბორის მაგნეტონისა (§26), ოღონდ ელექტრონის მასა შეცვლილია პროტონის მასით, ე.ი. ბირთვული მაგნეტონი ≈ 1836 -ჯერ ნაკლებია ბორის მაგნეტონზე, პროტონის საკუთარი მაგნიტური მომენტი კი დაახლოებით 660-ჯერ ნაკლებია ელექტრონისაზე. ნიშანი პლუსი მიუთითებს იმაზე, რომ პროტონის საკუთარი მექანიკური (სპინი) და მაგნიტური მომენტების მიმართულებები ერთნაირია. კლასიკური თვალსაზრისით ეს ნიშნავს, რომ პროტონის მაგნიტური მომენტი თითქოს დაკავშირებულია დადებითი მუხტის ბრუნვასთან.

ნეიტრონი (n) უმუხტო ელემენტარული ნაწილაკია, რომლის მასა

$$m_n=1,675\cdot 10^{-27}\text{კგ}\approx 1,00866\text{მაე}\approx 939,55\text{მევ}$$

თითქმის პროტონის მასის ტოლია. სხვაობა $m_n-m_p=1,3\text{მევ}$, ე.ი. შეადგენს $2,5m_e$ -ს.

ნეიტრონის სპინიც ნახევრის ტოლია, ხოლო საკუთარი მაგნიტური მომენტი

* აქ და ყველგან იგულისხმება ინვარიანტული სიდიდე, ე.ი. უძრაობის მასა.

$$\mu_n = -1,9\mu_h^*.$$

ნეიტრონი თავისუფალ მდგომარეობაში (ე.ი. ატომბირთვის გარეთ) არასტაბილურია (რადიოაქტიურია) – იგი თავისთავად გარდაიქმნება პროტონად და გამოასხივებს ელექტრონს და კიდევ ერთ ელემენტარულ ნაწილაკს, რომელსაც ანტინეიტრინო ($\bar{\nu}$) ეწოდება (§111). დადგენილია, რომ ნეიტრონის საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა დაახლოებით 16 წუთს შეადგენს.

ნეიტრონის დაშლის სქემას აქვს შემდეგი სახე:

$$n = p + e + \bar{\nu}$$

ანტინეიტრონის მასა (ისევე როგორც მუხტი) ნულის ტოლია, ნეიტრონის მასა კი $2,5m_e$ -თი მეტია პროტონის მასაზე. მაშასადამე, ნეიტრონის მასა $1,5m_e$ -თი(0,77 მევ) მეტია დაშლის პროდუქტების მასაზე. ნეიტრონის დაშლისას ეს მასა გამოიყოფა შემადგენელი ნაწილაკების კინეტიკური ენერგიის სახით.

ატომბირთვის ძირითადი მახასიათებელია **Z მუხტის რიცხვი** და **A მასური რიცხვი**.

მუხტის რიცხვი ეწოდება ატომბირთვში შემავალ პროტონების რიცხვს. იგი განსაზღვრავს ატომბირთვის მუხტს, რომელიც კულონებით $+Ze$, ხოლო ატომური ერთეულებით Z-ის ტოლია. Z განსაზღვრავს ელემენტის რიგით ნომერს მენდელეევის პერიოდულ სისტემაში, ამიტომ მას ბირთვის ატომურ ნომერსაც უწოდებენ.

მასური რიცხვი ეწოდება ატომბირთვში შემავალი ნუკლონების, ე.ი. პროტონებისა (Z) და ნეიტრონების (N) რიცხვს: $A = Z + N$. იგი განსაზღვრავს ატომური ერთეულებით გამოსახულ ატომბირთვის მასას დამრგვალებულს მთელ რიცხვამდე.

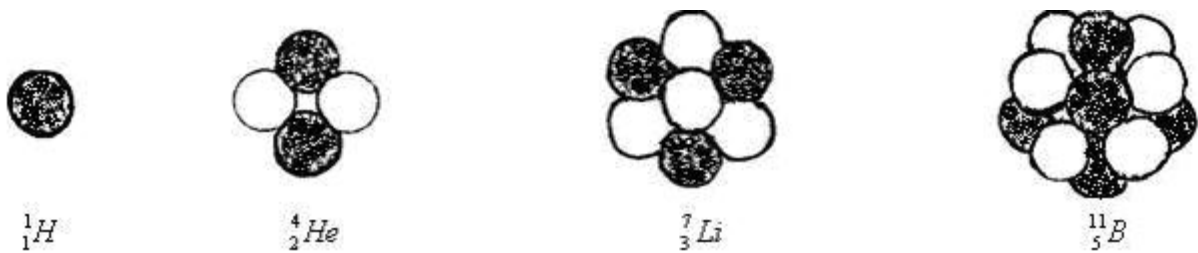
ყოველი ქიმიური ელემენტის ატომბირთვი გამოისახება სიმბოლოთი

$${}_Z X^A \quad (\text{ან } {}_Z^A X),$$

სადაც X ელემენტის ქიმიური სიმბოლოა, ხოლო Z და A – მუხტის რიცხვი და მასური რიცხვი შესაბამისად. მაგალითად, ${}_2^4\text{He}$ გამოსახავს ჰელიუმის

* მოსალოდნელი იყო, რომ ნეიტრონს, როგორც უმუხტო ნაწილაკს, საერთოდ არ ექნებოდა მაგნიტური მომენტი, ხოლო პროტონის მაგნიტური მომენტი (ელექტრონის სპინური მაგნიტური მომენტის ანალოგიით, რომელიც ერთი ბორის მაგნეტონის ტოლია) ერთი ბირთვული მაგნეტონის ტოლი იქნებოდა. ანომალურად დიდი მნიშვნელობა პროტონის მაგნიტური მომენტისა, ისევე როგორც ნეიტრონის უარყოფითი მაგნიტური მომენტი, დაკავშირებულია ამ ნაწილაკების რთულ სტრუქტურასთან.

ატომბირთვს, $^{238}_{92}\text{U}$ – ურანის ატომბირთვს და ა.შ.* (107.1) სურათზე სქემატურადაა გამოსახული წყალბადის, ჰელიუმის, ლითიუმის და ბორის ატომბირთვები.



სურ. 107.1

გარდა მუხტისა და მასისა, ატომბირთვი ხასიათდება აგრეთვე სპინით და მაგნიტური მომენტით.

ბირთვის სპინი მასში შემავალ ნუკლონთა სპინების გეომეტრიული ჯამის ტოლია. ვინაიდან თითოეული ნუკლონის სპინი უდრის $\frac{1}{2}$ -ს $\left(\frac{h}{2\pi}\right)$ ერთეულებით), ამიტომ ცხადია, რომ ნუკლონთა კენტი რიცხვის შემთხვევაში ბირთვის სპინი ნახევარმთელი იქნება, ხოლო ლუწი რიცხვის შემთხვევაში – მთელი ან ნული. აღმოჩნდა, რომ არც ერთი ბირთვის სპინი რამოდენიმე ერთეულს არ აღემატება, რაც იმას მიუთითებს, რომ ნუკლონთა უმრავლესობის სპინები ბირთვში ანტიპარალელურია და ერთმანეთს აბათილებს. ამით აიხსნება ზოგიერთი ბირთვის ნულოვანი სპინიც (ასეთია, კერძოდ, ყველა ე.წ. ლუწი-ლუწი ბირთვი, რომელიც შეიცავს პროტონების ლუწ და ნეიტრონების ლუწ რაოდენობას).

ბირთვის სპინთან დაკავშირებულია მისი მაგნიტური მომენტი. ეს კავშირი მოცემულია თანაფარდობით, რომელიც სავსებით ანალოგიურია ელექტრონული მომენტების თანაფარდობისა (§26):

$$\frac{P_\delta}{S_\delta} = G_\delta,$$

სადაც P_δ არის ბირთვული მაგნეტონებით გამოსახული ბირთვის მაგნიტური მომენტი, ხოლო $S_\delta = \frac{h}{2\pi}$ ერთეულებით გამოსახული ბირთვის სპინი. G_δ -ს ეწოდება ბირთვული გირომაგნიტური ფარდობა.

ქვემოთ მოყვანილია ზოგიერთი ბირთვის მაგნიტური მომენტის მნიშვნელობები

$$\begin{array}{ll} {}^4_2\text{He} \dots\dots 0 & {}^9_6\text{C} \dots\dots 0 \\ {}^9_4\text{Be} \dots\dots 1,2 & {}^{115}_{49}\text{Sn} \dots\dots 5,5. \end{array}$$

* მუხტისა და მასური რიცხვის გამომსახველ ციფრებს ხშირად უწერენ (განსაკუთრებით ბირთვული რეაქციების ჩაწერისას) ელემენტარულ ნაწილაკებსაც. მაგ. ${}_1^1p$, ${}_0^1n$, ${}_{-1}^0e$ და სხვ. ელექტრონის შემთხვევაში ინდექსი „0“ გამოსახავს იმ ფაქტს, რომ მისი მასა გაცილებით (≈ 1836 -ჯერ) ნაკლებია მასის ატომურ ერთეულზე.

ბირთვის ზომა განისაზღვრება მისი მასური რიცხვით. თუ პირველი მიახლოებით ბირთვს ჩავთვლით r -რადიუსიან სფეროდ, მაშინ

$$r = r_0 \sqrt[3]{A},^* \quad (107.1)$$

სადაც $r_0 = (1,4-1,5) \cdot 10^{-15} \text{ მ} = (1,4-1,5) \text{ ფ}.$

ამ ფორმულის გამოყენება გვაძლევს, რომ სხვადასხვა ატომბირთვებისათვის რადიუსი იცვლება $(1,4-1,5)$ ფერმიდან $({}^1_1\text{H} - \text{სთვის } A=1)$ $(8 \div 9)$ ფერმიმდე.

(107.1)-დან გამომდინარეობ, რომ ბირთვის მოცულობა პროპორციულია ნუკლონების რიცხვისა მასში. მაშასადამე, ბირთვული მატერიის სიმკვრივე ყველა ბირთვისათვის ერთნაირია. თუ ჩავთვლით, რომ ბირთვის მასა $m = Am_n$, სადაც m_n ნეიტრონის მასაა, ბირთვის სიმკვრივე

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{A \cdot m_n}{\frac{4}{3} \pi r^3} = \frac{3 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ კგ}}{4\pi (1,5 \cdot 10^{-15} \text{ მ})^3} \approx 1,5 \cdot 10^{17} \frac{\text{კგ}}{\text{მ}^3} = 1,5 \cdot 10^8 \frac{\text{ტ}}{\text{სმ}^3}.$$

თვით ნუკლონების სიმკვრივე რამოდენიმეჯერ უფრო მეტია. ამრიგად, 1 სმ^3 ბირთვული ნივთიერება აიწონიდა დაახლოებით 150 მილიონ ტონას (!), მაშინ როდესაც ერთ-ერთი ყველაზე მძიმე ელემენტის – პლატინის 1 სმ^3 იწონის მხოლოდ 22,5 გრამს. ასეთი კოლოსალური განსხვავება მიუთითებს იმაზე, რომ ატომების, მოლეკულებისა და მაკროსხეულების სტრუქტურა მეტისმეტად „აჟურულია“.

§108. იზოტოპები

როგორც აღვნიშნეთ, ატომბირთვის მასა პრაქტიკულად თანხვედბა ატომის მასას. მართლაც, ნებისმიერი ატომის (წყალბადის გარდა) ელექტრონების მასა შეადგენს დაახლოებით ატომის მასის მხოლოდ $2,5 \cdot 10^{-4}$ -ს.

თანამედროვე მას-სპექტროსკოპია საშუალებას იძლევა დიდი სიზუსტით განისაზღვროს ატომთა მასები. ამ გაზომვებისას აღმოჩენილი იქნა იზოტოპები.

იზოტოპები ეწოდება მოცემული ქიმიური ელემენტის ატომთა ნაირსახეობას, რომელთა ბირთვებს აქვს ერთნაირი მუხტი (ე.ი. შეიცავენ პროტონების ერთდარიმავე რაოდენობას), მაგრამ განსხვავდებიან მასით (ე.ი. შეიცავენ ნეიტრონების სხვადასხვა რაოდენობას).

* (107.1) ფორმულა, რომელიც მიღებულია ექსპერიმენტულად (სხვადასხვა ბირთვზე სწრაფი ნეიტრონების გაბნევის შესწავლით), აიხსნება, თუ დავუშვებთ, რომ ბირთვი შედგება ერთნაირი ზომისა და ერთმანეთისაგან ტოლი მანძილით დაშორებული ნუკლონებისაგან, ისე რომ თითოეულ მათგანზე მოდის ერთნაირი „ეფექტური“ მოცულობა. მაშინ თუ ერთი ნუკლონის „რადიუსს“

აღვნიშნავთ r_0 -ით, გვექნება: $\frac{4}{3} \pi r^3 = \frac{4}{3} \pi r_0^3 A$, საიდანაც მიიღება (107.1).

რადგენ პროტონების რიცხვი განსაზღვრავს ელემენტის რიგით ნომერს, ცხადია, რომ მოცემული ელემენტის იზოტოპებს მენდელეევის პერიოდულ სისტემაში ერთი და იგივე ადგილი უკავიათ. თვით სიტყვა „იზოტოპები“, რომელიც შემოიღო რეზერფორდის მოწაფემ სოდიმ, აღნიშნავს პერიოდულ სისტემაში ერთსა და იმავე ადგილზე მყოფს.

ამჟამად დადგენილია ყველა ქიმიური ელემენტის იზოტოპის არსებობა. ცნობილია დაახლოებით 300 სტაბილური და 1000-ზე მეტი არასტაბილური (რადიოაქტიური) იზოტოპი. შემუშავებულია მოცემული ქიმიური ელემენტების იზოტოპების გაყოფის მეთოდები. იზოტოპების მასების დიდი სიზუსტით გაზომვამ აჩვენა, რომ ატომური ერთეულებით ისინი ყოველთვის თითქმის მთელი რიცხვებით გამოისახება.* რაც შეეხება თვით ქიმიური ელემენტების ატომურ მასებს, რიგ შემთხვევებში ისინი საგრძნობლად განსხვავდება მთელი რიცხვისაგან. ეს ძირითადად** იმით აიხსნება, რომ ყოველი ქიმიური ელემენტი ჩვეულებრივ წარმოადგენს რამოდენიმე იზოტოპის ნარევს,*** ამიტომ ყოველი ქიმიური ელემენტის ატომური მასა წარმოადგენს მისი იზოტოპების ატომური მასების საშუალოს.

მაგალითად, ქლორი არსებობს ძირითადად ორი იზოტოპის სახით, რომელთა ატომური მასებია 37 და 35, ამასთან, პირველი შეადგენს ბუნებრივი ქლორის 25%-ს, ხოლო მეორე – 75%. ამიტომ ქლორის ატომური მასა

$$A = 37 \cdot 0,25 + 35 \cdot 0,75 \approx 35,5.$$

განსაკუთრებით აღსანიშნავია წყალბადის იზოტოპები, რადგან მათი მასები დიდად განსხვავდება ერთმანეთისაგან.

ცნობილია წყალბადის სამი იზოტოპი: პროტიუმი (მსუბუქი წყალბადი) H , დეიტერიუმი (მძიმე წყალბადი) D და ტრიტიუმი (ზემძიმე წყალბადი) T . პროტიუმის ბირთვი (პროტონი) შედგება ერთი პროტონისაგან. მისი აღნიშვნაა ${}^1_1H$. ფარდობითი ატომური მასა $A=1$. დეიტერიუმის ბირთვი (დეიტონი) შედგება ერთი პროტონისა და ერთი ნეიტრონისაგან (${}^2_1H$; $A=2$), ხოლო ტრიტიუმის ბირთვი (ტრიტონი) – ერთი პროტონისა და ორი ნეიტრონისაგან (${}^3_1H$; $A=3$). ჟანგბადთან ნაერთში დეიტერიუმი ადგენს მძიმე წყალს (D_2O), ხოლო ტრიტიუმი – ზემძიმე წყალს (T_2O).

* ამ ფაქტმა (რომელიც დადგენილ იქნა ატომბირთვის აგებულების დადგენამდე) დიდი როლი ითამაშა ბირთვული ფიზიკის განვითარებაში. მისგან კერძოდ გამომდინარეობდა, რომ ყველა ქიმიური ელემენტის იზოტოპის ატომბირთვები შედგება ერთგვაროვანი (ერთნაირი) ნაწილაკების მთელი რიცხვებისაგან.

** სხვა მიზეზი დაკავშირებულია ე.წ. „მასის დეფექტთან“.

*** აღმოჩნდა, რომ მოცემული ქიმიური ელემენტისათვის იზოტოპების პროცენტული შედგენილობა მუდმივია.

ბუნებრივი წყალი (H_2O) ყოველთვის შეიცავს მძიმე წყალს, მაგრამ მეტად მცირე რაოდენობით – დაახლოებით 0,016%. მისი გამოყოფა ხდება ბუნებრივი წყლის მრავალჯერადი გამოხდით ან ელექტროლიზით. რაც შეეხება ზემოთხსენებულ წყალს, იგი სრულიად უმნიშვნელო რაოდენობით ($\sim 10^{-16}\%$) გვხვდება წვიმის წყალში.

მძიმე წყალი ნეიტრონების საუკეთესო შემნელებელია, ამიტომ იგი ფართოდ გამოიყენება ატომურ რეაქტორებში.

მოცემული ქიმიური ელემენტის იზოტოპებს აქვთ ერთნაირი აგებულების ელექტრონული გარსი. ამიტომ მათი როგორც ქიმიური, აგრეთვე ის ფიზიკური თვისებები, რომლებიც ელექტრონული გარსის სტრუქტურით განისაზღვრება, ერთნაირია. რაც შეეხება იმ ფიზიკურ თვისებებს, რომლებიც განისაზღვრება ბირთვის სტრუქტურით (მასური რიცხვი, რადიოაქტიურობა და სხვ.), საგრძნობლად განსხვავებულია.

§109. ატომბირთვული ძალები. ატომბირთვის მოღუღები

ატომბირთვის უაღრესად დიდი სიმკვრივე და მდგრადობა მიუთითებს იმაზე, რომ მის შემადგენელ ნუკლონებს შორის მოქმედებს მეტად ძლიერი ურთიერთმიზიდვის ძალები. ადვილი მისახვედრია, რომ ეს ძალები არ არის არც გრავიტაციული (ნუკლონების მეტად მცირე მასის გამო) და არც ელექტრული (ბირთვში სხვადასხვა ნიშნის დამუხტული ნაწილაკების არარსებობის გამო). ნუკლონებს შორის შესაძლებელია კიდევ მაგნიტური ურთიერთმიზიდვის ძალის არსებობა (მათი მაგნიტური მომენტების ანტიპარალელური ორიენტაციის შემთხვევაში), მაგრამ, როგორც გამოთვლები გვიჩვენებს, ისიც მეტისმეტად მცირეა. ამრიგად, ბირთვის ნაწილაკების შემაკავშირებელი ძალები განსაკუთრებული, აქამდე უცნობი ძალებია, რომლებიც თავისი ბუნებით არ ჰგავს არც გრავიტაციულს და არც ელექტრომაგნიტურს. მათ **ბირთვული ძალები** ეწოდება.

ბირთვული ძალების ბუნება დღეისათვის ბოლომდე არ არის გარკვეული. ბირთვული ძალების **მეზონური*** თეორიის თანახმად, რომელიც წამოაყენა იაპონელმა მეცნიერმა იუკავამ, ურთიერთქმედება ნუკლონებს შორის ბირთვში განპირობებულია განსაკუთრებული ნაწილაკების π მეზონების (პიონების) გაცვლით. ეს გაცვლა სწარმოებს იმდენად სწრაფად ($\sim 10^{-23}$ წამის განმავლობაში), რომ ბირთვში ამ ნაწილაკების დამოუკიდებელი არსებობის

* წარმოდგება ბერძნული სიტყვისაგან „მეზოს“ – რაც საშუალოს, შუალედურს ნიშნავს. ამ დასახელებით საზგასმულია რომ მეზონის მასა უნდა იყოს ელექტრონისა და პროტონის მასების შუალედური.

დადგენა ვერ ხერხდება, ამიტომ მათ ვირტუალური* (წარმოასახვითი) ნაწილაკები ეწოდება. ამრიგად, მეზონურ თეორიაში ურთიერთქმედების გადამტანებს, ბირთვული ველის კვანტებს, წარმოადგენს (ვირტუალური) პიონები, მსგავსად იმისა, როგორც კვანტურ ელექტროდინამიკაში ელექტრომაგნიტური ველის კვანტებს წარმოადგენს ფოტონები (რომელთა საშუალებითაც ხორციელდება ურთიერთქმედება დამუხტულ ნაწილაკებს შორის).

თავისუფალი პიონი აღმოაჩინეს კოსმოსურ გამოსხივებაში. დადგენილია, რომ პიონი შეიძლება იყოს როგორც ნეიტრალური (π^0), ისე დადებითად და უარყოფითად დამუხტული (π^+ და π^-). დამუხტული პიონების მასა უდრის $273m_e$ -ს, ხოლო მუხტი e ელემენტარული მუხტის ტოლია. ნეიტრალური პიონის მასაა $264m_e$. პიონის სპინი (როგორც ნეიტრალურის, ასევე დამუხტულის) ნულის ტოლია. სამივე სახის პიონი არასტაბილურია, ამასთან დამუხტული პიონების სიცოცხლის ხანგრძლივობა შეადგენს $2,6 \cdot 10^{-8}$, ხოლო ნეიტრალურის – $0,8 \cdot 10^{-16}$ წამს. უნდა აღინიშნოს, რომ თავისუფალი პიონის მიღება შეიძლება ლაბორატორიულ პირობებშიც. თუ ნუკლონს მივანიჭებთ პიონის მასის ეკვივალენტურ ენერგიას (მაგალითად, შევაჯახებთ მას დიდი სიჩქარის ნუკლონთან), ვირტუალური პიონი შეიძლება რეალური გახდეს.

იგულისხმება, რომ ყოველი ნუკლონი შედგება ცენტრალური ნაწილისაგან (გულისაგან), რომელიც გარემოცულია ამა თუ იმ სახის მეზონური ღრუბლით. მეზონები შეიძლება იყოს დამუხტული ან დაუმუხტავი და ერთადერთი განსხვავება პროტონსა და ნეიტრონს შორის ამ ღრუბლის სახეშია. ორ პროტონს ან ორ ნეიტრონს შორის ურთიერთქმედება განპირობებულია ნეიტრალური (π^0) მეზონის გაცვლით, პროტონსა და ნეიტრონს შორის კი როგორც დამუხტული (π^+ ან π^-), ისე ნეიტრალური მეზონის გაცვლით. გაცვლის პროცესი შეიძლება შემდეგნაირად წარმოვიდგინოთ: პროტონი გამოასხივებს ვირტუალურ π^+ მეზონს და გარდაიქმნება ნეიტრონად ($p \rightarrow n + \pi^+$).

ნეიტრონი შთანთქავს π^+ - მეზონს და გარდაიქმნება პროტონად ($n + \pi^+ \rightarrow p$). შემდეგ ასეთივე პროცესი მიმდინარეობს შებრუნებული მიმართულებით ისე, რომ ყოველი ურთიერთმოქმედი ნუკლონი დროის ნაწილს იმყოფება (ატარებს) ნეიტრალურ მდგომარეობაში, ნაწილს კი – დამუხტულში:

$$p + n \rightleftharpoons n + \pi^+ + n \rightleftharpoons n + p.$$

π^- მეზონის მონაწილეობით ურთიერთქმედების სქემას აქვს შემდეგი სახე:

$$n + p \rightleftharpoons p + \pi^- + p \rightleftharpoons p + n,$$

* კვანტურ მექანიკაში ვირტუალური ეწოდება ნაწილაკს, რომლის აღმოჩენა მისი არსებობის განმავლობაში შეუძლებელია. ასეთი ნაწილაკების გაცვლით განპირობებულ ურთიერთქმედებას ვირტუალური ურთიერთქმედება ეწოდება.

ხოლო π^0 მეზონის გაცვლით შემდეგი:

$$n + p \rightleftharpoons p + \pi^0 + n \rightleftharpoons p + n$$

$$p + p \rightleftharpoons p + \pi^0 + p \rightleftharpoons p + p$$

$$n + n \rightleftharpoons n + \pi^0 + n \rightleftharpoons n + n$$

ბირთვული ურთიერთქმედების მეზონური თეორიით აიხსნება პროტონებისა და ნეიტრონების მაგნიტური მომენტების ანომალური მნიშვნელობა. მართლაც, პიონის მაგნიტური მომენტი $\approx 6,6$ ბირთვული მაგნეტონის ტოლია. როგორც ნეიტრონი, ასევე პროტონი დროის გარკვეულ (ძალიან მცირე) ნაწილში იმყოფება ვირტუალურ მდგომარეობაში ($p + \pi^-$ და $n + \pi^+$). ვინაიდან ამ ნაწილაკების მაგნიტური მომენტის გაზომვა გამზომ ხელსაწყოთი ხდება რაღაც Δt დროის განმავლობაში (რომელიც მათი ვირტუალურ მდგომარეობაში ყოფნის დროზე გაცილებით მეტია), პიონების „გაჩენა“ და „მოსპობა“, ცხადია, გარკვეულ წვლილს შეიტანს ამ გაზომვებში. მიღებული შედეგი იქნება საშუალო სტატისტიკური Δt დროში. ნეიტრონის უარყოფითი მაგნიტური მომენტი, ცხადია, განპირობებულია ვირტუალური π^- მეზონით.

ჩამოვთვალოთ ბირთვული ძალების ძირითადი თვისებები:

1. ბირთვული ძალები ბუნებაში არსებულ ძალებს შორის ყველაზე მძლავრია. ისინი დაახლოებით 100-ჯერ აღემატებიან ელექტრომაგნიტურ ძალებს. ამიტომაც, რომ პროტონებს შორის მოქმედი კოლოსალური სიდიდის კულონური განზიდვის ძალების მიუხედავად, ბირთვი (ბირთვების დიდი უმრავლესობა) წარმოადგენს უაღრესად მდგრად სისტემას. ბირთვული ძალების სიდიდის გამო ბირთვული ნაწილაკების ურთიერთქმედებას ხშირად **ძლიერ ურთიერთქმედებას** უწოდებენ.

2. ბირთვული ძალების მეორე მნიშვნელოვანი თვისებაა **ახლოქმედება**. კულონური და გრავიტაციული ძალებისაგან განსხვავებით, რომლებიც შედარებით ნელა – მანძილის კვადრატის უკუპროპორციულად – მცირდება, ბირთვული ძალები მოქმედებს მეტად მცირე მანძილებზე: უკვე 2,2 ფ მანძილზე მათი მოქმედება უმნიშვნელოა, ხოლო 1 ფ-ზე ნაკლებ მანძილებზე ურთიერთმიზიდვა იცვლება განზიდვით.

2,2 ფ მანძილს ეწოდება ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსი.

3. ბირთვული ძალების სიდიდე **მუხტზე დამოკიდებული არ არის**: ორ პროტონს შორის მოქმედებს ბირთვული მიზიდვის ისეთივე ძალა, როგორიც ორ ნეიტრონს ან ნეიტრონსა და პროტონს შორის.

4. ბირთვულ ძალებს **ახასიათებს ნაჯერობა**. ეს თვისება (რომელიც შეიძლება აიხსნას ბირთვული ძალების ახლოქმედებით) მდგომარეობს იმაში, რომ

მოცემულ ნუკლონს შეუძლია ურთიერთქმედება ნუკლონთა მხოლოდ გარკვეულ რიცხვთან.*

ამ თვისებით ბირთვული ძალები წააგავს კოვალენტური ბმის ქიმიურ ძალებს, რომელთაც ისევე როგორც ბირთვულ ძალებს, საფუძვლად უდევს **გაცვლითი ეფექტი**.

დღეისათვის არ არსებობს ბირთვის აღნაგობის დასრულებული მოდელი, რომლითაც აიხსნებოდა მისი ყველა თვისება. ამის მიზეზი ძირითადად ორია:

1. არასრული ცნობების არსებობა ბირთვული ძალების თვისებების შესახებ.
2. მრავალნაწილაკიანი სისტემის კვანტური ამოცანის სირთულე. ამიტომ ბირთვის ამა თუ იმ თვისების ასახსნელად ძირითადად სარგებლობენ ორი მოდელით – წვეთურით და გარსულით.

ბირთვის წვეთური მოდელის თანახმად (წამოაყენა ფრენკელმა 1939 წელს, ხოლო განავითარეს ბორმა და სხვა მეცნიერებმა) ბირთვი შეიძლება განვიხილოთ როგორც სითხის (დამუხტული) წვეთი. ამ მოდელის საფუძველს შეადგენს გარკვეული მსგავსება ბირთვისა და სითხის წვეთის თვისებებს შორის. მართლაც, სხვადასხვა ზომის ბირთვების სიმკვრივე ერთნაირია, არ არის დამოკიდებული ნუკლონთა რიცხვზე, ისევე, როგორც ერთნაირია და არ არის დამოკიდებული მოლეკულათა რიცხვზე სხვადასხვა ზომის სითხის წვეთების სიმკვრივე. ორი წვეთის შეერთებისას მიიღება იმავე სიმკვრივის წვეთი. გარდა ამისა, წვეთის მოლეკულებს შორის მოქმედი ძალები, ბირთვული ძალების მსგავსად, ახლომოქმედია და ახასიათებს ნაჯერობა; სითხის წვეთის ზედაპირზე მყოფი მოლეკულები განიცდიან მეზობელი მოლეკულების ცალმხრივ (წვეთის შიგნიდან) მოქმედებას, რაც განაპირობებს სითხის ზედაპირულ დაჭიმულობას ისევე, როგორც ბირთვის ზედაპირზე მყოფი ნუკლონები განიცდის მეზობელი ნუკლონების ცალმხრივ მოქმედებას, რაც წარმოშობს ზედაპირულ დაჭიმულობას და შესაბამის ზედაპირულ ენერგიას. ბოლოს, ბირთვის შემადგენელ ნუკლონებს, სითხის წვეთის მოლეკულების მსგავსად, ახასიათებს გარკვეული ძვრადობა. მიუხედავად ასეთი მსგავსებისა, ხაზგასმით უნდა აღინიშნოს ერთი გარემოება, რითაც ბირთვი არსებითად განსხვავდება სითხის წვეთისაგან – იგი დამუხტულია და ემორჩილება კვანტური მექანიკის კანონებს.

* პრაქტიკულად, ბირთვული ძალების სრულ ნაჯერობას უკვე აქვს ადგილი α – ნაწილაკში, რომელიც წარმოადგენს ორი პროტონისა და ორი ნეიტრონისაგან შედგენილ მეტად მდგრად სისტემას.

ბირთვის წვეთური მოდელით კარგად აიხსნება ბირთვული რეაქციების მექანიზმი, განსაკუთრებით მძიმე ბირთვის გაყოფის მექანიზმი. გარდა ამისა, იგი იძლევა ბირთვის ბმის ენერგიის შეფასების შესაძლებლობას. მაგრამ ეს მოდელი ვერ ხსნის ბირთვის ისეთ თვისებებს, როგორიცაა დისკრეტული ენერგეტიკული დონეების არსებობა, პროტონებისა და ნეიტრონების გარკვეული რაოდენობით შემცველი ბირთვების განსაკუთრებული მდგრადობა და სხვ.

ბირთვის ამ თვისებების ასახსნელად 1949 წელს ამერიკელმა ფიზიკოსმა მარია გეპერტ-მაიერმა და მისგან დამოუკიდებლად გერმანელმა ფიზიკოსმა ჰანს იენსენმა შექმნეს ბირთვის **გარსული მოდელი**. ეს მოდელი გარკვეული თვალსაზრისით საწინააღმდეგოა წვეთური მოდელისა, ვინაიდან თუ წვეთურ მოდელში ნუკლონები ურთიერთქმედებს, მოძრაობს ქაოსურად და ხშირად ეჯახება ერთმანეთს, რის გამოც არ შეუძლიათ დიდხანს ყოფნა მოცემულ ენერგეტიკულ მდგომარეობაში, **გარსული მოდელის თანახმად, ნუკლონები ბირთვში მოძრაობს ერთმანეთისაგან (თითქმის) დამოუკიდებლად გარკვეულ ორბიტებზე** მათ მიერვე შექმნილ თვითშეთანხმებულ ველში. სურათი გარკვეულად ანალოგიურია ატომში ელექტრონების მოძრაობისა, ამიტომ, ატომის მსგავსად, ბირთვს გააჩნია დისკრეტული ენერგეტიკული დონეები, რომელიც შევსებულია ნუკლონებით პაულის პრინციპის დაცვით (თითოეულ დონეზე მოცემული სორტის ორი ნუკლონი საწინააღმდეგოდ მიმართული სპინებით). ატომის მსგავსად, ბირთვის ენერგეტიკული დონეები ჯგუფდება შრეებად, რომელთაგან თითოეულში შეიძლება იმყოფებოდეს ნუკლონების გარკვეული რიცხვი. ამასთან, მსგავსად იმისა, როგორც ატომებში, შრეების შევსებადობის მიხედვით, მათი თვისებები პერიოდულად მეორდება და ის ატომები, რომელთა გარე შრე მთლიანად შევსებულია ($Z = 2, 10, 18, 36, 54, 86$) ყველაზე მდგრადია, ატომბირთვებიც, რომელთა გარე შრეც მთლიანად შევსებულია, უნდა იყოს განსაკუთრებით მდგრადი. მართლაც, შრედინგერის განტოლების ამოხსნა დასმული ამოცანისათვის გვაძლევს, რომ მაქსიმალური რაოდენობა მოცემული სორტის ნუკლონებისა შევსებულ გარსებში შეიძლება იყოს 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. მეორეს მხრივ, დადგენილია რომ ბირთვები, რომლებშიც პროტონების (Z) ან ნეიტრონების (N) რიცხვი ტოლია 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, განსაკუთრებით გავრცელებულია ბუნებაში, რაც, უნდა ვიგულისხმოთ, დაკავშირებულია მათ მდგრადობასთან. ასეთ ბირთვებს „მაგიური ბირთვები“ ეწოდება, ხოლო შესაბამის ციფრებს – „მაგიური ციფრები“.

ნათქვამის საილუსტრაციოდ მოვიყვანოთ იზოტოპების ფარდობითი შედგენილობა ($C, \%$) ბუნებრივ ელემენტში ქრომში ($Z = 24$) N -ის სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის:

N	26	28	29	30
C	4,31	83,64	9,45	2,60

როგორც ვხედავთ, იზოტოპი მაგიური ბირთვით ($N = 28$) მკვეთრად გამოირჩევა დანარჩენისაგან.

ბირთვებს, რომლებიც შეიცავენ როგორც პროტონების, ასევე ნეიტრონების მაგიურ რიცხვებს, ორგზის მაგიური ეწოდებათ.*

მათ რიცხვს მიეკუთვნება: ${}^4_2\text{He}$; ${}^{16}_8\text{O}$; ${}^{48}_{20}\text{Ca}$; ${}^{208}_{82}\text{Pb}$. ეს ბირთვები გამოირჩევა განსაკუთრებული მდგრადობით. კერძოდ, ჰელიუმის ატომბირთვის განსაკუთრებული მდგრადობა ჩანს თუნდაც იქიდან, რომ ის ერთადერთი შემადგენელი ნაწილაკია, რომელიც გამოიტყორცნება მძიმე ბირთვების რადიოაქტიური დაშლისას.

ორგზის მაგიური ბირთვებიდან ყველაზე მძიმე – ტყვია – შეიცავს $Z = 82$ პროტონსა და $N = A - Z = 126$ ნეიტრონს. მენდელეევის პერიოდულ სისტემაში ტყვიის შემდეგ განლაგებული ელემენტების ბირთვები უკვე აღარ არის მდგრადი და განიცდის რადიოაქტიურ დაშლას.

§110. რადიოაქტიურობა. α , β , γ სხივები

ატომისა და მისი ბირთვის რთული აგებულების დადგენასა და შესწავლაში განსაკუთრებით დიდი როლი ითამაშა გასული საუკუნის ბოლოს რადიოაქტიურობის აღმოჩენამ და შესწავლამ.

რადიოაქტიურობა ეწოდება ერთი ელემენტის (არამდგრადი) ბირთვების თავისთავად (სპონტანურ) გარდაქმნას მეორე ელემენტის ბირთვებად, რასაც თან ახლავს უხილავი გამოსხივება. ამ გამოსხივებას რადიოაქტიური გამოსხივება (რადიოაქტიური სხივები) ეწოდება, ხოლო ნივთიერებებს, რომელთა ბირთვებიც განიცდიან სპონტანურ გარდაქმნებს – რადიოაქტიური ნივთიერებები.

რადიოაქტიურობის ცნებას ზოგჯერ ავრცელებენ ელემენტარული ნაწილაკების ურთიერთგარდაქმნებზეც.

რადიოაქტიურობე შეიძლება იყოს ბუნებრივი ან ხელოვნური.

რადიოაქტიურობას, რომელიც გვხვდება ბუნებაში არსებულ არამდგრად ბირთვებში, ბუნებრივი რადიოაქტიურობა ეწოდება. ბუნებრივი რადიოაქტიურობა, როგორც წესი, დამახასიათებელია მძიმე ელემენტების ბირთვებისათვის, რომლებიც

* მათში მთლიანადაა შევსებული როგორც პროტონების, ასევე ნეიტრონების შრე.

მოთავსებულია ელემენტთა პერიოდული სისტემის ბოლოში, ტყვიის შემდეგ. მაგრამ გვხვდება მსუბუქი ბუნებრივად რადიოაქტიური ბირთვებიც, მაგ., კალიუმის იზოტოპი $^{40}_{19}K$, ნახშირბადის იზოტოპი $^{14}_6C$ და სხვა.

რადიოაქტიურობას, რომელსაც ადგილი აქვს სხვადასხვა ბირთვული რეაქციის მეშვეობით (ე.ი. ხელოვნურად) მიღებულ არამდგრად ბირთვებში, ხელოვნური რადიოაქტიურობა ეწოდება.

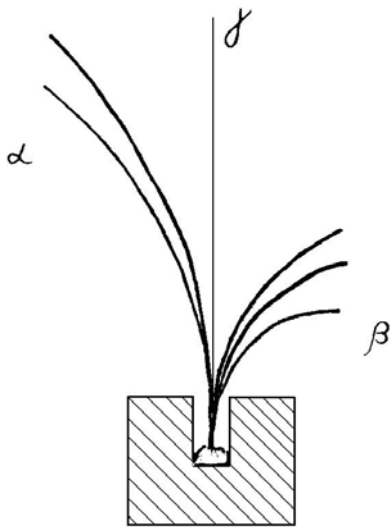
პრინციპული განსხვავება ბუნებრივ და ხელოვნურ რადიოაქტიურობებს შორის არ არსებობს. ისინი ემორჩილება ერთსადაიმთხვე კანონებს.

რადიოაქტიურობის მოვლენა აღმოაჩინა ფრანგმა მეცნიერმა ბეკერელმა 1896 წელს.* (რენტგენის სხივების აღმოჩენიდან რამოდენიმე თვის შემდეგ) ბედნიერი შემთხვევის წყალობით: ურანის მარილების ლუმინისცენციის (მერმენათების) შესწავლისას მან დაადგინა, რომ მზის სხივებით განათების შემდეგ, ისინი, ხილულ სინათლესთან ერთად, უხილავ სხივებსაც გამოასხივებს. ეს სხივები, რენტგენის სხივების მსგავსად, იწვევს აირის იონიზაციას, ხასიათდება ნივთიერების განჭოლების დიდი უნარით, მოქმედებს შავ ქაღალდში გახვეულ ფოტოფირზე და სხვ. ამიტომ ბეკერელს ეგონა, რომ საქმე აქვს რენტგენის მსგავს გამოსხივებასთან, რომელიც ჩნდება მზის სხივების გავლენით. მაგრამ ერთხელ, ღრუბლიანი ამინდის გამო, მორიგი ცდის ჩატარება არ მოხერხდა და ბეკერელმა უჯრაში შეინახა შავ ქაღალდში გახვეული ფოტოფირი, რომელზეც იდო ურანის მარილით დაფარული სპილენძის ჯვარი. რამოდენიმე დღის შემდეგ მან ყოველი შემთხვევისათვის გაამჟღავნა ფოტოფირი და შეამჩნია მასზე ჯვრის მკაფიო გამოსახულება. ცდის მრავალჯერ გამეორებით ბეკერელი მივიდა დასკვნამდე, **რომ ურანის მარილები თავისთავად, გარეგანი ფაქტორების მოქმედების გარეშეც გამოასხივებს რენტგენის მსგავს უხილავ სხივებს.** დაიწყო ინტენსიური გამოკვლევები, რომელთაც, ბეკერელის გარდა, ატარებდნენ მარია სკლოდოვსკაია-კიური, მისი მეუღლე პიერ კიური და რეზერფორდი. 1898 წელს მარია სკლოდოვსკაია-კიურმა აღმოაჩინა, რომ ურანის მსგავს გამოსხივებას იძლევა თორიუმიც. იმავე წელს მან მეუღლესთან ერთად ურანის მადნიდან გამოყოფა ორი მანამდე უცნობი ელემენტი – პოლონიუმი ($^{212}_{84}Po$) და რადიუმი ($^{226}_{88}Ra$), რომლებიც იძლეოდნენ მსგავს უხილავ გამოსხივებას. ამ გამოსხივებას პიერ და მარია კიურებმა უწოდეს რადიოაქტიური გამოსხივება, ხოლო თვით მოვლენას – რადიოაქტიურობა. დადგინდა, რომ რადიოაქტიური გამოსხივება არ არის დამოკიდებული გარეშე ფაქტორებზე (წნევა, ტემპერატურა, სინათლე) და იმაზე – თავისუფალია ელემენტი თუ რომლიმე ქიმიურ ნაერთში იმყოფება. ამ გამოკვლევებმა, აგრეთვე რეზერფორდის მიერ α ნაწილაკის ბუნების გარკვევამ, დაამტკიცა, რომ რადიოაქტიურობა ბირთვული პროცესია, ამ დროს გარდაქმნებს განიცდის თვით ატომბირთვები.

რადიოაქტიურ გამოსხივებაზე მაგნიტური ველის მოქმედებით დადგინდა, რომ იგი შედგება სამი სახის სხივებისაგან: α , β და γ . ამასთან, მაგნიტურ ველში α და β სხივები გადაიხრება ურთიერთსაწინააღმდეგო მიმართულებით, ხოლო γ სხივები გადახრას არ განიცდის (სურ. 110.1). ეს მიუთითებს, რომ α და

* იგულისხმება ბუნებრივი რადიოაქტიურობა. ხელოვნური რადიოაქტიურობა აღმოაჩინეს 1934 წ. ირენ და ფრედერიკ ჟოლიო-კიურებმა.

β სხივები წარმოადგენს საწინააღმდეგო ნიშნით დამუხტული ნაწილაკების ნაკადს, ხოლო γ სხივებს მუხტი არ გააჩნია. გამოკვლევებით დადგინდა, რომ α



სურ. 110.1

სხივები წარმოადგენს ჰელიუმის ორჯერ იონიზებული ატომების ანუ ჰელიუმის ატომბირთვების ნაკადს ($\alpha \equiv {}^4_2\text{He}$), β სხივები – ელექტრონების ნაკადს* ($\beta^- \equiv {}^0_{-1}e$) ხოლო γ სხივები – მეტად მოკლე სიგრძის ელექტრომაგნიტურ ტალღას. α ნაწილაკების მასა გაცილებით (~ 7350 -ჯერ) მეტია ელექტრონების მასაზე, ამიტომ მაგნიტურ ველში ისინი ნაკლებად გადაიხრება. ნაწილაკების გადახრის მიმართულების განსაზღვრა შეიძლება მარცხენა ხელის წესით. ჩვენს სურათზე მაგნიტური ველი მიმართულია სურათის სიბრტყის მართობულად ჩვენგან.

მძიმე ბირთვების ბუნებრივი რადიოაქტიურობა

შეიძლება აიხსნას ბირთვში მოქმედი ძალების ხასიათით. მართლაც ვინაიდან ნუკლონთა ურთიერთმიზიდვის ბირთვული ძალები მოქმედებს მეტად მცირე მანძილებზე, ხოლო პროტონებს შორის კულონური ურთერთგანზიდვა ატომბირთვის მთელ მოცულობაში ხდება, ბირთვის გარკვეული ზომიდან დაწყებული, მასში პროტონთა რიცხვის ზრდა იწვევს განზიდვის ძალების უპირატეს ზრდას. მათი კომპენსაციისათვის აუცილებელია მიზიდვის ძალების გაზრდა, რაც ხორციელდება ბირთვში ნეიტრონების რიცხვის უპირატესი ზრდით: თუ მსუბუქ ბირთვებში (პერიოდული სისტემის შუაგულამდე) ნეიტრონების რიცხვი საშუალოდ შეადგენს ნუკლონთა რიცხვის 50%-ს $\left(\text{ფარდობა } \frac{N}{Z} \approx 1 \right)$, შემდეგ, ბირთვების დამძიმებასთან ერთად, ნეიტრონების პროცენტული შედგენილობა თანდათან იზრდება და ყველაზე მძიმე ბირთვებისათვის აღწევს 62%-მდე $\left(\frac{N}{Z} = 1,6 \right)$. მაგრამ მიუხედავად ნეიტრონების რიცხვის ასეთი ზრდისა, გარკვეული ელემენტიდან დაწყებული (ბისმუტი, $Z = 83$) მიზიდვის ბირთვული ძალები ვეღარ უზრუნველყოფს ბირთვის მდგრადობას და იგი თავისთავად იშლება.

ბირთვის არამდგრადობა შეიძლება გამოიწვიოს აგრეთვე (ნუკლონებით გადატვირთვის გარდა) მასში პროტონებისა და ნეიტრონების რიცხვის არახელსაყრელმა თანაფარდობამ (იხ. პეტიტის ტექსტი). ასეთი ბირთვი განიცდის რადიოაქტი-

* ზოგჯერ β სხივები წარმოადგენს დადებითად დამუხტული ნაწილაკების – პოზიტრონების ნაკადს. პოზიტრონი ელექტრონის ორეული ანუ ანტინაწილაკია. მას ისეთივე მასა და მუხტის სიდიდე აქვს, როგორც ელექტრონს, განსხვავდება მხოლოდ მუხტის ნიშნით ($\beta^+ \equiv {}^0_{+1}e$) პოზიტრონების გამოსხივება ხდება ხელოვნურად მიღებული არამდგრადი ბირთვებიდან.

ურ გარდაქმნას β -ნაწილაკის გამოსხივებით (β -დაშლა, §111). პროტონებისა და ნეიტრონების რიცხვის არახელსაყრელ თანაფარდობას შეიძლება ადგილი ჰქონდეს როგორც მძიმე, ასევე მსუბუქ ბირთვებში, ამიტომ β -რადიოაქტიურობა დამახასიათებელია როგორც მძიმე, ასევე მსუბუქი ბირთვებისათვის.

ბირთვის წვეთური მოდელის საფუძველზე გერმანელმა მეცნიერმა ვეიცჰეკერმა მოგვცა ბირთვის ენერგიის გამოსათვლელი ფორმულა, რომელიც შეიცავს A მასურ რიცხვს, Z მუხტის რიცხვს და α_i კოეფიციენტებს, რომელთა რიცხვითი მნიშვნელობები დგინდება ემპირულად. ეს ფორმულა საშუალებას იძლევა ზოგადი მოსაზრებებიდან გამომდინარე დადგინდეს ბირთვის სტაბილურობის* პირობა: ცხადია, რომ მოცემული A -ს შემთხვევაში ბირთვი მდგრადია Z -ის ისეთი მნიშვნელობისათვის, რომლის დროსაც ბირთვის W სრული ენერგია მინიმალურია. $Z_{\text{სტ}}$ -ის ეს მნიშვნელობა გამოითვლება პირობიდან $\left(\frac{dW}{dZ}\right)_{A=\text{const}} = 0$, რომელიც გამოსახავს ბირთვის ენერგიის მინიმუმს.

გამოთვლების გვაძლევს, რომ

$$Z_{\text{სტ}} = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}}. \quad (110.1)$$

ეს ფორმულა კარგ თანხვედრაშია ექსპერიმენტულ მონაცემებთან. კერძოდ, მისგან, გამომდინარეობს, რომ მსუბუქი ბირთვებისათვის $Z_{\text{სტ}} = \frac{A}{2}$. ეს შედეგი კარგად თანხვდება ცდისეულ ფაქტს, რომ ყველა მსუბუქი ბირთვი, რომელიც შეიცავს პროტონებისა და ნეიტრონების ტოლ რაოდენობას, სტაბილურია.

§111. α და β – დაშლა

წინა პარაგრაფში აღნიშნული იყო, რომ რადიოაქტიური გამოსხივება, საზოგადოდ, რთული ბუნებისაა და შედგება სამი სახის სხივებისაგან – α , β და γ . მაგრამ აუცილებელი არაა, რომ რადიოაქტიური გამოსხივება ყოველთვის შეიცავდეს ერთდროულად სამივე სახის სხივებს, ვინაიდან მოცემული იზოტოპი რადიოაქტიური გარდაქმნისას, როგორც წესი, გამოასხივებს მხოლოდ α ან მხოლოდ β ნაწილაკს.**

* სტაბილური (მდგრადი) ეწოდება ბირთვს, რომლის შედგენილობა დროის მიხედვით არ იცვლება.

** ზოგიერთ ბირთვს რადიოაქტიური დარდაქმნისას შეუძლია გამოასხივოს ზოგჯერ α , ზოგჯერ კი β ნაწილაკი, რაც იწვევს რადიოაქტიური დაშლის მწკრივის განშტოებას (§112). მაგ. ბისმუტის $^{212}_{83}\text{Bi}$ იზოტოპის β დაშლის ალბათობა, რის შედეგადაც იგი გარდაიქმნება $^{212}_{84}\text{Po}$ -ის იზოტოპად, შეადგენს 66,3%-ს, ხოლო α -დაშლის ალბათობა, რის შედეგადაც იგი გარდაიქმნება $^{208}_{81}\text{Tl}$ -ის იზოტოპად – 33,7%-ს. β -დაშლას თან სდევს α -დაშლა, ხოლო α -დაშლას – β -დაშლა, ამიტომ ორივე განშტოებას მიეყვებათ ტყვიის $^{208}_{82}\text{Pb}$ იზოტოპამდე (სურ. 112.1).

ბირთვის რადიოაქტიურ გარდაქმნას რადიოაქტიურ დაშლასაც უწოდებენ. ამასთან, იმისდა მიხედვით, თუ რომელი ნაწილაკი α თუ β გამოიტყორცნება ბირთვიდან, ლაპარაკობენ შესაბამისად α -დაშლაზე ან β -დაშლაზე.

როგორც α , ასევე β -დაშლას, როგორც წესი, თან ახლავს γ -კვანტების გამოსხივება.

განვიხილოთ ეს გამოსხივებები ცალ-ცალკე. საზოგადოდ, რადიოაქტიური გამოსხივების მახასიათებლებია ნაწილაკების მასა, მუხტი, სიჩქარე ანუ კინეტიკური ენერგია და აგრეთვე ნაწილაკების განაწილება ენერგიების მიხედვით, ანუ რადიოაქტიური გამოსხივების სპექტრი.

α -დაშლა. ბირთვიდან გამოიტყორცნება α -ნაწილაკი, რომელიც წარმოადგენს ჰელიუმის ატომბირთვს. ატომურ ერთეულებში მისი მუხტი $Z = 2$, ხოლო მასა $A = 4(\alpha \equiv {}_2^4\text{He})$. სხვადასხვა რადიოაქტიური იზოტოპის ბირთვებიდან გამოტყორცნილი α -ნაწილაკების სიჩქარე სხვადასხვაა, მაგრამ ცვლილება ხდება შედარებით ვიწრო საზღვრებში: $1,4 \cdot 10^7$ მ/წმ-დან $2 \cdot 10^7$ მ/წმ-მდე, რასაც შეესაბამება კონეტიკური ენერგია მიახლოებით 4-დან 8 მევ-მდე. მოცემული რადიოაქტიური იზოტოპის ბირთვებიდან გამოტყორცნილი ნაწილაკების ენერგიები მკაცრად განსაზღვრულია. ამასთან, უმეტეს შემთხვევაში, გამოსხივდება რამდენიმე ჯგუფი α ნაწილაკებისა, რომელთაც სხვადასხვა, მაგრამ მცირედ განსხვავებული ენერგიები აქვთ, რაც აიხსნება ბირთვის დისკრეტული ენერგეტიკული დონეების არსებობით (იხ. პეტიტის ტექსტი).

α -ნაწილაკი კინეტიკურ ენერგიას იძენს იმის ხარჯზე, რომ საწყისი ბირთვის უძრაობის ენერგია მეტია დაშლის შედეგად მიღებული ბირთვის და α -ნაწილაკის უძრაობის ენერგიათა ჯამზე. ეს ზედმეტი ენერგია ნაწილდება მიღებულ ბირთვსა და α -ნაწილაკს შორის მათი მასების უკუპროპორციულად. მაგრამ დაშლის შედეგად მიღებული ბირთვი შეიძლება აღმოჩნდეს არა მარტო ნორმალურ, არამედ (ერთ-ერთ) აგზნებულ მდგომარეობაშიც. ამ შემთხვევაში ზედმეტი ენერგიის ნაწილი ხმარდება ბირთვის აგზნებას, ნაწილი კი გამოიყოფა კინეტიკური ენერგიის სახით, ამიტომ გამოტყორცნილი α -ნაწილაკის კინეტიკური ენერგია იქნება უფრო ნაკლები. სხვადასხვა ენერგიის მქონე α -ნაწილაკების ჯგუფების რაოდენობა, ცხადია, განისაზღვრება ბირთვის აგზნებული ენერგეტიკული დონეების რაოდენობით.

ბირთვის უმრავლესობისათვის აგზნებულ მდგომარეობაში ყოფნის საშუალო დრო მეტისმეტად მცირეა და შეადგენს 10^{-14} -დან 10^{-15} -მდე წამს. ამ დროის გავლის შემდეგ ბირთვი ბრუნდება ნორმალურ ან ერთ-ერთ უფრო ნაკლებად აგზნებულ მდგომარეობაში და გამოასხივებს γ -კვანტს.

ნივთიერებაში გავლისას α -ნაწილაკი, მოქმედებს რა თავისი ელექტრული ველით ატომებსა და მოლეკულებზე, იწვევს მათ იონიზაციას. ამის შედეგად α -ნაწილაკის ენერგია თანდათან მცირდება და ბოლოს იგი ჩერდება, უფრო ზუსტად.

იწყებს ქაოსურ მოძრაობას. ამ დროს იგი მიიერთებს ორ ელექტრონს (ნივთიერებაში მყოფი თავისუფალი ელექტრონებიდან) და გადაიქცევა ჰელიუმის ატომად.*

მანძილს, რომელსაც გადის α -ნაწილაკი ნივთიერებაში გაჩერებამდე, მისი განარბენი ან **შედწევისუნარიანობა** ეწოდება, ხოლო განარბენის მანძილზე წარმოქმნილ იონთა წყვილს α -ნაწილაკის იონიზაციის უნარი ეწოდება. დიდი იონიზაციის უნარი გამო (დაახლოებით 100000 წყვილი) α -ნაწილაკის განარბენი მცირეა. ჰაერში (ნორმალური წნევის დროს) იგი რამოდენიმე სანტიმეტრის, ხოლო სითხეში და ბიოლოგიურ ქსოვილში $\sim 10^{-2}$ სმ-ის ტოლია. α -ნაწილაკს მთლიანად აკავებს (შთქანთქავს) ქაღალდის ფურცელი, ტანსაცმელი ან 0,05 მმ სისქის ალუმინის კილიტა.

უნდა აღინიშნოს, რომ α -დაშლა კვანტურ-მექანიკური ეფექტია. ამიტომ მისი ახსნა კლასიკური ფიზიკის საშუალებით არ შეიძლება. მართლაც, ვიცით, რომ ბირთვიდან გამოტყორცნილი α -ნაწილაკის ენერგია 8 მევ-ს არ აღემატება, მაშინ როდესაც, როგორც მძიმე ბირთვებზე α -ნაწილაკების გაბნევით დადგინდა, პოტენციური ჯებირის U_0 სიმაღლე,** რომლის გადალახვაც α -ნაწილაკს უხდება ბირთვიდან გამოსასვლელად, გაცილებით მეტია (მაგ. ურანის ბირთვისათვის $U_0 \approx 25$ მევ-ს). ეს წინააღმდეგობა მარტივად აიხსნება გვირაბული ეფექტით, რომელიც კვანტურ-მექანიკური ეფექტია და მდგომარეობს იმაში, რომ მიკრონაწილაკს, რომლის ენერგია პოტენციური ჯებირის სიმაღლეზე ნაკლებია, შეუძლია გარკვეული ალბათობით „გაძვრეს“ („გაიჟონოს“) ჯებირში და აღმოჩნდეს მის გარეთ.

III.1 სურათზე მოცემულია სანიმუშო სახე პოტენციური ჯებირის ანუ α -ნაწილაკის პოტენციური ენერგიის დამოკიდებულებისა ბირთვის ცენტრიდან დაშორების r მანძილზე. α -

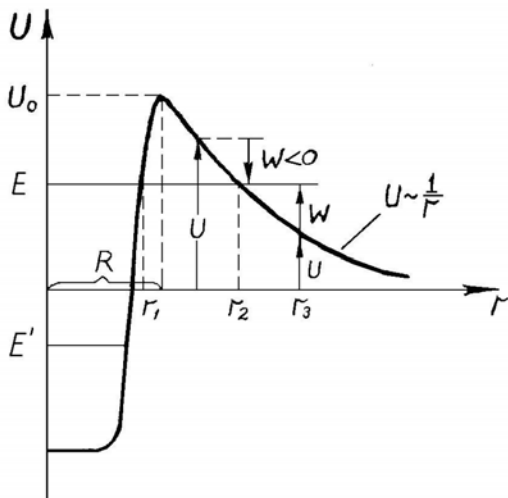
ნაწილაკისა და ბირთვის კულონური ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგია
$$\left(W = \frac{2ze^2}{r} \sim \frac{1}{r} \right)$$

ბირთვთან მიახლოებისას იზრდება. $r \approx R$ მანძილზე (სადაც R ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსია), მოქმედებას იწყებს ბირთვული მიზიდვის ძალა. პოტენციური ენერგიის ზრდა წყდება და მისი მნიშვნელობა, მაქსიმუმის წერტილზე გავლის შემდეგ, სწრაფად მცირდება რაღაც უარყოფით სიდიდემდე ბირთვის შიგნით (ბირთვული ძალები გაცილებით უფრო ახლომოქმედნი არიან, ვიდრე კულონის ძალები, ამიტომ ჯებირის შიდა გვერდი გაცილებით უფრო ციცაბოა, ვიდრე გარე).

* აღსანიშნავია, რომ რეზერფორდმა α -ნაწილაკის ბრუნება სწორედ მსგავსი პროცესის საფუძველზე დაადგინა: რადიოაქტიური რადონით (${}^{222}_{86}\text{Rn}$) ავსებული მინის ამჟღავნა მოათავსა მინისავე ჭურჭელში, რომელშიც შექმნილი იყო მაღალი ვაკუუმი. რამოდენიმე ხნის შემდეგ ჭურჭელში ჩნდებოდა აირი, რომლის სპექტრული ანალიზი უჩვენებდა, რომ იგი იყო ჰელიუმი. ეს მიუთითებდა, რომ რადონის ბირთვებიდან გამოიტყორცნებოდნენ α -ნაწილაკები, რომლებიც შთაინთქმებოდნენ ამჟღავნის კედლების მიერ და ორ-ორი ელექტრონის მიერთებით გადაიქცეოდნენ ჰელიუმის ატომებად. α -ნაწილაკების დაჯახების შედეგად ამჟღავნის კედლები თბებოდა, რაც ხელს უწყობდა იქიდან ჰელიუმის ატომების გამოყოფას და დაგროვებას მინის ჭურჭელში.

** ბირთვი α -ნაწილაკისათვის წარმოადგენს პოტენციურ ჯებირს, რომლის სიმაღლე იზომება იმ მუშაობით, რომელიც უნდა შესრულდეს კულონური განზიდვის ძალთა საწინააღმდეგოდ, რათა α -ნაწილაკი გადაადგილდეს უსასრულობიდან ბირთვული ძალების მოქმედების რადიუსის შესაბამის მდებარეობამდე.

სურათიდან ჩანს, რომ α ნაწილაკი, რომლის სრული ენერგია (კინეტიკური+პოტენციური) $E' < 0$, შეიძლება იმყოფებოდეს მხოლოდ ბირთვში, პოტენციური ენერგიის „ორმოს“ არეში,



სურ. 111.1

ვინაიდან ამ „ორმოს“ გარეთ ყველგან $u > E'$ და, მაშასადამე, ნაწილაკს უნდა ჰქონდეს უარყოფითი W კინეტიკური ენერგია, რაც შეუძლებელია.

თუ α ნაწილაკის სრული ენერგია არის E , იგი შეიძლება იმყოფებოდეს როგორც ბირთვში (როცა $r < r_1$), ისე მის გარეთ (როცა $r > r_2$). r -ის შუალედური მნიშვნელობები (r_1 -სა და r_2 -ს შორის) შეუძლებელია, ვინაიდან ამ არეში $u > E$ და კინეტიკური ენერგია უნდა იყოს უარყოფითი. სწორედ ამ არეს ეწოდება პოტენციური ჯებირი (მისი სისქე E -ს სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის სხვადასხვაა), რომლის დაძლევა, გვირახული ეფექტის გამო, შეუძლია α ნაწილაკს.

β -დაშლა. ნეიტრინო. ამ დროს ბირთვიდან გამოიტყორცნება β -ნაწილაკი, რომელიც წარმოადგენს (უმრავლეს შემთხვევაში) ელექტრონს ($\beta^- \equiv {}^0_{-1}e$) ან (ხელოვნურად რადიოაქტიური ბირთვის შემთხვევაში) პოზიტრონს ($\beta^+ \equiv {}^0_{+1}e$). ამ ნაწილაკების მასა 7350-ჯერ ნაკლებია α -ნაწილაკის მასაზე, ხოლო მუხტი (ატომური ერთეულებით) ∓ 1 -ის ტოლია. რაც შეეხება სიჩქარეს, იმთავითვე იქნა შემჩნეული, რომ ბირთვიდან გამოიტყორცნილ β -ნაწილაკებს ყველანაირი სიჩქარეები აქვთ – ნულიდან თითქმის სინათლის სიჩქარემდე. ამრიგად, α -გამოსხივებისგან განსხვავებით, β -გამოსხივების ენერგეტიკული სპექტრი უწყვეტია – იცვლება ნულიდან გარკვეულ $W_{\text{მაქს}}$ მნიშვნელობამდე, რომელიც მოცემული ბირთვისთვისაა დამახასიათებელი. მეორეს მხრივ, ექსპერიმენტულად დადგინდა, რომ მოცემული ელემენტის რადიოაქტიური ბირთვები β -დაშლისას კარგავენ სავსებით გარკვეულ, ერთი და იმავე სიდიდის ენერგიას (რომელიც $W_{\text{მაქს}}$ -ის ტოლია), მიღებული ბირთვების ენერგიებიც ერთნაირია*, ამიტომ გამოსხივებული β ნაწილაკების ენერგიებიც, უნდა იყოს ერთნაირი. წინააღმდეგ შემთხვევაში საწყისი ბირთვის ენერგია არ იქნება ტოლი მიღებული ბირთვისა და β -ნაწილაკის ენერგიების ჯამისა და დაირღვევა ენერგიის მუდმივობის კანონი – ბუნების ეს ყველაზე უფრო ფუნდამენტური კანონი.

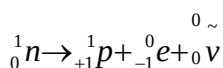
* სინამდვილეში, მიღებული ბირთვების ენერგიები შეიძლება მცირედ განსხვავდებოდეს ერთმანეთისაგან, ვინაიდან აქაც, ისევე როგორც α -დაშლის დროს, ახლადწარმოქმნილი ბირთვი შეიძლება აღმოჩნდეს არა მარტო ნორმალური, არამედ ერთ-ერთ აგზნებულ მდგომარეობაშიც.

ამ წინააღმდეგობის დასაძლევად 1931 წელს შეეცარიელმა ფიზიკოსმა პაულიმ გამოთქვა ჰიპოთეზა, რომ β -დაშლის დროს ბირთვიდან, β ნაწილაკთან ერთად გამოსხივდება კიდევ ერთი, უაღრესად მსუბუქი ($m_0 \approx 0$) და უმუხტო ნაწილაკი, რომელსაც მიაქვს β -ნაწილაკის ენერგიის დანაკლისი. ამ ნაწილაკს ფერმიმ ნეიტრინო უწოდა, რაც პატარა ნეიტრონს ნიშნავს (მისი აღნიშვნაა ${}^0_0\nu$). β -ნაწილაკსა და ნეიტრინოს ერთად ბირთვიდან მიაქვთ ყოველთვის ერთი და იგივე ენერგია. მაგრამ β -დაშლის სხვადასხვა აქტში ეს ენერგია სხვადასხვანაირად ნაწილდება β -ნაწილაკსა და ნეიტრინოს შორის, რითაც აიხსნება β -გამოსხივების უწყვეტი სპექტრი. შემდეგში დადგინდა, რომ ნეიტრინო ბირთვიდან გამოსხივდება მხოლოდ β^+ -დაშლის (ანუ პოზიტრონული დაშლის) დროს. β^- -დაშლის (ანუ ელექტრონული დაშლის) დროს კი ბირთვიდან გამოიტყორცნება ნეიტრინოს ორეული ანუ ანტინაწილაკი, რომელსაც ანტინეიტრინო $\left(\tilde{{}^0_0\nu^0}\right)$ ეწოდება. როგორც

ნეიტრინოს, ასევე ანტინეიტრინოს სპინი $\frac{1}{2}$ -ის ტოლია (განსხვავდებიან ისინი მხოლოდ სპინის ორიენტაციით იმპულსის მიმართ). უაღრესად მცირე მასისა და ნეიტრალურობის გამო ნეიტრინო ნივთიერებასთან მეტისმეტად სუსტად ურთიეროქმედებს,* ამიტომ მისი ექსპერიმენტული დაკვირვება დიდ სიძნელესთან არის დაკავშირებული. მიუხედავად ამისა, 1956 წელს, აშშ-ში ნეიტრინო ექსპერიმენტულად იქნა აღმოჩენილი.

კიდევ ერთი სიძნელე, რომელიც თან ახლდა β -დაშლის ახსნას, მდგომარეობდა იმაში, რომ ამ დროს ბირთვიდან გამოიტყორცნება ელექტრონები ან პოზიტრონები, ე.ი. ნაწილაკები, რომლებიც ბირთვში არ არიან. საიდან ჩნდებიან ისინი?

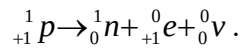
აღმოჩნდა, რომ β -დაშლის დროს ელექტრონი ჩნდება ბირთვში ნეიტრონის გარდაქმნის (და არა დაშლის) შედეგად პროტონად და ელექტრონად. ეს გარდაქმნა მიმდინარეობს შემდეგი სქემით:



რადგანაც ნეიტრონის მასა მეტია პროტონისაზე, ასეთი გარდაქმნა ენერგეტიკულად დასაშვებია არა მარტო ბირთვში მეოფი, არამედ თავისუფალი ნეიტრონისათვის, რაც როგორც 107-ე პარაგრაფში იყო აღნიშნული, განაპირობებს თავისუფალი ნეიტრონის რადიოაქტიურობას.

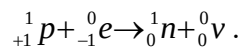
* დედამიწის სფეროს სისქე ნეიტრინოსათვის არავითარ დაბრკოლებას არ წარმოადგენს. რკინაშიც კი მისი თავისუფალი განარბენი შეადგენს $\sim 10^{14}$ კმ-ს (!).

β^+ -დაშლის დროს პოზიტრონი ჩნდება იმის შედეგად, რომ ბირთვში პროტონი გარდაიქმნება ნეიტრონად და პოზიტრონად შემდეგი სქემით:



თავისუფალი პროტონისათვის ასეთი გარდაქმნა შეუძლებელია ენერგეტიკული თვალსაზრისით, ვინაიდან პროტონის მასა ნაკლებია ნეიტრონის მასაზე. ბირთვში ასეთი გარდაქმნა ხდება იმის ხარჯზე, რომ პროტონი ამისათვის საჭირო ენერგიას იძენს (სესხულობს) სხვა ნუკლონებისაგან.

β -დაშლას მიაკუთვნებენ აგრეთვე ბირთვის რადიოაქტიურ გარდაქმნას, რომელსაც ელექტრონული ჩაჭერა ეწოდება და მდგომარეობს იმაში, რომ ბირთვი შთანთქავს („ჩაიჭერს“) ერთ-ერთ ელექტრონს ატომის ელექტრონული შრიდან, რის შედეგადაც ერთ-ერთი პროტონი გარდაიქმნება ნეიტრონად და გამოსხივდება ნეიტრინო.



ჩაჭერილი ელექტრონის მიერ განთავისუფლებულ ადგილს იკავებს სხვა ელექტრონი უფრო მაღალენერგეტიკული შრიდან, რასაც თან ახლავს რენტგენის მახასიათებელი გამოსხივება. სწორედ რენტგენის გამოსხივების საშუალებით იქნა აღმოჩენილი β -დაშლის ეს სახე.

ამრიგად, როგორც ვხედავთ, β -დაშლის ნებისმიერი სახის დროს ადგილი აქვს ბირთვში პროტონისა და ნეიტრონის ურთიერთგარდაქმნებს, რაც იწვევს მათი რიცხვის ცვლილებას. ამიტომ ეს დაშლა მიმდინარეობს ისეთ ბირთვებში, რომელთა არამდგრადობა გამოწვეულია მასში პროტონებისა და ნეიტრონების რიცხვის არახელსაყრელი შეფარდებით (§109). ასეთი არახელსაყრელი თანაფარდობა შეიძლება არსებობდეს ბუნებრივადაც და მიღებულ იქნას ხელოვნურადაც როგორც მძიმე, ასევე მსუბუქ ბირთვებში. ამიტომ, α -დაშლისაგან განსხვავებით, რომელიც ახასიათებს მხოლოდ მძიმე (დიდი Z -ის მქონე) იზოტოპებს, β -აქტივობა დამახასიათებელია პერიოდული სისტემის ნებისმიერი არამდგრადი იზოტოპისათვის.

ისევე, როგორც α -დაშლის დროს, β -დაშლის დროსაც წარმოქმნილი ბირთვი შეიძლება აღმოჩნდეს არა მარტო ნორმალურ, არამედ ერთ-ერთ აგზნებულ მდგომარეობაშიც. ნორმალურ, ან ერთ-ერთ უფრო ნაკლებად აგზნებულ მდგომარეობაში დაბრუნებისას ბირთვი გამოასხივებს γ -კვანტს. ამიტომ, β -დაშლას, როგორც წესი, თან ახლავს γ -გამოსხივება.

იმის გამო, რომ β -ნაწილაკს აქვს მცირე მასა და ერთი ელემენტარული მუხტი, მისი მაიონებული მოქმედება საშუალოდ 100-ჯერ ნაკლები, ხოლო განარბენი ამდენჯერვე მეტია, ვიდრე α -ნაწილაკისა. მაგ., 2 მევ ენერგიის β -ნაწილაკის განარბენი ჰაერში (ნორმალური წნევის დროს) დაახლოებით 8 მ-ია, სითხეში და

ბიოლოგიურ ქსოვილში ~10 მმ, ალუმინში ~3 მმ და ა.შ. ამიტომ, β -სხივებისაგან აუცილებელია დაცვა. ამისათვის გამოიყენება ლითონების, ტყვიაგარეული მინის, პლასტმასების ეკრანები და სხვა.

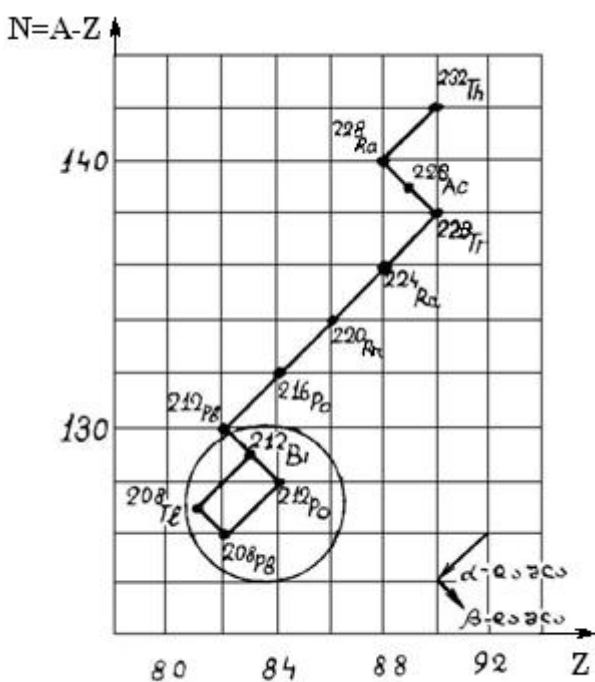
β -ნაწილაკის მცირე მასა განაპირობებს აგრეთვე იმას, რომ ისინი ძლიერ განიბნევიან ნივთიერების ელექტრონების მიერ. ამიტომ, α -ნაწილაკისაგან განსხვავებით, β -ნაწილაკის ტრაექტორია ნივთიერებაში მრუდწირულია.

ნივთიერებაში β -ნაწილაკების ენერგიის კარგვის ერთ-ერთი მიზეზია აგრეთვე მათი დამუხრუჭების დროს რენტგენის სხივების გამოსხივება. ასეთი გამოსხივება უნდა ახასიათებდეთ α -ნაწილაკებსაც, მაგრამ მათი დიდი მასის გამო ეს ეფექტი უმნიშვნელოა (ენერგიის კარგვა მასის კვადრატის უკუპროპორციულია).

§112. რადიოაქტიური ბალანცვლების წესები

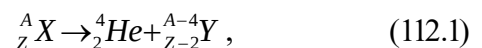
ექსპერიმენტულად დადგენილ იქნა, რომ α -და β -დაშლის დროს ინახება როგორც ელექტრული მუხტი, ასევე მასური რიცხვი. ამის საფუძველზე გერმანელმა მეცნიერმა ფაიანსმა და ინგლისელმა სოდიმ 1913 წელს ჩამოაყალიბეს ე.წ. **გადანაცვლების წესები**; რომელთა საშუალებითაც განისაზღვრება α -და β -დაშლის დროს მიღებული ახალი ელემენტის როგორც Z მუხტის რიცხვი (ე.ი. რიგითი ნომერი პერიოდულ სისტემაში), ასევე A მასური რიცხვი (ე.ი. პროტონებისა და ნეიტრონების ჯამური რიცხვი).

მართლაც, α -დაშლის დროს ბირთვიდან გამოიტყორცნება ჰელიუმის ატომ-



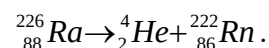
სურ. 112.1

ბირთვი, რის გამოც ბირთვის მუხტი მცირდება ორი ერთეულით, ხოლო მასა – ოთხით. ამის შედეგად ელემენტი გადაინაცვლებს პერიოდული სისტემის დასაწყისისაკენ ორი უჯრით. სიმბოლურად ეს შემდგენაირად ჩაიწერება:

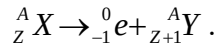


სადაც X არის საწყისი ბირთვის ქიმიური სიმბოლო, ხოლო Y – დაშლის შედეგად მიღებულია. (112.1) გამოსახავს გადანაცვლების წესს α -დაშლის დროს.

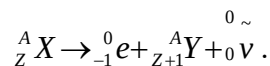
α -დაშლის მაგალითია რადიუმის გარდაქმნა რადონად:



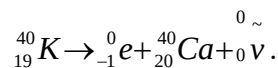
ელექტრონული β -დაშლის დროს ბირთვიდან გამოიტყორცნება ელექტრონი. ამის შედეგად ბირთვის მუხტი იზრდება ერთი ერთეულით (ნეიტრონის პროტონად გარდაქმნის გამო), ე.ი. ელემენტი გადაინაცვლებს ერთი უჯრით პერიოდული სისტემის ბოლოსაკენ, ხოლო მასა თითქმის არ მცირდება. ამიტომ, განაცვლების წესს ამ შემთხვევაში ექნება სახე:



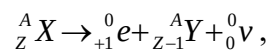
ჩვენ უკვე ვიცით, რომ ელექტრონული β -დაშლის დროს ბირთვიდან ელექტრონთან ერთად ერთად გამოიტყორცნება ანტინეიტრინო, ამიტომ ამ სახის დაშლის ბირთვული რეაქცია სიმბოლურად შემდეგნაირად ჩაიწერება:



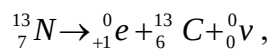
ელექტრონული β -დაშლის მაგალითია კალიუმის იზოტოპის გარდაქმნა კალციუმად:



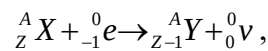
ცხადია, რომ პოზიტრონული β -დაშლის რეაქციას ექნება შემდეგი სახე:



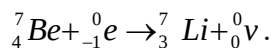
რომლის მაგალითია აზოტის გარდაქმნა ნახშირბადად*



ხოლო ელექტრონული ჩაჭერის ბირთვულ რეაქციას შემდეგი სახე:



რომლის მაგალითია ბერილიუმის გარდაქმნა ლითიუმად;



დასასრულ, შევნიშნოთ, რომ რადიოაქტიური დაშლის შედეგად მიღებული ბირთვიც შეიძლება არამდგრადი აღმოჩნდეს. მაშინ, ცხადია, ისიც დაიშლება. თუ მიღებული ბირთვი კვლავ არამდგრადია, ისიც დაიშლება და ა.შ. ეს პროცესი გაგრძელდება მანამ, სანამ არ მიიღება რომელიმე მდგრადი (სტაბილური) ატომბირთვი.

მოცემული რადიოაქტიური ატომბირთვის დაშლის შედეგად მიღებულ ელემენტთა მწკრივს **რადიოაქტიური ოჯახი** ეწოდება.

ცნობილია ოთხი რადიოაქტიური ოჯახი, რომლებიც იწოდება პირველადი ელემენტების მიხედვით.

1. ურანის ოჯახი. იწყება ${}_{92}^{238}U$ -ით და მთავრდება ${}_{82}^{206}Pb$ ტყვიის სტაბილური იზოტოპით.
2. აქტინიუმის ოჯახი. იწყება ${}_{92}^{235}U$ -ით (რომელსაც აქტინოურანსაც უწოდებენ და აღნიშნავენ AcU -ით) და მთავრდება ${}_{82}^{207}Pb$ ტყვიის სტაბილური იზოტოპით.

* აზოტის რადიოაქტიური იზოტოპი ხელოვნურად მიიღეს ირენ და ფრედერიკ ჟოლიო-კიურებმა α -ნაწილაკებით ბორის დაბომბვის შედეგად: ${}_{5}^{10}B + {}_{2}^4He \rightarrow {}_{7}^{13}N + {}_{0}^1n$.

3. თორიუმის ოჯახი. იწეება $^{232}_{90}\text{Th}$ და მთავრდება $^{208}_{82}\text{Pb}$ ტყვიის სტაბილური იზოტოპით.
 4. ნეპტუნიუმის ოჯახი. იწეება ტრანსურანული ელემენტით ნეპტუნიუმით $^{237}_{93}\text{Np}$ (რომელიც ბუნებაში არ არსებობს და მიიღება ხელოვნურად) და მთავრდება $^{209}_{83}\text{Bi}$ ბისმუტის სტაბილური იზოტოპით.
- 112.1 სურათზე მოცემულია თორიუმის ოჯახის აქემა.

§113. γ -გამოსხივება

γ -გამოსხივება წარმოადგენს მეტად მოკლე სიგრძის ($\sim 10^{-12}$ მ) ელექტრომაგნიტურ ტალღას. ტალღის სიგრძის სიმცირის მიხედვით γ -გამოსხივებას უკანასკნელი ადგილი უკავია ელექტრომაგნიტური გამოსხივების სკალაზე რენტგენის გამოსხივების შემდეგ.

γ -გამოსხივება არ არის რადიაქტიური გამოსხივების დამოუკიდებელი სახე. ეს გამოსხივება, როგორც წესი, თან ახლავს α -და β -დაშლას და შედეგია იმისა, რომ ამ რადიაქტიური გარდაქმნების დროს მიღებული ახალი ბირთვი შეიძლება აღმოჩნდეს არა მარტო ნორმალურ, არამედ აგზნებულ მდგომარეობაშიც. აგზნებულ მდგომარეობაში ბირთვის ყოფნის დრო მეტისმეტად მცირეა – $10^{-14} - 10^{-15}$ წმ (გაცილებით ნაკლები ატომის აგზნებულ მდგომარეობაში ყოფნის დროზე, რომელიც $\approx 10^{-8}$ წმ)*. ამ დროის გასვლის შემდეგ ბირთვი გადადის ნორმალურ ან ერთ-ერთ ნაკლებად აგზნებულ მდგომარეობაში და ჭარბ ენერგიას გამოასხივებს γ -კვანტის სახით.

აგზნებული ბირთვის ნორმალურ (ან ნაკლებად აგზნებულ) მდგომარეობაში გადასვლის სხვა გზაც არსებობს, რომელსაც **შინაგანი კონვერსია** ეწოდება; ამ შემთხვევაში აგზნებული ბირთვი ჭარბ ენერგიას უშუალოდ (γ კვანტის წინასწარი გამოსხივების გარეშე) გადასცემს ატომის ერთ-ერთ ელექტრონს K , L ან M შრეზე. რის შედეგადაც ეს ელექტრონი გამოიტყორცნება ატომიდან. ამ ელექტრონებს, რომლებიც წარმოიქმნიებიან ასეთი შიგაატომური ფოტოეფექტის შედეგად, კონვერსირებული ელექტრონები ან კონვერსიის ელექტრონები ეწოდება. შინაგანი კონვერსიის შედეგად წარმოქმნილ ვაკანტურ ადგილს იკავენ უფრო მაღალ ენერგეტიკულ დონეზე მყოფი ელექტრონი, ამიტომ ამ პროცესს ყოველთვის თან ახლავს რენტგენის მახასიათებელი გამოსხივება.

* არსებობს ე.წ. იზომერული ბირთვები, რომლებსაც შეუძლიათ აგზნებულ მდგომარეობაში ყოფნა ძალიან დიდი დროის განმავლობაში (საათები, დღეები და წლებიც კი).

γ -გამოსხივება ბევრ რამეში ჰგავს რენტგენის მახასიათებელ გამოსხივებას – ორივე წარმოადგენს მეტად მოკლე სიგრძის ელექტრომაგნიტურ ტალღას, აქვთ ნივთიერებაში შეღწევის დიდი უნარი და სხვ. მაგრამ განსხვავდება ისინი წარმოქმნის მექანიზმით. რენტგენის მახასიათებელი გამოსხივება წარმოიქმნება ატომის ელექტრონის ერთი ენერგეტიკული მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლის შედეგად, γ -გამოსხივება კი – ბირთვის ერთი ენერგეტიკული მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლის შედეგად. რადგან γ -კვანტებს თვით ბირთვი გამოასხივებს, ამიტომ γ -გამოსხივების ენერგეტიკული სპექტრის შესწავლას მდიდარი ინფორმაციის მოცემა შეუძლია ბირთვის შესახებ.

რადიოაქტიული γ -გამოსხივების სპექტრი, α -გამოსხივების მსგავსად, დისკრეტულია. ეს მტკიცდება შინაგანი კონვერსიის მოვლენის შესწავლით. მართლაც, აინშტაინის განტოლებას ფოტოეფექტისათვის ამ შემთხვევაში აქვს სახე:

$$h\nu = A_n + T_n, \quad (113.1)$$

სადაც $h\nu$ არის γ -კვანტის ენერგია, T_n – კონვერსირებული ელექტრონის ენერგია, ხოლო A_n – ატომის n -ური შრიდან ელექტრონის ამოტყორცნაზე შესრულებული მუშაობა, რაც რიცხობრივად ამ შრეზე ელექტრონის ენერგიის ტოლია. ამ ენერგიათა სიდიდე კარგადაა ცნობილი რენტგენის მახასიათებელი სპექტრის შესწავლიდან.

ელექტრონთა ამოტყორცნა შეიძლება მოხდეს ატომის K, L, M შრეებიდან. ამიტომ შესაბამისი კონვერსირებული ელექტრონების ენერგიები იქნება:

$$T_K = h\nu - A_K; \quad T_L = h\nu - A_L; \quad T_M = h\nu - A_M; \quad \text{და ა.შ.}$$

კონვერსირებული ელექტრონების ენერგიების გაზომვა და A_n სიდიდეთა ზუსტი ცოდნა საშუალებას გვაძლევს დავადგინოთ, რომ γ -გამოსხივების ენერგეტიკული სპექტრი მართლაც დისკრეტულია. აქედან გამომდინარეობს დასკვნა, რომ თვით ატომბირთვები შეიძლება იმყოფებოდნენ მხოლოდ გარკვეულ დისკრეტულ ენერგეტიკულ მდგომარეობებში.

ამ მოსაზრებათა საფუძველზე γ -კვანტის ენერგია შეიძლება შემდეგნაირად ჩაიწეროს:

$$h\nu_{ik} = W_i - W_k.$$

სადაც ν_{ik} ბირთვის W_i ენერგეტიკული მდგომარეობიდან W_k -ში გადასვლის შედეგად გამოსხივებული γ -კვანტის სიხშირეა. γ -კვანტის ენერგიის გაზომვა გვიჩვენებს, რომ სხვაობა $W_i - W_k$ უმეტეს შემთხვევაში 0,1 მევ-ის რიგისაა. ეს ბევრად აღემატება ატომში უახლოეს ელექტრონულ დონეთა სხვაობას, რომელიც რამოდენიმე ელექტრონვოლტის რიგისაა.

γ -კვანტების დიდი ენერგია და ნეიტრალობა განაპირობებს მათ დიდ შეღწევისუნარიანობას (რომელიც უფრო მეტია, ვიდრე რენტგენის სხივებისა). სხვადასხვა ნივთიერებაში γ ფოტონების განარბენი დაახლოებით 100-ჯერ მეტია, ვიდრე იმავე

ენერგიის β -ნაწილაკისა და შეადგენს ჰაერში რამდენიმე ასეულ მეტრს, ბიოლოგიურ ქსოვილში რამდენიმე ათეულ სანტიმეტრს (γ -სხივები თავისუფლად გადის ადამიანის სხეულში), ხოლო ტყვიაში რამდენიმე სანტიმეტრს. ამიტომ ბიოლოგიური დაცვა γ -სხივებისაგან უფრო ძნელია, ვიდრე β -სხივებისაგან. γ -სხივებისაგან დასაცავად შეიძლება გამოყენებულ იქნეს წყლის, მიწის, ბეტონის სქელი ფენები, ტყვიის ფირფიტა (~ 10 სმ სისქის) და სხვა.

ნეიტრალურობის გამო γ -ფოტონების პირველადი მაიონებელი უნარი მცირეა – რამდენიმე წყვილი იონი 1 სმ სიგრძეზე. მაგრამ მეორადი იონიზაციის გათვალისწინებით γ -სხივებით გამოწვეული სრული იონიზაციის ეფექტი შეიძლება საკმაოდ მნიშვნელოვანი იყოს.

γ -სხივების შთანთქმა ნივთიერებაში განპირობებულია ძირითადად სამი პროცესით*: ფოტოეფექტით, კომპტონის ეფექტით და ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილების წარმოქმნით (რენტგენის სხივებისათვის, შედარებით მცირე ენერგიის გამო, მესამე პროცესი დამახასიათებელი არ არის).

ფოტოეფექტის დროს γ -ფოტონი მთლიანად გადასცემს თავის ენერგიას ატომის ელექტრონს,** რის შედეგადაც ეს უკანასკნელი ამოიტყორცნება ატომიდან.

კომპტონის ეფექტის დროს ფოტონი თავისი ენერგიის მხოლოდ ნაწილს გადასცემს თავისუფალ ან სავალენტო ელექტრონს და იცვლის მოძრაობის მიმართულებას ანუ განიბნევა.***

ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილის წარმოქმნის დროს γ -ფოტონი ატომბირთვთან ურთიერთქმედების დროს გარდაიქმნება ელექტრონად და პოზიტრონად, ატომბირთვი კი განიცდის უკუცემას.****

γ -სხივების ნივთიერებასთან ურთიერთქმედების ამა თუ იმ პროცესის ალბათობა დამოკიდებულია γ -კვანტის ენერგიაზე: მცირე ენერგიების დროს ადგილი აქვს ფოტოეფექტს, შუალედური ენერგიების დროს კომპტონის ეფექტს, ხოლო დიდი ენერგიების დროს ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილების წარმოქმნას. ენერგიის სასაზღვრო მნიშვნელობები დამოკიდებულია ნივთიერების გვარობაზე. მაგა-

* დიდი ენერგიის მქონე γ -კვანტს შეუძლია გამოიწვიოს ფოტობირთვული რეაქციაც.

** ფოტოეფექტის პროცესი თავისუფალ ელექტრონზე შეუძლებელია, ვინაიდან ეს იწვევს ენერგიისა და იმპულსის მუდმივობის კანონების შეუსაბამობას.

*** გაბნეული ფოტონის სიხშირე ცხადია, ნაკლებია დაცემულისაზე. ამით განსხვავდება კომპტონისეული გაბნევა კოჰერენტული გაბნევისაგან, რომლის დროსაც სიხშირე არ იცვლება.

**** ასეთი გარდაქმნისათვის ცხადია, აუცილებელია, რომ γ -ფოტონის ენერგია არ იყოს ნაკლები ელექტრონისა და პოზიტრონის უძრაობის ენერგიათა ჯამზე (1,02 მეე). მაგრამ მიუხედავად ენერგიის სიდიდისა, თავისუფალი ფოტონი ვერ გარდაიქმნება ელექტრონ-პოზიტრონულ წყვილად, ვინაიდან იმპულსის მუდმივობის კანონი მოითხოვს, რომ ამ გარდაქმნაში მონაწილეობდეს კიდევ ერთი ნაწილაკი (ამ შემთხვევაში ბირთვი).

ლითად, ალუმინში ფოტოეფექტს ადგილი აქვს, როცა კვანტის ენერგია ნაკლებია 0,05 მევ-ზე, ხოლო ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილის წარმოქმნას, როცა γ -კვანტის ენერგია მეტია 15 მევ-ზე. ტყვიისათვის ეს ციფრები შესაბამისად ტოლია 0,5 და 5 მევ-ის.

γ -სხივების სთანთქმა ნივთიერებაში აიწერება ბუგერის ექსპონენციალური კანონით:

$$I = I_0 e^{-\lambda x}.$$

სადაც x მშთანთქმელი ფენის სისქეა, ხოლო λ – შთანთქმის წრფივი კოეფიციენტი, რომელიც წარმოადგენს შთანთქმის ზემოთ განხილული სამი პროცესის შესაბამის კოეფიციენტთა ჯამს:

$$\lambda = \lambda_{\text{ფ}} + \lambda_{\text{კ}} + \lambda_{\text{პ}}.$$

უნდა აღინიშნოს, რომ ბუგერის კანონი სრულდება მიახლოებით, განსაკუთრებით დიდი ენერგიების γ -კვანტების შემთხვევაში. ეს აიხსნება მეორეული პროცესებით, რომელთაც აქვს ადგილი γ -სხივების ნივთიერებასთან ურთიერთქმედების დროს. მაგალითად, დიდი ენერგიის ელექტრონები და პოზიტრონები დამუხრუჭებისა და ანიჰილაციის შედეგად წარმოქმნიან ახალ γ -კვანტებს. ანიჰილაცია (გაქრობა) ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილის წარმოქმნის შებრუნებული პროცესია, რომლის დროსაც ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილი გარდაიქმნება ორ γ -ფოტონად.*

ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილის გაჩენისა და ანიჰილაციის მოვლენების დადგენას დიდი პრინციპული მნიშვნელობა აქვს მეცნიერებისათვის: ისინი მიუთითებენ ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ნივთიერ ნაწილაკებად და პირიქით გარდაქმნების შესაძლებლობას და გამოსახვევ მატერიის ფორმების ერთიან ბუნებასა და ცვალებადობას.

γ -სხივების დიდ შედწვევისუნარიანობაზე დაფუძნებულია γ -დეფექტოსკოპია. ასე ეწოდება γ -სხივების საშუალებით სხვადასხვა ნაკეთობებში დეფექტების აღმოჩენის მეთოდს, რომელსაც საფუძვლად უდევს ნაკეთობაში გასული γ -სხივების ინტენსივობის დამოკიდებულება ნაკეთობის შედგენილობაზე, სისქეზე, სიმკვრივეზე და სხვა თვისებებზე. თუ მაგალითად, ნაკეთობა მოცულობაში შეიცავს ფუჭვილას ან ბზარს, ფოტოფირი, რომელზედაც ეცემა ნაკეთობაში გასული γ -სხივები, გამუდმების შემდეგ მოგვცემს შავ ლაქას, რომელიც ზუსტად იმეორებს ფუჭვილას ან ბზარის ფორმას.

* ორი γ -კვანტის გაჩენა ნაკარნახევია იმპულსის მუდმივობის კანონით.

§114. რადიოაქტიური დაშლის პირითაღი კანონი. აქტივობა

ცლა გვიჩვენებს, რომ ბირთვის რადიოაქტიური დაშლა მისი თვისებების თანდათანობითი შეცვლის (ეკოლუციის) შედეგი კი არის, არამედ სრულიად შემთხვევითი პროცესია.* ამიტომ, შეუძლებელია წინასწარ განისაზღვროს თუ როდის დაიშლება მოცემული ბირთვი, მაგრამ ბირთვების დიდი ერთობლიობისათვის შეიძლება შეფასდეს დაშლის ალბათობა და მივიღოთ სტატისტიკური კანონი, რომელიც გამოსახავს მოცემული ნივთიერების დაშლელი ბირთვების დამოკიდებულებას დროზე. გამოვიყვანოთ ეს კანონი:

ვთქვათ, საწყის მომენტში ($t = 0$) რადიოაქტიური ბირთვების რიცხვი იყო N_0 , ხოლო t წამის შემდეგ გახდა N . უსასრულოდ მცირე dt დროში (t -დან $t + dt$ ინტერვალში) დაშლილი ბირთვების რაოდენობა აღვნიშნოთ dN -ით. რადგანაც ბირთვების დაშლა მიმდინარეობს სპონტანურად და, მაშასადამე, ისინი რადიოაქტიურ გარდაქმნებს განიცდიან ერთმანეთისაგან დამოუკიდებლად, ცხადია რომ dN პროპორციული იქნება როგორც N ის, ასევე dt -სი:

$$dN \sim Ndt$$

ან

$$-dN = \lambda Ndt \quad (114.1)$$

ნიშანი მინუსი დაიწერა იმის გამო, რომ dN უნდა იყოს უარყოფითი, ვინაიდან დაშლელი ბირთვების რაოდენობა დროის მიხედვით მცირდება. λ პროპორციულობის კოეფიციენტს ეწოდება დაშლის მუდმივა. (114.1)-დან, თუ დავუშვებთ რომ $dt = 1$,

$$\lambda = -\frac{dN}{N}.$$

მაშასადამე, დაშლის მუდმივა გვიჩვენებს, თუ მოცემული ბირთვების რა ნაწილი იშლება დროის ერთეულში ანუ ახასიათებს (განსაზღვრავს) ბირთვის დაშლის ალბათობას დროის ერთეულში. იგი არ არის დამოკიდებული გარეშე პირობებზე. განისაზღვრება ბირთვის შინაგანი თვისებებით და მაშასადამე, მოცემული სორტის ბირთვებისათვის მუდმივია.

(114.1)-დან

* მართლაც, სხვადასხვა რადიოაქტიური ნივთიერების აქტივობაზე დაკვირვებისას დადგინდა, რომ დროის ნებისმიერ ინტერვალში იშლება მოცემული რადიოაქტიური ბირთვების ერთი და იგივე ნაწილი, მაშასადამე, დაშლის სიჩქარე დროის მიხედვით არ იცვლება. ეს მეტად მნიშვნელოვანი ფაქტია, რომელიც მიუთითებს, რომ რადიოაქტიური ბირთვის თვისებები დროის მიხედვით არ იცვლება (მაგ., ურანის ბირთვი, რომელიც დღეს დაიშალა, არაფრით არ განსხვავდება იმისგან, რომელიც ხვალ ან მილიონი წლის შემდეგ დაიშლება), ე.ი. ბირთვები „არ ბერდებიან“, მათთვის არ არსებობს ხნოვანების ცნება. ბირთვის დაშლა ეს არის „სიკვდილი არა სიბერის, არამედ უბედური შემთხვევის გამო“. ამიტომ, ჩვენ არ შეგვიძლია ვიწინასწარმეტყველოთ, თუ როდის დაიშლება ესა თუ ის ბირთვი.

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt.$$

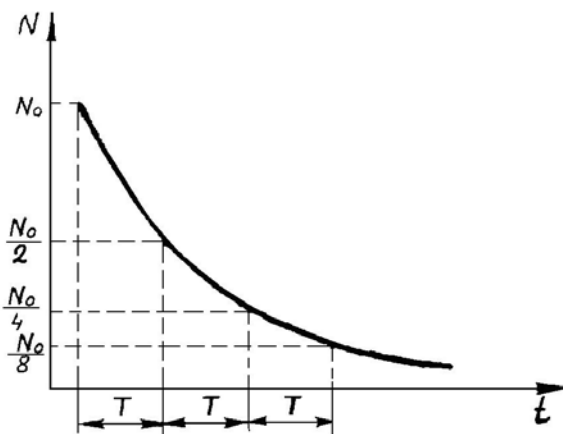
$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt,$$

$$\ln \frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t}$$

და

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (114.2)$$

(114.2) გამოსახავს რადიოაქტიური დაშლის ძირითად კანონს. იგი გვიჩვენებს, რომ დაუშლელი ბირთვების რაოდენობა დროის მიხედვით ექსპონენციალურად მცირდება. ეს ნიშნავს, რომ მოცემული რადიოაქტიური პრეპარატის მთლიანი დაშლა ($N \rightarrow 0$) თეორიულად გრძელდება უსასრულოდ დიდი დროის განმავლობაში ($t \rightarrow \infty$). ამიტომ, პრაქტიკულად, რადიოაქტიური დაშლის სისწრაფეს ახასიათებენ **ნახევარდაშლის პერიოდით** (T). ასე ეწოდება დროს, რომლის განმავლობაშიც იშლება მოცემული ბირთვების ნახევარი (სურ. 114.1). განმარტებიდან გამომდინარე-



სურ. 114.1

ობს, რომ თუ (114.2)-ში $t = T$, მაშინ $N = \frac{N_0}{2}$:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T},$$

საიდანაც

$$2 = e^{\lambda T}, \quad \ln 2 = \lambda T$$

და

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (114.3)$$

სხვადასხვა რადიოაქტიური ბირთვებსათვის ნახევარდაშლის პერიოდი იც-

ვლება მეტისმეტად ფართო საზღვრებში – $3 \cdot 10^{-7}$ წმ-დან $5 \cdot 10^{15}$ წლამდე. დედამიწაზე, მისი არსებობის მილიარდი წლების განმავლობაში (დედამიწის ასაკი $= 3 \cdot 10^9$ წელს) შემორჩნენ მხოლოდ „დღეგრძელი“ რადიოაქტიური ელემენტები, როგორებიცაა მაგ., ურანი ($^{239}_{92}\text{U}$; $T = 4,9 \cdot 10^9$ წელს) და თორიუმი ($^{232}_{90}\text{Th}$; $T = 1,4 \cdot 10^{10}$ წელს). ტრანსურანული ელემენტი ნეპტუნიუმი ($^{237}_{93}\text{Np}$; $T = 2,2 \cdot 10^6$ წელს), რომელიც ერთ-ერთი რადიოაქტიური ოჯახის „მამამთავარია“, დედამიწაზე ბუნებრივი სახით აღარ მოიპოვება, რადგან იგი უკვე მთლიანად დაიშალა. მისი მიღება ხდება ხელოვნურად, ბირთვული რეაქციების საშუალებით.

ნახევარდაშლის პერიოდის გარდა რადიოაქტიური ნივთიერების (ბირთვების) დაშლის სისწრაფეს ახასიათებენ აგრეთვე τ სიცოცხლის საშუალო ხანგრძლივობით (დროით, წარმოქმნის მომენტიდან დაშლის მომენტამდე). ვიპოვოთ მისი სიდიდე. t -დან $t+dt$ დროში დაშლილი ბირთვების რაოდენობა $dN = \lambda N dt$. ამ ბირთვებიდან თითოეულის სიცოცხლის ხანგრძლივობა არის t , ამიტომ ყველა dN ბირთვის ჯამური სიცოცხლის ხანგრძლივობა იქნება $t dN = t \lambda N dt = \lambda \cdot t N_0 e^{-\lambda t} dt$ (114.4). თავდაპირველად არსებული ყველა ბირთვის ჯამური სიცოცხლის ხანგრძლივობა მიიღება (114.4)-ის ინტეგრებით ყველა შესაძლო სიცოცხლის ხანგრძლივობის მიხედვით, ე.ი. 0-დან ∞ -მდე. ამ ინტეგრალის გაყოფა N_0 -ზე მოგვცემს ბირთვის სიცოცხლის საშუალო ხანგრძლივობას:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt = \int_0^{\infty} t \lambda e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}.$$

(ინტეგრალის ამოხსნა ხდება $x = \lambda t$ ცვლადის შემოყვანით და ნაწილ-ნაწილ ინტეგრებით). მაგრამ (114.3)-ის თანახმად $\frac{1}{\lambda} = \frac{T}{0,693} \approx 1,44T$. ამიტომ

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \approx 1,44T.$$

რადიოაქტიურ პრეპარატთან მუშაობისას მნიშვნელოვანია ვიცოდეთ, თუ რა რაოდენობის ნაწილაკები ან γ -კვანტები გამოიტყორცნება მისგან წამში. ეს რაოდენობა, ცხადია, პროპორციულია წამში დაშლილი ბირთვების რაოდენობისა ანუ დაშლის სიჩქარისა $\left(\frac{dN}{dt}\right)$. ამიტომ, დაშლის სიჩქარე, რომელსაც აქტივობა (A) ეწოდება, რადიოაქტიური პრეპარატის მნიშვნელოვანი მახასიათებელია.

განმარტების თანახმად აქტივობა

$$A = -\frac{dN}{dt}.$$

ნიშანი მინუსი აქ იმასვე ნიშნავს, რასაც (114.1)-ში. (114 1-3)-ის გამოყენებით შემდეგი დამოკიდებულებები მიიღება აქტივობისათვის:

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t}; \quad (114.4)$$

$$A = \frac{N}{T} \ln 2. \quad (114.5)$$

ამრიგად, რადიოაქტიური პრეპარატის აქტივობა მით მეტია, რაც მეტია მასში რადიოაქტიური ბირთვების რაოდენობა და ნაკლებია დაშლის ნახევარპერიოდი; აქტივობა დროის მიხედვით ექსპონენციალურად მცირდება.

აქტივობის ერთეულად SI სისტემაში მიღებულია წამი მინუს ერთ ხარისხად (წმ⁻¹). ეს ისეთი პრეპარატის აქტივობაა, რომელშიც წამში ხდება ერთი დაშლა. ამ ერთეულს **ბეკერელი (ბკ)** ეწოდება. დადგენილია, რომ პრეპარატი რომლის აქტივობა 400 ბეკერელამდეა, საშიში არ არის ორგანიზმისათვის. როცა $A > 10^3$, აუცილებელია გამაფრთხილებელი ზომების მიღება, ხოლო როცა $A > 10^7$ ბკ („ცხელ კამერებში“) – საჭიროა განსაკუთრებული სიფრთხილე.

უნდა აღინიშნოს, რომ რადიოაქტიური იზოტოპების მასები, რომლებიც გამოიყენება პრაქტიკაში, მეტისმეტად მცირეა. მაგ., მასა რადიოაქტიური იოდისა $^{131}_{53}\text{I}$, რომლის აქტივობა 10^7 ბკ, დაახლოებით 10^{-8} გრამია.

ფართოდ გამოიყენება აქტივობის სისტემაგარეშე ერთეული, რომელსაც **კიური** ეწოდება. **კიური 1გ რადიუმის აქტივობაა**, ე.ი. ტოლია დაშლათა იმ რიცხვისა, რომელიც ხდება 1 გ რადიუმში 1 წმ-ში. დაშლათა ამ რიცხვს ადვილად გამოვითვლით რადიუმის ნახევარდაშლის პერიოდის საშუალებით ($T = 1590$ წელს). მართლაც ატომთა რიცხვი 1 გ რადიუმში $N = \frac{N_A}{M}$,

სადაც N_A -ავოგადროს რიცხვია, ხოლო M - რადიუმის მოლის მასა, ჩავსვათ მნიშვნელობები:

$$N = \frac{6,023 \cdot 10^{23} \text{მოლი}^{-1}}{226 \text{გ/მოლი}} \approx 2,67 \cdot 10^{21} \text{გ}^{-1}.$$

მაშინ, 1 გ რადიუმის აქტივობა.

$$A = \lambda N = \frac{0,698}{T} N = \frac{0,693 \cdot 2,67 \cdot 10^{21}}{1590 \cdot 367 \cdot 24 \cdot 3600} \approx 3,7 \cdot 10^{10} \text{ბკ}.$$

ამიტომ, **კიური განიმარტება როგორც ისეთი რადიოაქტიური პრეპარატის აქტივობა, რომელშიც წამში ხდება $3,7 \cdot 10^{10}$ დაშლა.**

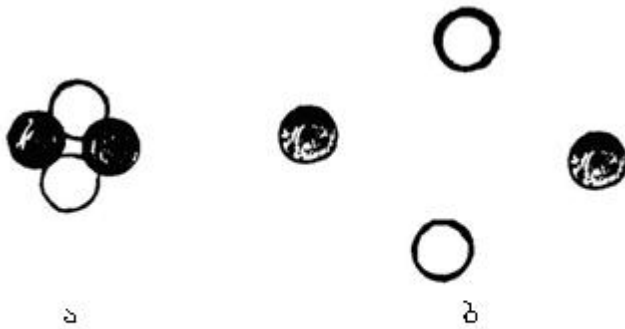
§115. ატომბირთვის ბმის ენერგია და მასის დეფექტი

ვიცით (§109), რომ ნუკლონები ბირთვში მტკიცედ არიან დაკავშირებულნი მეტად ძლიერი ბირთვული ძალებით. ამ კავშირების დასარღვევად, ე.ი. შემაღლენელ ნუკლონებად ბირთვის დასაშლელად, გარკვეული ენერგიის დახარჯვა საჭირო.

ენერგიას, რომელიც საჭიროა ბირთვის დასაშლელად შემაღლენელ ნუკლონებად, ბირთვის ბმის ენერგია ეწოდება. ცხადია, რომ ბმის ენერგია უდრის იმ ენერგიას, რომელიც გამოიყოფა ცალკეული ნუკლონებისაგან ბირთვის წარმოქმნისას. ბმის ენერგიას ადვილად გამოვითვლით, თუ გამოვიყენებთ ენერგიის მუდმივობის კანონს და აინშტაინის მიერ დადგენილ კავშირს მასასა და ენერგიას შორის.

მართლაც, განვიხილოთ ორი პროტონისა და ორი ნეიტრონისაგან შედგენილი სისტემა. ამ სისტემის ენერგია, როცა ნუკლონები შეკავშირებულნი არიან ბირთვული ძალებით (ჰელიუმის ბირთვი, სურ. 115.1,ა) აღვნიშნოთ E_1 -ით, ხოლო როცა ისინი განცალკევებულნი არიან (სურ. 115.1,ბ) – E_2 -ით. ცხადია, რომ $E_2 > E_1$, ვინაიდან პირველი მდგომარეობიდან მეორეში გადასაყვანად საჭიროა შესრულდეს მუშაობა, რომელიც ბირთვის ბმის ენერგიის ტოლია. თუ ამ ენერგიას აღვნიშნავთ ΔE -ით, მაშინ ენერგიის მუდმივობის კანონის თანახმად:

$$\Delta E = E_2 - E_1.$$



სურ. 115.1

მეორე მხრივ, აინშტაინის ფარდობითობის თეორიიდან ცნობილია, რომ სისტემის ენერგია პროპორციულია მისი მასისა. მაშასადამე,

$$E_1 = m_1 c^2 \quad \text{და} \quad E_2 = m_2 c^2,$$

სადაც m_1 არის ბირთვის მასა, m_2 – განცალკევებული ნუკლონების მასათა ჯამი, ხოლო c – სინათლის სიჩქარე. რადგან $E_2 > E_1$, ამიტომ $m_2 > m_1$ მაშასადამე, ბირთვის მასა ნაკლებია შემადგენელი ნუკლონების მასათა ჯამზე $\Delta m = m_2 - m_1$ სიდიდით; ამბობენ, რომ არსებობს **მასის დეფექტი**. კერძოდ, ჰელიუმის ბირთვის მასა 0,75%-ით ნაკლებია ორი პროტონისა და ორი ნეიტრონის მასათა ჯამზე. შესაბამისად, ერთი მოლი ჰელიუმისათვის მასის დეფექტი $\Delta m = 0,03$ გ.

ცხადია, რომ ბმის ენერგია

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2. \quad (115.1)$$

ამემად, მას-სპექტროსკოპის საშუალებით დიდი სიზუსტითაა განსაზღვრული ყველა ბირთვის მასა. ცნობილია ნუკლონთა მასებიც. მაშასადამე, შეიძლება განისაზღვროს მასის დეფექტი და (115.1) ფორმულით გამოითვალოს ნებისმიერი ბირთვის ბმის ენერგია. გამოთვლები გვიჩვენებს, რომ ბმის ენერგია იზრდება მასური რიცხვის ზრდასთან ერთად და მაგალითად ჰელიუმისათვის (${}^4_2\text{He}$) შეადგენს დაახლოებით 28,3 მევ-ს, ხოლო ურანისათვის (${}^{238}_{92}\text{U}$) – 1800 მევ-ს.

ზოგად ფორმულას, რომლის საშუალებითაც გამოითვლება ნებისმიერი ბირთვის ბმის ენერგია მისი მასის დეფექტის საშუალებით, ცხადია, აქვს სახე:

$$\Delta E = c^2 [Zm_p + (A - Z)m_n - m_0] \quad \text{ჯოული}$$

ან, ვინაიდან $c^2 \cdot 1 \text{ მაე} = 931 \text{ მევ-ს}$.

$$\Delta E = 931[(Zm_p + (A - Z)m_n) - m_h] \text{ მევ.}$$

თუ $\Delta E > 0$, ბირთვი სტაბილურია (ცაკლებულ ნუკლონებად მის დასაშლელად საჭიროა გარედან ენერგიის მიწოდება). თუ $\Delta E < 0$, ბირთვი არასტაბილურია (იშლება თავისთავად ანუ სპონტანურად).

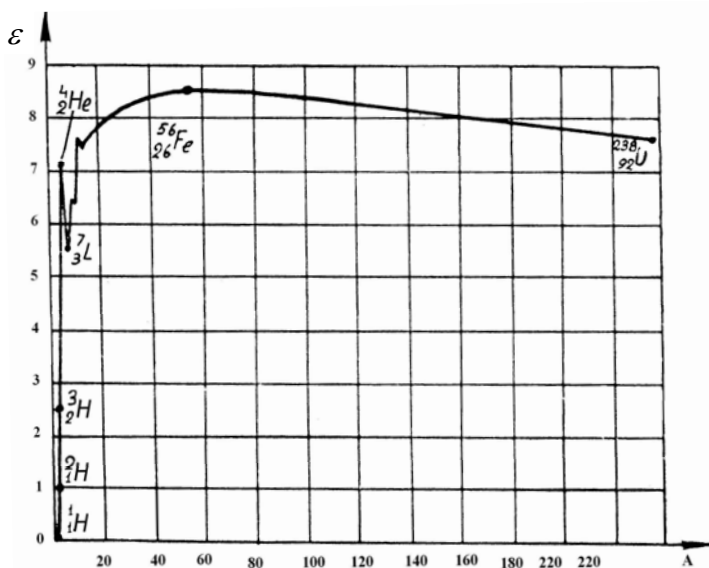
ბირთვის მნიშვნელოვან მახასიათებელს, რომლის საშუალებითაც შესაძლებელია სხვადასცვა ბირთვების სიმტკიცის (მდგრადობის) შედარება, წარმოადგენს **ბმის კუთრი ენერგია** ანუ ბმის ენერგია, რომელიც მოდის ერთ ნუკლონზე. იგი ტოლია ბმის ენერგიის ფარდობისა ნუკლონების რიცხვთან:

$$\varepsilon = \frac{\Delta E}{A};$$

რაც უფრო მეტია ε , ე.ი. რაც უფრო დიდი ენერგიაა საჭირო მისგან ნუკლონის ამოსაგლეჯად, მით უფრო მტკიცეა ბირთვი.

115.2 სურათზე მოცემულია ε ბმის კუთრი ენერგიის A მასურ რიცხვზე დამოკიდებულების გრაფიკი. გრაფიკს აქვს სუსტად გამოსახული მაქსიმუმი. მაქსიმალური ბმის კუთრი ენერგია (8,6 მევ) აქვთ ელემენტებს, რომელთა მასური რიცხვი 50-დან 60-მდეა (რკინა და რიგითი ნომრით მასთან ახლო მყოფი ელემენტები). ამ ელემენტების ბირთვები ყველაზე მეტად მტკიცეა.

გრაფიკის ასეთი სახე მიუთითებს, რომ პრინციპულად შესაძლებელია ენერგეტიკულად ხელსაყრელი ბირთვული რეაქციების ორი ტიპი: მძიმე ბირთვების გაყოფა და მსუბუქი ბირთვების შეერთება. მართლაც, ენერგია მაშინ გამოიყოფა, როცა სისტემა გადადის მეტი ენერგიის მდგომარეობიდან ნაკლები ენერგიის მდგომარეობაში ანუ ნაკლები ბმის ენერგიის მდგომარეობიდან მეტი ბმის ენერგიის მდგომარეობაში. პირველი ტიპის რეაქცია ხორცილედება, მაგალითად, ურანის ბირთვის გაყოფისას, მეორე – დეიტერიუმისა და ტრიტიუმის შეერთებისას.



სურ. 115.2

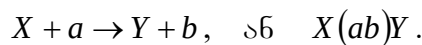
მსუბუქი ბირთვებისათვის ბმის კუთრი ენერგიის შემცირება აიხსნება ზედაპირული ეფექტით: ბირთვული ძალების ახლოქმედების გამო, ზედაპირზე მყოფი ნუკლონები ურთიერთქმედებენ ნაკლები რაოდენობის მეზობელ ნუკლონებთან, ვიდრე ბირთვის შიგნით მყოფი ნუკლონები. ამის გამო ნუკლონის ბმის ენერგია ზედაპირზე უფრო ნაკლებია, ვიდრე ბირთვის შიგნით. ბირთვის ზომის შემცირებისას იზრდება ზედაპირზე მოსული ნუკლონების წილი, რაც იწვევს ბმის კუთრი ენერგიის შემცირებას.

მძიმე ბირთვებისათვის ბმის კუთრი ენერგიის შემცირება იმით აიხსნება, რომ Z -ის ზრდასთან ერთად იზრდება პროტონების კულონური განზიდვის ენერგია კულონური ძალები ცდილობენ ბირთვის გახლეჩას.

§116. ბირთვული რეაქციები

ბირთვული რეაქციები ეწოდება ბირთვების გარდაქმნას, მათი ერთმანეთთან ან ელემენტარულ ნაწილაკებთან (მათ შორის γ -კვანტებთან) ურთიერთქმედებისას.

ბირთვული რეაქციის ყველაზე უფრო გავრცელებული სახეა a მსუბუქი ნაწილაკის ურთიერთქმედება X ბირთვთან, რის შედეგადაც წარმოიქმნება b მსუბუქი ნაწილაკი და Y ბირთვი:



მსუბუქი ნაწილაკი შეიძლება იყოს პროტონი (p), ნეიტრონი (n), დეიტრონი (d), α -ნაწილაკი (α) და γ -კვანტი (γ).

ბირთვული რეაქციები მაშინ ხორციელდება, როცა ნაწილაკები იმდენად უახლოვდებიან ბირთვს, რომ ხვდებიან ბირთვული ძალების მოქმედების სფეროში ($\approx 10^{-15}$ მ). დადებითი ნაწილაკების ბირთვთან (ან ბირთვების ერთმანეთთან) მიახლოებისათვის საჭიროა მათ ჰქონდეთ დიდი კინეტიკური ენერგია. ამ ენერგიას ისინი იძენენ ნაწილაკების ამჩქარებლების მეშვეობით. ბირთვული რეაქციის განხორციელება შეიძლება რადიოაქტიური ელემენტების მიერ გამოსხივებული α -ნაწილაკების მეშვეობითაც, მაგრამ აჩქარებული ნაწილაკების გამოყენება ბევრად უფრო ეფექტურია, ვინაიდან მათ შეიძლება მიენიჭოთ 10^5 მევ-ის რიგის ენერგია, მაშინ როდესაც ბირთვიდან გამოტყორცნილი α -ნაწილაკის ენერგია 9მევ-ს არ აღემატება.

ნებისმიერი ბირთვული რეაქციის დროს სრულდება ელექტრული მუხტისა და მასური რიცხვის მუდმივობის კანონები: ნაწილაკებისა და ბირთვების მუხტების (მასური რიცხვების) ჯამი რეაქციაში და რეაქციის შემდეგ ერთმანეთის ტოლია, სრულდება აგრეთვე ენერგიის, იმპულსისა და იმპულსის მომენტის მუდმივობის კანონები.

ბირთვული რეაქციის მიმდინარეობისას ენერგია ან გამოიყოფა ან შთაინთქმება, პირველ შემთხვევაში რეაქციას ეწოდება **ეგზოთერმული**, მეორეში – **ენდოთერმული**. როგორც წინა პარაგრაფში აღვნიშნეთ, ენერგიის გამოყოფას ადგილი აქვს მძიმე ბირთვების გაყოფისას, ან მსუბუქი ბირთვების შეერთებისას. მაშასა-

დამე, მძიმე ბირთვების გაყოფის, ან მსუბუქი ბირთვების შეერთების რეაქციები ეგზოთერმულია.

1936წ. ბორმა დაადგინა, რომ ბირთვული რეაქციები, რომლებიც გამოწვეულია არც თუ ძალიან სწრაფი ნაწილაკებით, მიმდინარეობს ორ ეტაპად, შემდეგი სქემის მიხედვით:



პირველი ეტაპია X ბირთვის მიერ მასთან სათანადოდ მიახლოებული a ნაწილაკის ჩაჭერა, რის შედეგადაც წარმოიქმნება C შუალედური ბირთვი, რომელსაც **შედგენილი** ბირთვი („კომპაუნდ“ – ბირთვი) ეწოდება. ბირთვში შეჭრილი ნაწილაკის ენერგია ძალიან სწრაფად განაწილდება შედგენილი ბირთვის ნუკლონებს შორის, რის გამოც იგი აღმოჩნდება აღვზნებულ მდგომარეობაში. შედგენილი ბირთვის ნუკლონების ურთიერთშეჯახებისას ერთერთი მათგანი ან მათი კომბინაცია (დეიტრონი, α -ნაწილაკი) იძენს ბირთვიდან გამოსვლისათვის საჭირო ენერგიას, რასაც მოყვება ბირთვული რეაქციის მეორე ეტაპი – შედგენილი ბირთვის დაშლა Y ბირთვად და b ნაწილაკად.

თუ b ნაწილაკი იგივეურია a ნაწილაკისა ($b \equiv a$), მაშინ (116.1) სქემით გამოსახულ პროცესს ეწოდება გაბნევა. ამასთან, თუ b -ნაწილაკის ენერგია ტოლია a -ნაწილაკის ენერგიისა ($E_b = E_a$), გაბნევა არის დრეკადი, წინააღმდეგ შემთხვევაში ($E_b \neq E_a$) – არადრეკადი. ბირთვულ რეაქციას პირდაპირი გაგებით მაშინ აქვს ადგილი, როცა გამოსხივებული b ნაწილაკი არ არის იგივეური ჩაჭერილი a ნაწილაკისა.

შედგენილი ბირთვის სიცოცხლის ხანგრძლივობაა 10^{-15} - 10^{-18} წმ. იგი გაცილებით მეტია τ **ბირთვულ დროზე**. ასე ეწოდება დროის შუალედს, რომელიც სჭირდება 1 მევ ენერგიის, ანუ 10^7 მ/წმ სიჩქარის მქონე ნაწილაკს ბირთვის დიამეტრის რიგის ტოლი მანძილის ($\approx 10^{-15}$ მ)

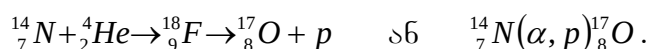
გასაგლეჯად $\left(\tau = \frac{10^{-15} \text{მ}}{10^7 \text{მ/წმ}} \approx 10^{-22} \text{წმ} \right)$. მაშასადამე შედგენილი ბირთვი ცოცხლობს იმდენად

დიდხანს, რომ მთლიანად „ივიწყებს“, თუ რა ხერხით იყო იგი წარმოქმნილი. ამიტომ ბირთვული რეაქციის მეორე ეტაპი – შედგენილი ბირთვის დაშლის ხასიათი (b ნაწილაკის გამოსხივება) – არ არის დამოკიდებული პირველ ეტაპზე – შედგენილი ბირთვის შექმნის ხერხზე.

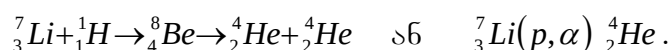
ბირთვული რეაქციები, რომლებიც გამოწვეულია სწრაფი ნაწილაკებით (ნუკლონებით, დეიტრონებით), მიმდინარეობს შუალედური ბირთვის წარმოქმნის გარეშე. ასეთ რეაქციებს **პირდაპირი ბირთვული ურთიერთქმედებანი** ეწოდება. პირდაპირი ურთიერთქმედების ტიპური მაგალითებია **მოწყვეტისა და მიტაცების რეაქციები**. მოწყვეტის რეაქციას ადგილი აქვს დეიტრონის ბირთვთან არაცენტრალური შეხლის დროს. ასეთი შეხლისას დეიტრონის ერთი ნუკლონი

შეიძლება მოხვდეს ბირთვული ურთიერთქმედების არეში და იგი ჩაიჭირება ბირთვის მიერ, მეორე ნუკლონი კი ამ არეში არ ხვდება და ჩაუვლის ბირთვს. მიტაცების რეაქცია მოწვევების რეაქციის შებრუნებულია: დიდი სიჩქარით დაჯახებული ნუკლონი (n ან p) ბირთვიდან „ჩამოტეხს“, მიიტაცებს ერთერთ ნუკლონს (p -ს ან n -ს) და გადაიქცევა დეიტრონად.

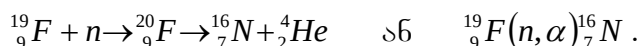
პირველი ბირთვული რეაქცია* განახორციელა რეზერფორდმა 1919 წელს. იგი რადიუმიდან გამოტყორცნილი α -ნაწილაკით ბომბავდა აზოტის ბირთვს. აზოტის ბირთვი, ჩაიჭერდა რა α -ნაწილაკს, გარდაიქმნებოდა ფტორის ბირთვად (შედგენილი ბირთვი), რომელიც შემდეგ იშლებოდა პროტონად და ქანგბადის ბირთვად:



ხელოვნურად აჩქარებული ნაწილაკებით პირველი ბირთვული რეაქცია განახორციელეს კოკროფტმა და უოლტონმა 1932 წელს. 0,8 მეგ ენერგიამდე აჩქარებული პროტონით ლითიუმის ბირთვის დაბომბვისას ხდებოდა მისი გახლეჩა ჰელიუმის ორ ბირთვად:



ნეიტრონებით გამოწვეული ბირთვული რეაქციები პირველმა შეისწავლა იტალიელმა მეცნიერმა ფერმიმ 1934 წელს. საზოგადოდ, ნეიტრონის აღმოჩენა (1932 წ.) შემობრუნების მომენტი იყო ბირთვული რეაქციების გამოკვლევებში, ვინაიდან იგი არ განიცდის კულონურ განზიდვას და ადვილად შეადწევს ბირთვში მაშინაც კი, როდესაც მისი ენერგია მეტისმეტად მცირეა. მაგალითად, ფტორის ბირთვის ნეიტრონებით დაბომბვისას მიმდინარეობს შემდეგი რეაქცია:



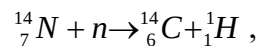
როგორც აღვნიშნეთ, ბირთვულ რეაქციებს იწვევს არა მარტო სწრაფი, არამედ ნელი ნეიტრონებიც. ამასთან, ფერმიმ დაადგინა, რომ ნელი ნეიტრონები უმეტეს შემთხვევაში უფრო ეფექტურია, ვიდრე სწრაფი. აიხსნება ეს იმით, რომ რაც უფრო მცირეა ნეიტრონის სიჩქარე, მით მეტ დროს იმყოფება იგი ბირთვული ძალების მოქმედების არეში და მით მეტია მისი ჩაჭერის ალბათობა.** ამიტომ მიზანშეწონილია ჩქარი ნეიტრონების წინასწარი შენელება სითბურ სიჩქარეებამდე. ერთი შეხედვით ნეიტრონების საუკეთესო შემნელებელი უნდა იყოს ჩვეულებრივი

* იგულისხმება ბირთვის ხელოვნური გარდაქმნა.

** ზოგჯერ ნეიტრონის სიჩქარის შემცირებისას, რაღაც სიჩქარის დროს, მისი ჩაჭერის ალბათობა მკვეთრად იზრდება ხოლმე. ეს მაშინ ხდება, როცა ნეიტრონის ენერგია ზუსტად თანხვედება იმ ენერგიას, რომელიც საჭიროა შედგენილი ბირთვის აღგზნებულ ენერგეტიკულ დონეზე გადასაყვანად. ამ შემთხვევაში ამბობენ, რომ ადგილი აქვს ბირთვის მიერ ნეიტრონის რეზონანსულ შთანთქმას. ${}^{233}_{92}U$ ბირთვის მიერ ნეიტრონის რეზონანსულ შთანთქმას მაშინ აქვს ადგილი, როცა ნეიტრონის ენერგია დაახლოებით 7 ევ-ის ტოლია.

წყალი, ვინაიდან იგი შეიცავს დიდი რაოდენობით წყალბადის ბირთვებს – პროტონებს, რომელთა მასა თითქმის ნეიტრონების მასის ტოლია. ერთნაირი მასის ბირთვების შეჯახების დროს კი ხდება კინეტიკური ენერგიის ყველაზე უფრო ინტენსიური გადაცემა, მაგრამ, სამწუხაროდ, ეს ასე არ არის. წყალში მიმდინარეობს რეაქცია ${}^1_1\text{H}(n, \gamma){}_1^2\text{H}$, რომელსაც ძალიან დიდი ალბათობა აქვს და ნეიტრონების გარკვეული რაოდენობა გამოყავს თამაშიდან, რაც ამცირებს მისი შემანელებლად გამოყენების ეფექტურობას. შემნელებელი არა მარტო უნდა შეიცავდეს მსუბუქ ბირთვებს, არამედ ამ ბირთვების მიერ ნეიტრონების ჩაჭერის ალბათობა უნდა იყოს ძალიან მცირე. ამ მოთხოვნებს ყველაზე უფრო კარგად აკმაყოფილებს მძიმე წყალი, შემდეგ – გრაფიტი და ბერილიუმი. მძიმე წყლის წარმოება მეტისმერად ძვირია. პირველი ბირთვული რეაქტორის გაშვების მომენტისათვის, 1942 წელს, მისი მარაგი მსოფლიოში საჭირო რაოდენობაზე ბევრად ნაკლები იყო, ამიტომ პირველ ბირთვულ რეაქტორებში შემნელებლად გამოყენებულ იქნა გრაფიტი.

დიდ ინტერესს იწვევს ბირთვული რეაქცია



რომელიც განუწყვეტლივ მიმდინარეობს ატმოსფეროში კოსმოსური სხივებით წარმოქმნილი ნეიტრონების მოქმედებით. ამ რეაქციის შედეგად წარმოქმნილ ${}^{14}_6\text{C}$ ნახშირბადს რადიონახშირბადი ეწოდება, რადგან იგი β -რადიოაქტიურია $T = 5700$ წელიწადის ტოლი ნახევარდაშლის პერიოდით. რადიონახშირბადი უერთდება ჟანგბადს და ქმნის ნახშირჟანგს აირს, რომელიც შთაინთქმება ჯერ მცენარეების მიერ, ხოლო შემდეგ მათი საშუალებით – ცხოველების მიერ. ორგანიზმის დაღუპვის შემდეგ მისი შევსება რადიონახშირბადით წყდება, ამ იზოტოპის არსებული რაოდენობა კი მცირდება რადიოაქტიური დაშლის გამო. თუ ჩვენ განვსაზღვრავთ რადიონახშირბადის პროცენტულ შედგენილობას ორგანულ ნარჩენებში, ${}^{14}_6\text{C}$ -ის ნახევარდაშლის პერიოდის გათვალისწინებით შეიძლება დავადგინოთ მათი წლოვანება. ამ მეთოდით იქნა დადგენილი ეგვიპტური მუმების ასაკი.

ბირთვული რეაქციები შეიძლება განხორციელდეს γ -კვანტების (γ -ფოტონების) მოქმედებითაც, თუ მათი ენერგია (3-10)მეგ-ს აღემატება. γ -ფოტონებით გამოწვეულ რეაქციებს **ფოტობირთვული რეაქციები** ეწოდება. ამ დროს ადგილი აქვს ბირთვიდან ნუკლონის ამოგდებას ანუ ე.წ. ბირთვულ ფოტოფეექტს. მაგალითად:



ფოტობირთვულ რეაქციებს ადგილი აქვს როგორც მსუბუქ, ასევე მძიმე ბირთვებზე. მათ დიდი მნიშვნელობა აქვთ ბირთვების ენერგეტიკული დონეების დადგენისათვის.

§117. ბირთვების გაყოფა

წინა პარაგრაფში განხილულ ბირთვულ რეაქციებში საწყისი და საბოლოო ბირთვების მასები მცირედ განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან. თუ შედგენილი ბირთვი იშლება ორ (იშვიათად სამ, ან, კიდევ უფრო იშვიათად, ოთხ) შესადარი (ე.ი. დაახლოებით ტოლი) მასის ნაწილად, მაშინ ამბობენ, რომ ადგილი აქვს ბირთვის გაყოფას (გაყოფის ბირთვულ რეაქციას). ბირთვის გაყოფის შედეგად მიღებულ ნაწილებს (ახალ ბირთვებს) გაყოფის ნამსხვრევები ეწოდება.

გაყოფის ბირთვული რეაქციები, როგორც წესი, მიმდინარეობს ნეიტრონებით დაბომბვის შედეგად, მაგრამ იგი შეიძლება განხორციელდეს სხვა ნაწილაკების მოქმედებითაც, როგორებიცაა პროტონი, დეიტრონი, γ -კვანტი და სხვ.

ნეიტრონების მოქმედებით, თუ მათი ენერგია 200 მევ-ს აღემატება, იყოფა ყველა ბირთვი. თუ ნეიტრონების ენერგია რამოდენიმე მილიონ ელექტრონვოლტის რიგისაა, მათი მოქმედებით იყოფიან ის ბირთვები, რომელთა მასური რიცხვი 210-ის (პოლონიუმის ბირთვი) და მეტის ტოლია. დასასრულ, ზოგიერთი მძიმე ბირთვი, რომელთა რიცხვს მიეკუთვნება ურანის $^{233}_{92}\text{U}$ და $^{235}_{92}\text{U}$ იზოტოპები, იყოფა ნებისმიერი ენერგიის ნეიტრონების მოქმედებით.

განსაკუთრებით საინტერესოა მძიმე ბირთვების გაყოფა, ვინაიდან, ამ დროს, დიდ ენერგიასთან ერთად, გამოიყოფა ორი-სამი ნეიტრონი (აგრეთვე β და γ -სხივები). ნეიტრონების გამოყოფა წარმოადგენს ფუნდამენტურ ფაქტს, ბირთვის გაყოფის ყველაზე შესანიშნავ თვისებას, ვინაიდან სწორედ ამიტომ აღმოჩნდა შესაძლებელი ბირთვის შიგა ენერგიის (რომელსაც ჩვეულებრივ ატომურ ენერგიას უწოდებენ) პრაქტიკული გამოყენება.

ბირთვის გაყოფის დროს გამოსხივებულ ნეიტრონებს გაყოფის, ან მეორადი ნეიტრონები ეწოდება. აღმოჩნდა, რომ მეორადი ნეიტრონების დიდი უმრავლესობა გამოსხივდება გაყოფისთანავე, თითქმის მეყსეულად – 10^{-14} წმ-ზე ნაკლებ დროში, მცირე ნაწილი ($\sim 0,75\%$) კი – გარკვეული დაგვიანებით – (0,05-60)წმ-ის განმავლობაში (მას შემდეგ, რაც გაყოფა მოხდა და ნამსხვრევები გაიბნა) მათ დაგვიანებული ნეიტრონები ეწოდება. მიუხედავად მცირე რაოდენობისა,

დაგვიანებული ნეიტრონების როლი ძალიან დიდია – სწორედ მათი მეშვეობით ხდება შესაძლებელი გაყოფის მართვადი ჯაჭვური რეაქციის განხორციელება.

ბირთვის გაყოფის დროს გამოსხივდება მხოლოდ ჩქარი ნეიტრონები*. მათი ენერგეტიკული სპექტრი საკმაოდ ფართოა (0,1–10მეე) და აქვს მკაფიოდ გამოსახული მაქსიმუმი $E \approx 0,7$ მეე-ის დროს. საშუალოდ, ერთ გამოსხივებულ ნეიტრონზე მოსული ენერგია შეადგენს 2 მეე-ს.

გაყოფის ბირთვულ რეაქციებს სათავე დაედო 1938 წელს, როცა გერმანელმა მეცნიერებმა განმა და შტრასმანმა აღმოაჩინეს, რომ ურანის ნეიტრონებით დასხივებისას წარმოიქმნება პერიოდული სისტემის შუა ნაწილის ელემენტები – ბარიუმი, ლანთანი, კრიპტონი და სხვ.** ეს, იმ დროისათვის უცნაური ფაქტი, ახსნეს ფრიშმა და მეიტნერმა, რომელთაც გამოთქვეს ჰიპოთეზა მძიმე ბირთვების არამდგრადობის შესახებ მათი ფორმის ცვლილებისას, რაც იწვევს ბირთვის გაყოფას. მძიმე ბირთვების გაყოფის თეორია ერთმანეთისაგან დამოუკიდებლად დაამუშავეს ბორმა და და ფრენკელმა. ბირთვის წვეთური მოდელი საკმაოდ სრულად აღწერს პროცესის ფიზიკურ სურათს. ამ მოდელის თანახმად, ჩვეულებრივ პირობებში ბირთვს მეტნაკლებად სფერული ფორმა აქვს. ნეიტრონის ჩაჭერისას ბირთვი აღიგზნება და იწყებს დეფორმირებას – იჭიმება. თუ აგზნება დიდი არ არის, მაშინ შედგენილი ბირთვი თავისუფლდება ზედმეტი ენერგიისაგან γ -კვანტის გამოსხივების გზით და ბრუნდება მდგრად მდგომარეობაში. მაგრამ თუ აგზნება დიდია, ბირთვის გაჭიმვა გრძელდება და ჩნდება ყელი. ბირთვი იჭიმება მანამ, სანამ მის ბოლოებს შორის კულონური განზიდვის ძალა არ გადააჭარბებს ყელის შეჭიდულობის ძალას. ამის შემდეგ ყელი წყდება და ბირთვი იყოფა ორ ნაწილად – ნამსხვრევად, რომლებიც განზიდვის კულონური ძალების მოქმედებით გაიტყორცნებიან საპირისპირო მიმართულებით უზარმაზარი ($\sim 10^7$ მ/წმ) სიჩქარით.

განზიდვის კულონურ და მიზიდვის ბირთვულ ძალებს შორის თანაფარდობა ხასიათდება

$$\frac{Z^2}{A} \text{ სიდიდით, რომელსაც გაყოფის პარამეტრი ეწოდება. თუ ფარდობა}$$

* ნეიტრონებს, რომელთა ენერგია $\geq 0,1$ მეე-ის, ჩქარი ეწოდება. ჩქარი ნეიტრონებიდან გამოიყოფა მაღალენერგეტიკული (10^2 – 10^4) მეე და რელავისტური ($\geq 10^4$ მეე) ნეიტრონები. 0,1 მეე-ზე ნაკლები ენერგიის მქონე ნეიტრონებს ნელი ნეიტრონები ეწოდება. ნელი ნეიტრონებიდან გამოიყოფა სითბური და ცივი ნეიტრონები. სითბური ეწოდება ისეთ ნეიტრონებს, რომლებიც სითბურ წონასწორობაში იმყოფებიან ნიუთონების ატომებთან. მათი ენერგია ოთახის ტემპერატურაზე შეადგენს 0,025 ევ-ს. 0,025 ევ-ზე ნაკლები ენერგიის ნეიტრონებს ცივი ნეიტრონები ეწოდება.

** დადგენილია, რომ ურანის ბირთვების ნეიტრონებით დაბომბვისას შესაძლებელია სულ სხვადასხვა (ოთხმოცამდე!) ნამსხვრევების წარმოქმნა, მაგრამ ყველაზე ალბათურია ისეთი ნამსხვრევების წარმოქმნა, რომელთა მასები ისე შეეფარდება ერთმანეთს, როგორც 2:3. გაყოფის ეს ასიმეტრიულობა აიხსნება ბირთვის გარსული მეთოდით, როგორც შედეგი ისე ბირთვების წარმოქმნისა, რომელთაც აქვთ შევსებული ნეიტრონული გარსები ($N=52$ და 82).

$$\frac{Z^2}{A} > 17$$

გაყოფა ენერგეტიკულად ხელსაყრელია – ამ დროს ხდება ენერგიის გამოთავისუფლება ნამსხვრევების კინეტიკური ენერგიის სახით. ეს თანაფარდობა სრულდება იმ ბირთვებისათვის, რომელთა მასური რიცხვი $A > 90$. რაც მეტია გაყოფის პარამეტრი, მით უფრო ადვილად იყოფა ბირთვი, მით ნაკლებია ბირთვის გაყოფის აქტივაციის ენერგია (გაყოფის ზღურბლი). ასე

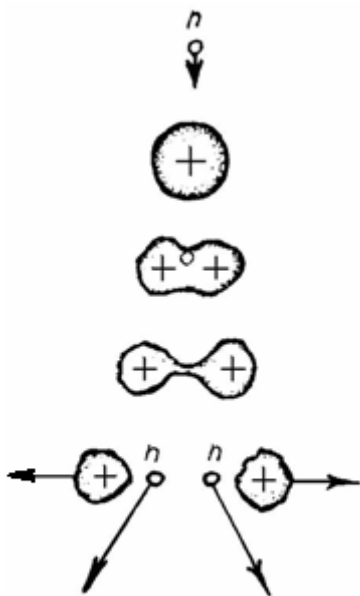
ეწოდება მინიმალურ ენერგიას, რომელიც საჭიროა ბირთვის გაყოფისათვის. როცა $\frac{Z^2}{A} > 45$,

გაყოფის ზღურბლი ნულის ტოლია. ასეთი პიპოტეტური ზემოქმედება ბირთვი არამდგრადია. იგი თითქმის მეყსეულად (10^{-22} წმ-ის განმავლობაში) იყოფა სპონტანურად (თავისთავად). სპონტანური

გაყოფას გვირაბული ეფექტის გამო ადგილი აქვს $\frac{Z^2}{A}$ -ს უფრო მცირე მნიშვნელობისათვისაც,

თუმცა ასეთ ბირთვებში ეს პროცესი მიმდინარეობს ძალზე იშვიათად. მაგალითად, საბჭოთა ფიზიკოსებმა ფლეროვმა და პეტრუაქმა 1940 წელს დაადგინეს, რომ ${}_{92}^{238}\text{U}$ იზოტოპის ბირთვებში

$\left(\frac{Z^2}{A} = 35,6\right)$ სპონტანური გაყოფა 1800-ჯერ უფრო იშვიათად ხდება, ვიდრე α -დაშლა.



სურ. 117.1

ბირთვის გაყოფის პროცესი სქემატურად გამოსახულია სურ. 117.1-ზე.

მძიმე ბირთვების გაყოფის ძირითადი თვისებები – დიდი ენერგიის გამოყოფა, ნეიტრონების, β -ნაწილაკებისა და γ -კვანტების გამოსხივება – ადვილად აიხსნება.

მართლაც, როგორც ვიცით, იმ ატომთა ბირთვების ბმის კუთრი ენერგია, რომლებიც იმყოფებიან პერიოდული სისტემის შუა ნაწილში, დაახლოებით 8,6 მევ-ის ტოლია, მაშინ როცა მძიმე (პერიოდული სისტემის ბოლოში განლაგებული) ბირთვებისათვის იგი შეადგენს 7,6 მევ-ს. მაგრამ რაც მეტია ბირთვის ბმის ენერგია, მით მეტი ენერგია უნდა გამოიყოს მისი წარმოქმნისას. მაშასადამე, მძიმე ბირთვის გაყოფა პერიოდული სისტემის შუა ნაწი-

ლის ელემენტთა ბირთვებად ენერგეტიკულად ხელსაყრელია, ვინაიდან ამ დროს გამოთავისუფლება ენერგია და ახლად წარმოქმნილ სისტემას ექნება ნაკლები შინაგანი ენერგია. ვინაიდან ერთ ნუკლონზე მოსული გამოთავისუფლებული ენერგია დაახლოებით 1 მევ-ის ტოლია, ${}_{92}^{235}\text{U}$ ბირთვის გახლეჩისას უნდა გამოიყოს დაახლოებით 200 მევ ენერგია. ${}_{92}^{235}\text{U}$ ბირთვის გახლეჩისას გამოყოფილი ენერგიის უშუალო გაზომვამ დაადასტურა ეს მოსაზრება და მოგვცა 200 მევ-ის სიდიდე.

1 გ. ურანში შემავალი ყველა ბირთვის ($\sim 2,6 \cdot 10^{21}$) გახლეჩისას გამოიყოფა $8 \cdot 10^{10}$ ჯ ანუ 22000 კვტ.სთ ენერგია. ასეთი რაოდენობის ენერგიის გამოყოფისათვის უნდა დაიწვას 2 ტ ქვანახშირი. ე.ი. ბირთვული საწვავის თბოუნარიანობა 2 მილიონჯერ მეტია, ვიდრე ორგანულისა.

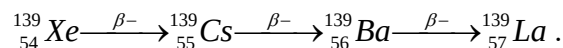
დიდი ენერგიის გამოყოფის გარდა, მძიმე ბირთვების გაყოფისას უნდა გამოსხივდეს ნეიტრონები. ეს იქიდან გამომდინარეობს, რომ პერიოდული სისტემის შუა ნაწილის ბირთვებისათვის ნეიტრონების რიცხვის ფარდობა პროტონების რიცხვთან ტოლია 1,3-ის, მაშინ როდესაც მძიმე ბირთვებისათვის ეს ფარდობა შეადგენს 1,6-ს. მაშასადამე, მძიმე ბირთვების გაყოფისას წარმოქმნილი ნამსხვრევები გადატვირთულნი აღმოჩნდებიან ნეიტრონებით და ამის თავიდან ასაცილებლად გაყოფის დროს, γ -კვანტებთან ერთად, გამოსხივდება გაყოფის ნეიტრონები.

მაგრამ გაყოფის ნეიტრონების გამოსხივება მთლიანად ვერ ხსნის ნეიტრონებით გადატვირთვას, ამიტომ ნამსხვრევები არიან რადიოაქტიურნი. ისინი განიცდიან რიგ β -დაშლებს, რომელთაც თან ახლავს γ -გამოსხივება*. ვინაიდან ყოველი β -დაშლის დროს ხდება ნეიტრონის გარდაქმნა პროტონად. ამიტომ β -გარდაქმნების გარკვეული ჯაჭვის შემდეგ ნეიტრონების რიცხვის ფარდობა პროტონების რიცხვთან ხდება ისეთი, როგორიც დამახასიათებელია საშუალო ბირთვებისათვის,,

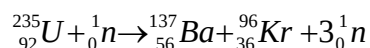
მაგალითად, ${}_{92}^{235}\text{U}$ ბირთვის გაყოფისას:



გაყოფის ნამსხვრევები ${}_{54}^{139}\text{Xe}$ (ქსენონის იზოტოპი) და ${}_{38}^{95}\text{Sr}$ (სტრონციუმის იზოტოპი) გადატვირთულია ნეიტრონებით, ამიტომ განიცდიან β -დაშლებს. კერძოდ ${}_{54}^{139}\text{Xe}$ β -დაშლის სამი აქტის შემდეგ გარდაიქმნება ლანთანის სტაბილურ იზოტოპად:

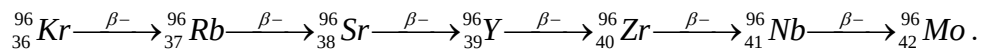


როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, გაყოფის ნამსხვრევები შეიძლება იყოს სულ სხვადასხვა, ამიტომ (117.1) რეაქცია ერთადერთი არ არის, შესაძლებელია, მაგალითად, ასეთი რეაქციაც:



* β -დაშლის თამხლები γ -კვანტებისაგან განსხვავებით, რომლებიც დიდი დროის განმავლობაში გამოსხივდებიან, γ -კვანტებს, რომლებიც გამოსხივდებიან პირველადი აგზნებული ნამსხვრევების მიერ მათი ძირითადი მდგომარეობაში გადასვლისას, გაყოფის მყისი ნეიტრონების გამოსხივების შემდეგ, მყისი γ -კვანტები ეწოდება.

აქაც, გაყოფის ნამსხვრევი $^{96}_{35}\text{Kr}$ (კრიპტონის იზოტოპი) აშკარად გადატვირთულია ნეიტრონებით $\left(\frac{N}{Z} \approx 1,6\right)$, ამიტომ იგი განიცდის რიგ β -გარდაქმნებს, რის შედეგადაც მიიღება მოლიბდენის სტაბილური იზოტოპი:



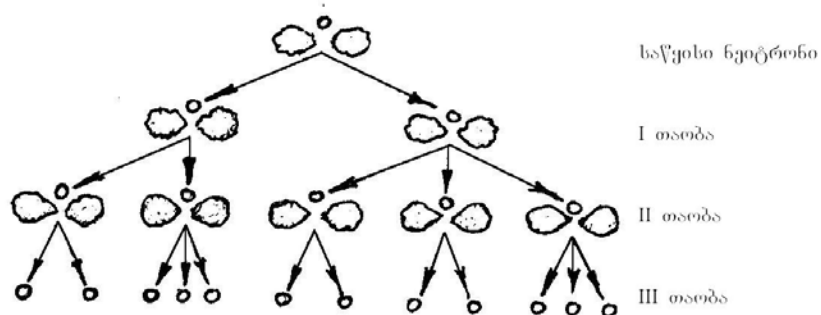
დასასრულ, შევნიშნოთ, რომ ბირთვის გაყოფის შედეგად გამოყოფილი ენერგიის უდიდესი ნაწილი (≈ 166 მევ) მოდის ნამსხვრევების კინეტიკურ ენერგიაზე. დანარჩენი – მყის γ -სხივებსა (≈ 7 მევ) და მეორად ნეიტრონებზე (≈ 5 მევ), β -ნაწილაკებზე (≈ 8 მევ) და β -დაშლის თანმხლებ γ -სხივებზე (≈ 7 მევ). დაახლოებით 10 მევ ენერგია მიაქვს ანტინეიტრონებს, რომლებიც გამოსხივდებიან β -გარდაქმნების დროს.

ნამსხვრევების, მყისი γ -სხივებისა და ნეიტრონების ენერგია (≈ 180 მევ) მაშინვე გარდაიქმნება სითბოდ, დაგვიანებული ნეიტრონების, β -ნაწილაკების და β -დაშლის თანმხლები γ -კვანტების ენერგია (≈ 15 მევ) კი – ნამსხვრევების რადიოაქტიური დაშლის პროცესში. ენერგიის ეს ნაწილი, რომელსაც **ნარჩენი ენერგოგამოყოფა** ეწოდება, თანდათან მცირდება გაყოფის რეაქციის დამთავრების შემდეგ რადიოაქტიური დაშლის კანონის შესაბამისად.

§118. გაყოფის ჯაჭვური რეაქცია

ბირთვული ენერგიის პრაქტიკული გამოყენება შესაძლებელი გახდა მას შემდეგ, რაც განხორციელდა გაყოფის **ჯაჭვური რეაქცია**, რომლის დროსაც ნეიტრონები, რომლებიც იწვევენ ბირთვის გაყოფას, მიიღება როგორც ამ გაყოფის პროდუქტი. ამასთან, ჯაჭვური რეაქციის განხორციელებისათვის გადამწყვეტი მნიშვნელობა აქვს იმას, რომ გაყოფის თითოეული აქტის დროს წარმოიქმნება ერთზე მეტი ნეიტრონი.

მართლაც, როგორც ვიცით, ურანის ბირთვის გაყოფისას დიდ ენერგიასთან ერთად (≈ 200 მევ) გამოსხივდება ორი-სამი ნეიტრონი. ამ ნეიტრონებს შეუძლიათ ახალი ბირთვების გაყოფა, რომლის დროსაც გამოსხივებული მეორადი ნეიტრონები თავის მხრივ გამოიწვევენ ახალი ბირთვების გაყოფას და ა.შ. (სურ. 118.1). ამის შედეგად გაყოფილი ბირთვებისა და მაშასადამე, გამოსხივებული ნეიტრონების რაოდენობა განუწყვეტლივ (ზვავისებურად) იზრდება.



სურ. 118.1.

თვის გაყოფისას გამოსხივებული მეორადი ნეიტრონების საშუალო კინეტიკური ენერგია დაახლოებით 2 მევ-ის ტოლია, რაც შეესაბამება $v \approx 2 \cdot 10^7$ მ/წმ სიჩქარეს. ასეთი სწრაფი ნეიტრონი ახალ

ბირთვთან დაჯახებამდე ურანის ნაჭერში გადის რამოდენიმე სანტიმეტრ მანძილს, ამიტომ ნეიტრონის სიცოცხლის საშუალო ხანგრძლივობა (დრო გამოსხივებიდან ახალი ბირთვის მიერ ჩაჭერამდე) ურანში მეტისმეტად მცირეა ($\sim 10^{-8}$ წმ). მაშასადამე, ჯაჭვური რეაქცია მიმდინარეობს ძალიან სწრაფად.

ნეიტრონების გამრავლების ზემოთ აღწერილი სურათი იდეალურია. მას მაშინ ექნებოდა ადგილი, ყველა გამოსხივებული ნეიტრონი რომ იწვევდეს ბირთვების გაყოფას. სინამდვილეში, გასაყოფი ნივთიერების სასრული ზომების გამო, ნეიტრონების ნაწილი გამოდის ნივთიერებიდან ისე, რომ არ ჩაიჭირება ბირთვის მიერ (არ ხვდება ბირთვს) და არ იწვევს მის გაყოფას, ნაწილი კი ჩაიჭირება ნივთიერებაში არსებული მინარევების არაგაყოფადი ბირთვების მიერ და „გამოდის თამაშიდან“ ისე, რომ არ იწვევს ახალი ნეიტრონების გაჩენას.

ჯაჭვური რეაქციის მიმდინარეობისათვის არც არის აუცილებელი, რომ ყოველმა ნეიტრონმა გამოიწვიოს ბირთვის გაყოფა. საჭიროა მხოლოდ, რომ გამოსხივებული ნეიტრონების რიცხვი დროის მიხედვით არ მცირდებოდეს. ეს პირობა შესრულდება, თუ ნეიტრონების k გამრავლების კოეფიციენტი, რომელიც უდრის მოცემული „თაობის“ ნეიტრონების რიცხვის შეფარდებას წინა „თაობის“ ნეიტრონებთან, მეტია ან ტოლია ერთის. თუ $k < 1$, ნეიტრონების რიცხვი დროის მიხედვით მცირდება და ჯაჭვური რეაქცია წყდება.

გამრავლების კოეფიციენტი დამოკიდებულია გასაყოფი ნივთიერების ბუნებაზე, მოცემული იზოტოპის შემთხვევაში კი – მის რაოდენობაზე. იგი დამოკიდებულია აგრეთვე აქტიური ზონის (ასე ეწოდება სივრცეს, სადაც მიმდინარეობს ჯაჭვური რეაქცია) ზომებსა და ფორმაზე.

ჯაჭვური რეაქციის ერთ-ერთ ყველაზე მნიშვნელოვან მახასიათებელს წარმოადგენს მისი განვითარების სიჩქარე, რომელიც გამრავლების k კოეფიციენტის გარდა დამოკიდებულია ერთი „თაობის“ ნეიტრონების τ სიცოცხლის საშუალო ხანგრძლივობაზე.

დავუშვათ, მოცემული „თაობის“ ნეიტრონების რიცხვია N , მაშინ შემდეგი „თაობის“ ნეიტრონების რიცხვი იქნება kN . ერთი „თაობის“ განმავლობაში ნეიტრონების რიცხვის ნამატი

$$dN = kN - N = N(k-1),$$

ხოლო დროის ერთეულში ნეიტრონების რიცხვის ნამატი ანუ ჯაჭვური რეაქციის განვითარების სიჩქარე

$$\nu = \frac{dN}{dt} = \frac{N(k-1)}{\tau}. \quad (118.1)$$

(118.1)-ის ინტეგრება გვაძლევს

$$N = N_0 e^{\frac{(k-1)t}{\tau}}, \quad (118.2)$$

სადაც N_0 არის ნეიტრონების რიცხვი საწყის მომენტში ($t=0$), ხოლო N – მათი რიცხვი t მომენტში.

(118.2)-დან ჩანს, რომ N განისაზღვრება $(k-1)$ -ის ნიშნით: თუ $(k-1) > 0$ ე.ი. $k > 1$, მაშინ N დროის მიხედვით იზრდება და ჯაჭვურ რეაქციას ეწოდება **განვითარებადი**. როცა $(k-1) = 0$, ანუ $k = 1$, მაშინ $N = N_0$, ე.ი. ამ დროს ნეიტრონების რიცხვი დროის მიხედვით არ იცვლება და ჯაჭვურ რეაქციას ეწოდება **თვითხელშემწყობი**. თუ $(k-1) < 0$, ანუ $k < 1$, მაშინ $N < N_0$, ე.ი. ნეიტრონების რიცხვი დროის მიხედვით მცირდება და ჯაჭვური რეაქცია წყდება.

პირობა $k = 1$ განსაზღვრავს რეაქციის კრიტიკულ რეჟიმს. როცა $k > 1$, რეჟიმს ეწოდება **ზეკრიტიკული**, ხოლო როცა $k < 1$ – **ქვეკრიტიკული**.

ჯაჭვური რეაქცია შეიძლება იყოს მართვადი ან არამართვადი, რეაქცია არამართვადია, თუ არ ხდება მისი განვითარების სიჩქარის შეზღუდვა. ამ დროს ნეიტრონების რიცხვი და გაყოფილი ბირთვების რაოდენობა მეტად სწრაფად, ფაქტიურად მყისიერად იზრდება. ამიტომ უზარმაზარი ენერგიის გამოყოფა ხდება როგორც უდიდესი ძალის აფეთქება. ასეთი არამართვადი ჯაჭვური რეაქცია ხორციელდება ატომურ ბომბში.

თუ კი ჯაჭვური რეაქციის განვითარება შეზღუდულია ისე, რომ რაღაც მომენტიდან დაწყებული აღარ ხდება ნეიტრონების რიცხვის ზრდა, მაშინ პროცესი მიმდინარეობს წყნარად, აფეთქების გარეშე. ასეთ ჯაჭვურ რეაქციას ეწოდება **მართვადი** და იგი ხორციელდება ბირთვულ რეაქტორში. სწორედ მართვადმა ჯაჭვურმა რეაქციამ გახადა შესაძლებელი ატომური ენერგიის მშვიდობიანი მიზნით გამოყენება.

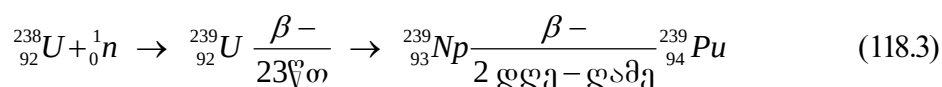
(118.2) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ განვითარებადი ჯაჭვური რეაქციის დროს, მეტად სწრაფი (აფეთქების ტიპის ანუ არამართვადი) რეაქციის მისაღებად τ უნდა იყოს უაღრესად მცირე. ამას კი მაშინ ექნება ადგილი, თუ ნეიტრონების

გამრავლება მოხდება სწრაფ ნეიტრონებზე. პირიქით, მართვადი ჯაჭვური რეაქციის მისაღებად საჭიროა τ დროის გადიდება. ამ დროს რეაქციის განვითარების სიჩქარე მცირდება და შესაძლებელი ხდება რეაქციის გარკვეული, ჩვენთვის სასურველი სიმძლავრის მიღწევისას, მისი სტაციონარულ რეჟიმში ($k=1$) გადაყვანა. τ დროის გადიდებაში გადამწყვეტ როლს ასრულებს დაგვიანებული ნეიტრონები.

ბუნებრივი ურანი ძირითადად ორი იზოტოპისაგან შედგება: $^{238}_{92}\text{U}$ ($\approx 99,3\%$) და $^{235}_{92}\text{U}$ ($\approx 0,7\%$). ამასთან, ჯაჭვური რეაქცია მიმდინარეობს მხოლოდ $^{235}_{92}\text{U}$ -ში, რომელიც იყოფა როგორც სწრაფი, ასევე ნელი ნეიტრონებით. რაც შეეხება უფრო გავრცელებულ $^{238}_{92}\text{U}$ იზოტოპს (რომლის რაოდენობა ბუნებრივ ურანში 140-ჯერ მეტია), იგი ჯაჭვური რეაქციისათვის არ გამოდგება, ვინაიდან იყოფა მხოლოდ სწრაფი ნეიტრონებით, რომელთა ენერგია 1 მევ-ს აღემატება. მართალია, ასეთი ენერგია აქვს მეორადი ნეიტრონების 60%-ს, მაგრამ ხუთიდან მხოლოდ ერთი იწვევს $^{238}_{92}\text{U}$ -ის გაყოფას, დანარჩენი კი ჩაიჭირება ბირთვების მიერ გაყოფის გარეშე. ამიტომ, ცხადია, ჯაჭვური რეაქციის განხორციელებისათვის გაყოფის ერთ აქტში უნდა გამოსხივდეს არანაკლებ ხუთი ნეიტრონისა, რასაც სინამდვილეში არა აქვს ადგილი.

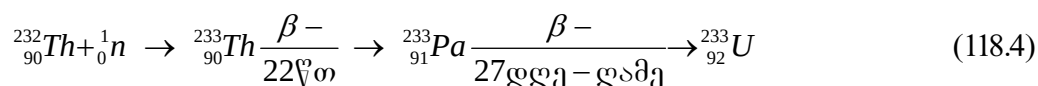
გარდა $^{238}_{92}\text{U}$ -ისა, ჯაჭვური რეაქცია მიმდინარეობს (ე.ი. იყოფა როგორც ჩქარი, ასევე ნელი ნეიტრონებით) $^{233}_{92}\text{U}$ და $^{239}_{94}\text{Pu}$ იზოტოპებში. ეს იზოტოპები ბუნებაში არ არსებობს. ისინი მიიღება ხელოვნურად.

კერძოდ, ტრანსურანული ელემენტის – პლუტონიუმის $^{239}_{94}\text{Pu}$ იზოტოპი მიიღება ბირთვულ რეაქტორში $^{238}_{92}\text{U}$ -ის ბირთვის მიერ ნეიტრონის გაყოფის გარეშე ჩაჭერისა და შემდგომი ორი β -დაშლის შედეგად. მართლაც, $^{238}_{92}\text{U}$ -ის ბირთვის მიერ ნეიტრონის ჩაჭერის შედეგად წარმოიქმნება β -რადიაქტიური იზოტოპი $^{239}_{92}\text{U}$, რომლის ნახევარდაშლის პერიოდია ≈ 23 წუთი. დაშლა ხდება ელექტრონის გამოსხივებით და პირველი ტრანსურანული ელემენტის – ნეპტუნიუმის წარმოქმნით. ნეპტუნიუმიც თავის მხრივ β -რადიოაქტიურია, რომლის ნახევარდაშლის პერიოდი 2 დღე-ღამეა. ნეპტუნიუმის β -დაშლის შედეგად წარმოიქმნება შემდეგი ტრანსურანული ელემენტი პლუტონიუმი:



პლუტონიუმის $^{239}_{94}\text{Pu}$ იზოტოპი α – რადიოაქტიურია, მაგრამ იმდენად დიდი ნახევარდაშლის პერიოდი აქვს (≈ 2400 წელი), რომ პრაქტიკული თვალსაზრისით იგი შეიძლება ჩაითვალოს სტაბილურად.

ურანის $^{233}_{92}\text{U}$ იზოტოპი მიიღება თორიუმის $^{232}_{90}\text{Th}$ იზოტოპის მიერ ნეიტრონის ჩაჭერისა და შემდგომი ორი β -დაშლის შედეგად:



$^{233}_{92}\text{U}$ იზოტოპის ნახევარდაშლის პერიოდი 160000 წელია.

ნივთიერებებს, რომლებიც შეიცავენ $^{235}_{92}\text{U}$, $^{233}_{92}\text{U}$ ან $^{239}_{94}\text{Pu}$ იზოტოპებს იმ რაოდენობით, რომელიც აუცილებელია ჯაჭვური რეაქციის განხორციელებისათვის, **ბირთვული საწვავი** ეწოდება. $^{238}_{92}\text{U}$ და $^{232}_{90}\text{Th}$ იზოტოპებს, რომელთაგანაც მიიღება ჯაჭვური რეაქციისათვის ვარგისი $^{239}_{94}\text{Pu}$ და $^{233}_{92}\text{U}$ იზოტოპები, **საწვავი ნედლეული** ეწოდება.

ის ფაქტი, რომ $^{235}_{92}\text{U}$, $^{233}_{92}\text{U}$ და $^{239}_{94}\text{Pu}$ იზოტოპების ბირთვები იყოფა როგორც სწრაფი, ასევე ნელი ნეიტრონებით, $^{238}_{92}\text{U}$ და $^{232}_{90}\text{Th}$ იზოტოპების ბირთვები კი მხოლოდ სწრაფი ნეიტრონებით, შემდგენიარად აიხსნება: ნეიტრონის ჩაჭერისას ბირთვი მოდის აგზნებულ მდგომარეობაში და იმისათვის, რომ იგი გაიყოს, საჭიროა E' აგზნების ენერგია აღემატებოდეს E_A გაყოფის აქტივაციის ენერგიას. შედგენილი ბირთვის აგზნების E' ენერგია ტოლია ნეიტრონის ბმისა და კინეტიკური ენერგიების ჯამისა ($E' = E_{\text{გა}} + E_{\text{კ}}$), ამასთან, ბმის ენერგიის წვლილი ძირითადია. ბმის ენერგია კი ძლიერ არის დამოკიდებული ბირთვის პროტონულ-ნეიტრონულ შედგენილობაზე. ბმის ენერგია ლუწი ნეიტრონისათვის ყოველთვის მეტია, ვიდრე კენტისთვის. ამიტომ ბმის ენერგია $^{235}_{92}\text{U}$, $^{233}_{92}\text{U}$ და $^{239}_{94}\text{Pu}$ -ის შედგენილ ბირთვებში მეტია გაყოფის აქტივაციის E_A ენერგიაზე. $^{238}_{92}\text{U}$ და $^{232}_{90}\text{Th}$ -ის ბირთვებში კი – ნაკლები. ეს იწვევს იმას, რომ $^{235}_{92}\text{U}$, $^{233}_{92}\text{U}$ და $^{239}_{94}\text{Pu}$ -ის ბირთვები იყოფა ნებისმიერი სიჩქარის ნეიტრონებით. $^{238}_{92}\text{U}$ და $^{232}_{90}\text{Th}$ -ის ბირთვები კი – მხოლოდ სწრაფი ნეიტრონებით.

§119. ბირთვული რეაქტორი

ბირთვული ანუ ატომური რეაქტორი ეწოდება მოწყობილობას, რომელშიც ხორციელდება ბირთვების გაყოფის მართვადი რეაქცია. მისი ძირითადი ნაწილია აქტიური ზონა, რომელიც შედგება ბირთვული საწვავისა და შემნელებლისაგან. რეაქტორის აუცილებელი ელემენტებია აგრეთვე **თბოგადამტანი** იმ სითბოს რაოდენობის გამოსაყვანად, რომელიც რეაქტორის მუშაობის დროს გამოიყოფა და მოწყობილობა რეაქტორის სიჩქარის რეგულირებისათვის.

თბოგადამტანად გამოიყენება სითხე (ჩვეულებრივ, წყალი), აირი (ჰაერი, CO_2 და სხვ.) ან ღნობის დაბალი ტემპერატურის მქონე ლითონის (ნატრიუმი, კალიუმი, ლითიუმი) მდნარი.

აქტიური ზონიდან ნეიტრონების გადენის შესამცირებლად იგი შემოვლებულია ამრეკლი ფენით, რომელიც უკან აბრუნებს აქტიური ზონიდან გამოსულ ნეიტრონებს.

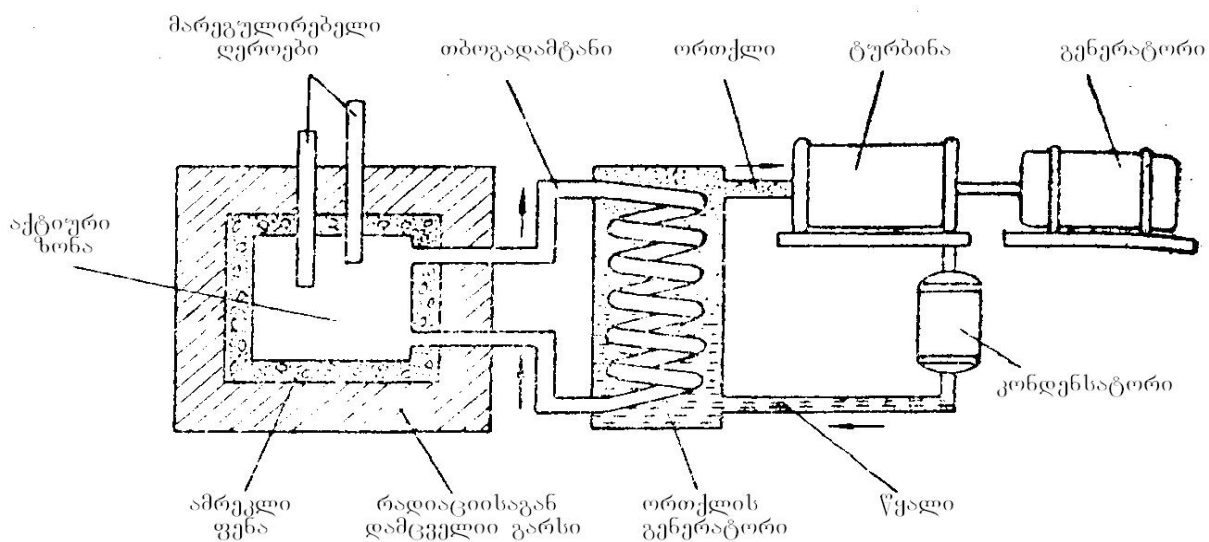
ნეიტრონებისა და γ -გამოსხივებისაგან მომსახურე პერსონალის დასაცავად რეაქტორს გარს აკრავს ბეტონის სქელი დამცველი გარსი.

ანსხვავებენ სწრაფ და ნელ (სითბურ) ნეიტრონებზე მომუშავე რეაქტორებს. პირველი ტიპის რეაქტორი (ჩქარი რეაქტორი) მუშაობს შემნელებლის გარეშე, მაშინ როცა სითბური რეაქტორის აუცილებელი ელემენტია შემნელებელი.

იმის მიხედვით, თუ როგორია ბირთვული საწვავისა და შემნელებლის ურთიერთგანლაგება, სითბური რეაქტორი შეიძლება იყოს ჰომოგენური და ჰეტეროგენული. ჰომოგენურ რეაქტორში ბირთვული საწვავი თანაბრადაა განაწილებული შემნელებლის მთელ მოცულობაში (მაგალითად, გახსნილია წყალში), ჰეტეროგენულ რეაქტორში კი ბირთვული საწვავი ცალკეული ბლოკების (დეროების) სახით გარკვეული პერიოდულობითაა განაწილებული შემნელებელში (წყალში ან გრაფიტში).

აქტიურ ზონაში მიმდინარე ჯაჭვური რეაქციის შედეგად გამოყოფილი ენერგიის ხარჯზე თბოგადამტანი ნივთიერება ხურდება და გადადის ორთქლის გენერატორში. აქ იგი სითბოს რაოდენობას გადასცემს მეორე კონტურში მოთავსებულ წყალს, ცივდება და ბრუნდება უკან რეაქტორში. გადაცემული სითბოს რაოდენობის ხარჯზე ორთქლის გენერატორში წარმოიქმნება მაღალი ტემპერატურისა და წნევის ორთქლი, რომელიც მიეწოდება ორთქლის ტურბინას და აბრუნებს მის ლილვს. ნამუშევარი ორთქლი გადადის კონდენსატორში, გადაიქცევა წყლად და ბრუნდება ორთქლის გენერატორში. ტურბინა შეერთებულია ელექტრულ გენერატორთან, საიდანაც გამომუშავებული ელექტრული დენი მიდის გამანაწილებელ მოწყობილობაში და შემდეგ გარე ელექტრულ წრედში. ბირთვული რეაქტორის ენერგეტიკული მოწყობილობის სქემა მოცემულია სურ. 119.1-ზე.

აქტიურ ზონაში ჯაჭვური რეაქციის განვითარებისათვის k არ უნდა იყოს ერთზე ნაკლები. ამისათვის საჭიროა, რომ ნეიტრონების დანაკარგი იყოს მცირე. როგორც წინა პარაგრაფში აღვნიშნეთ, ნეიტრონების დაკარგვის ერთ-ერთი მთავარი მიზეზია მათი გამოსვლა აქტიური ზონიდან. აქტიური ზონიდან გამოსული ნეიტრონების რიცხვი პროპორციულია ზონის S ზედაპირისა, ხოლო წარმოქმნილი ნეიტრონების რიცხვი – ზონის V მოცულობისა. აქტიური ზონის ზომების შემცირებისას $\frac{S}{V}$ ფარდობა იზრდება $\left(\text{კერძოდ, სფერული ფორმის ზონისათვის } \frac{S}{V} \sim \frac{1}{R} \right)$, ამიტომ იზრდება ნეიტრონების დაკარგვა და შეუძლებელი ხდება ჯაჭვური რეაქცია.



სურ. 119.1

აქტიური ზონის მინიმალურ ზომებს, როცა ჯერ კიდევ შესაძლებელია ჯაჭვური რეაქციის პროცესი (ე.ი. $k=1$), კრიტიკული ზომები ეწოდება, ხოლო გასაყოფი ნივთიერების მინიმალურ მასას, რომელშიც შესაძლებელია ჯაჭვური რეაქცია, კრიტიკული მასა ეწოდება. კრიტიკული ზომები, და შესაბამისად, კრიტიკული მასა განისაზღვრება საწვავის ტიპით, შემნელებლით და რეაქტორის კონსტრუქციული თავისებურებებით. ამრეკლი გარსის გამოყენება კრიტიკული სიდიდეების მნიშვნელობას, ცხადია ამცირებს.

$^{235}_{92}\text{U}$ იზოტოპის სფერული ფორმის ნაჭრისათვის კრიტიკული მასა დაახლოებით 50 კგ-ის ტოლია (ასეთი სფეროს რადიუსი ≈ 9 სმ). შემნელებლისა და ამრეკლი გარსის გამოყენება კრიტიკულ მასას ამცირებს 250 გრამამდე.

რეაქტორის მართვა, ე.ი. ჯაჭვური რეაქციის განვითარების სიჩქარის რეგულირება ხორციელდება კადმიუმის ან ბორის დიდი რაოდენობით შემცველი ფოლადის ღეროების საშუალებით. კადმიუმი და ბორი ინტენსიურად შთანთქავს ნეიტრონებს*, ამიტომ ღეროების აქტიურ ზონაში შეწვევით ნეიტრონების გამრავლების კოეფიციენტი მცირდება, გამოწვევით – იზრდება. რეაქტორში გარკვეული სიმძლავრის მიღწევისას მის აქტიურ ზონაში ხდება მართვადი ღეროების შეწვევა ისე, რომ განვითარებადი ჯაჭვური რეაქციის ზეკრიტიკული რეჟიმი დავიდეს კრიტიკულზე, რომლის დროსაც გამრავლების კოეფიციენტი $k=1$. ღეროების კიდევ უფრო ღრმად შეწვევით გამრავლების კოეფიციენტი ხდება ერთზე ნაკლები, ჯაჭვური რეაქცია წყდება და რეაქტორი ჩერდება.

* ამავე ნივთიერებებისაგან მზადდება ბურთულები, რომლებიც ავარიის შემთხვევაში იყრება რეაქტორში ჯაჭვური რეაქციის უსწრაფესი შეწყვეტისათვის.

მართვადი ღეროების აქტიურ ზონაში გადაადგილებას გარკვეული დრო სჭირდება. ნეიტრონების რიცხვის ზრდის სიჩქარე რომ მარტო მყისი ნეიტრონებით განისაზღვრებოდეს, რომელთა τ სიცოცხლის საშუალო ხანგრძლივობა რეაქტორში დაახლოებით 10^{-3} წმ-ის ტოლია, რეაქტორის მართვა იქნებოდა მეტისმეტად ძნელი, ვინაიდან $k=1,005$ მნიშვნელობის დროსაც კი ნეიტრონების რიცხვი წამში გაიზრდებოდა 150-ჯერ (ფორმულა 118.2). სინამდვილეში, დაგვიანებული ნეიტრონების წყალობით, $\tau \approx 0,1$ წმ, რის გამოც ნეიტრონების რიცხვის ზრდის სიჩქარე მკვეთრად (≈ 100 – ჯერ) მცირდება და რეაქტორის მართვა ხდება შესაძლებელი.

ბირთვულ რეაქტორში მიმდინარე პროცესების გასარკვევად უნდა გავითვალისწინოთ ის განსხვავება, რაც არსებობს $^{235}_{92}\text{U}$ და $^{238}_{92}\text{U}$ იზოტოპების ბირთვების გაყოფაში. როგორც ვიცით, $^{235}_{92}\text{U}$ იყოფა ნებისმიერი სიჩქარის (განსაკუთრებით ეფექტურად – სითბური) ნეიტრონებით, $^{239}_{92}\text{U}$ კი – მხოლოდ სწრაფით, რომელთა ენერგია 1 მევ-ს აღემატება. მართალია, ასეთი ენერგია აქვს წარმოქმნილი ნეიტრონების 60%-ს, მაგრამ არადრეკადი გაბნევის შედეგად ენერგიის თანდათანობითი შემცირებისა და რადიაციული ჩაჭერის გამო (რომელიც განსაკუთრებით ეფექტურია, როცა ნეიტრონის ენერგია ≈ 7 ევ), როგორც წინა პარაგრაფში იყო აღნიშნული, ხუთიდან მხოლოდ ერთი იწვევს ბირთვის გაყოფას. ამიტომ $^{238}_{92}\text{U}$ იზოტოპი ჯაჭვური რეაქციისათვის არ გამოდგება. ჩვეულებრივ პირობებში ჯაჭვური რეაქციის განხორციელებისათვის არ გამოდგება ურანის ბუნებრივი ნარევიც, რომელშიც $^{238}_{92}\text{U}$ იზოტოპის ბირთვების რაოდენობა 140-ჯერ მეტია, ვიდრე $^{235}_{92}\text{U}$ -ის. $^{235}_{92}\text{U}$ -ის მიერ ნეიტრონის შთანთქმა ხელს უწყობს ჯაჭვური რეაქციის განვითარებას, ვინაიდან განხორციელდება გაყოფის აქტი და გამოსხივდება 2-3 ნეიტრონი, $^{238}_{92}\text{U}$ -ის მიერ ნეიტრონის შთანთქმა კი უმეტეს შემთხვევაში იწვევს ჯაჭვური რეაქციის შეწყვეტას. ამიტომ, ბუნებრივ ურანში ჯაჭვური რეაქციის განხორციელებისათვის აუცილებელია, რომ $^{235}_{92}\text{U}$ -ის მიერ ნეიტრონების ჩაჭერის ალბათობა 140-ჯერ მაინც აღემატებოდეს $^{238}_{92}\text{U}$ -ის მიერ ნეიტრონების ჩაჭერის ალბათობას, რასაც ჩვეულებრივ არა აქვს ადგილი.

აღმოჩნდა, რომ $^{235}_{92}\text{U}$ -ის მიერ ნეიტრონის ჩაჭერის ალბათობა უფრო მეტჯერადაც (200-ჯერ!) შეიძლება აღემატებოდეს $^{238}_{92}\text{U}$ -ის მიერ ნეიტრონების ჩაჭერის ალბათობას, თუ ნეიტრონების სიჩქარეს შევანელებთ სითბური ნეიტრონების (0,025 ევ) სიჩქარემდე. ბუნებრივ ურანში ამის მიღწევა შეუძლებელია, ვინაიდან, ნეიტრონი, ურანის ბირთვთან არადრეკადი შეჯახების თითოეული აქტის დროს,

მასების დიდი განსხვავების გამო, უმნიშვნელოდ კარგავს ენერგიას. ამიტომ მისი ენერგია თანდათან მცირდება. იგი აუცილებლად გაივლის რეზონანსის „საშიშ ზონაში“ (≈ 7 ევ) და შთაინთქმება $^{238}_{92}\text{U}$ -ის ბირთვის მიერ მანამ, სანამ მისი სიჩქარე გახდება სითბური ნეიტრონების სიჩქარის ტოლი.

ამრიგად, ბუნებრივ ურანში ჯაჭვური რეაქციის განხორციელებისათვის საჭიროა $^{238}_{92}\text{U}$ -ის მიერ ნეიტრონების რეზონანსული შთანთქმის აღბათობის შემცირება და მათი შენელება სითბურ სიჩქარემდე. ამისათვის აქტიურ ზონაში შეაქვთ მსუბუქი ატომებისაგან შედგენილი ნივთიერება, რომელიც ასრულებს შემნელებლის როლს. როცა ნეიტრონების ეჭახებიან შემნელებლის ატომბირთვებს, ისინი შეჭახების ყოველი აქტის დროს კარგავენ ენერგიის დიდ რაოდენობას, რაც ხელს უწყობს მათ ისე გარბინონ რეზონანსის „საშიშ ზონა“, რომ არ შთაინთქან. როგორც 116-ე პარაგრაფში აღვნიშნეთ, შემნელებლად გამოიყენება წყალი (განსაკუთრებულად ეფექტურად – მძიმე წყალი), გრაფიტი, ბერილიუმი და სხვ.

პირველ ბირთვულ რეაქტორში, რომელიც აგებულ იქნა 1942 წელს ჩიკაგოში ფერმის ხელმძღვანელობით, შემნელებლად გამოყენებული იყო გრაფიტი. ბუნებრივი ურანის ღეროები (ბლოკები) ჩაწყობილი იყო გრაფიტში გარკვეული პერიოდულობით გაკეთებულ ხვრელებში. ურანის ბლოკებს შორის მანძილი ისე იყო შერჩეული, რომ ერთი ბლოკიდან გამოსული მეორადი ნეიტრონები მეორეში მოხვედრამდე იმდენად შენელებულიყვნენ, რომ გასცდენოდნენ რეზონანსული ენერგიის არეს. ამის შედეგად $^{238}_{92}\text{U}$ იზოტოპის ბირთვების მიერ ნეიტრონების რადიაციული ჩაჭერის აღბათობა მკვეთრად მცირდებოდა და შესაძლებელი ხდებოდა ჯაჭვური რეაქციის მიმდინარეობა.

ბუნებრივ ურანზე მომუშავე რეაქტორში შემნელებლად გრაფიტის გარდა გამოიყენება მძიმე წყალი. ჩვეულებრივი წყლის შემნელებლად გამოყენება მოითხოვს ურანის ნარევის $^{235}_{92}\text{U}$ იზოტოპით გამდიდრებას. დადგენილია, რომ უმნიშვნელო გამდიდრების დროსაც კი ($\approx 1\%$ -მდე $0,7\%$ -ის ნაცვლად) შესაძლებელი ხდება ჯაჭვური რეაქციის განხორციელება.

გაყოფის ჯაჭვური რეაქცია შეიძლება განხორციელდეს ჩქარი ნეიტრონებითაც, თუ ბირთვულ საწვავად გამოვიყენებთ ურანის არა ბუნებრივ, არამედ გამდიდრებულ ნარევს, რომელიც შეიცავს $^{235}_{92}\text{U}$ იზოტოპის არანაკლებ 15% -ს. ჩქარ ნეიტრონებზე მომუშავე რეაქტორები არ შეიცავენ შემნელებელს – აქტიურ ზონას წარმოადგენს გამდიდრებული ურანის ნარევის შენადნი მძიმე ლითონებთან (ტყვია, ბისმუტი), რომლებიც მცირედ შთანთქავენ ნეიტრონებს. ასეთ რეაქტორებში ჩქარი ნეიტრონების სიცოცხლის ხანგრძლივობა დაახლოებით 10^{-7} წმ-ია. მაგრამ დაგ-

ვიანებული ნეიტრონების არსებობა მკვეთრად ამცირებს ნეიტრონების τ სიცოცხლის საშუალო ხანგრძლივობას, რის გამოც რეაქტორის მართვა არ იწვევს სპეციალურ სიძნელეებს. აქ მართვა ხდება არა მშთანთქმელი ღეროების საშუალებით, რომლებიც ნაკლებეფექტურია, ვინაიდან მათ მიერ ჩქარი ნეიტრონების მშთანთქმის ალბათობა ბევრად ნაკლებია, ვიდრე ნელი ნეიტრონების, არამედ ამრეკლი გარსის გადაადგილებით ან გაყოფადი ნივთიერების მასის ცვლილებით.

ჩქარ ნეიტრონებზე მომუშავე რეაქტორების უპირატესობა ისაა, რომ მუშაობის პროცესში (ენერგიის გამოყოფის გარდა) $^{238}_{92}\text{U}$ იზოტოპის ბირთვის მიერ ნეიტრონების რადიაციული ჩაჭერისა და ორი თანმიმდევრული β -დაშლის პროცესების შედეგად წარმოიქმნება პლუტონიუმის მნიშვნელოვანი რაოდენობა, რომელიც შეიძლება გამოყენებულ იქნეს ბირთვულ საწვავად*.

$^{239}_{94}\text{Pu}$ -ის მიღებამ და აგრეთვე ბუნებრივი ურანიდან $^{235}_{92}\text{U}$ იზოტოპის გამოყოფის პრობლემის გადაწყვეტამ, შესაძლებელი გახდა აფეთქების ტიპის ჯაჭვური რეაქციის განხორციელება, ე.ი. ატომური ბომბის დამზადება**.

რეაქტორებს, რომლებშიც ხდება ბირთვული საწვავის კვლავწარმოება, გამამრავლებელ ანუ ბრიდერულ რეაქტორებს უწოდებენ. ბრიდერულ რეაქტორებში საწვავ ნედლეულად $^{238}_{92}\text{U}$ -ის გარდა იყენებენ თორიუმის $^{236}_{90}\text{Th}$ იზოტოპსაც (რეაქცია 118.4).

თანამედროვე ბრიდერული რეაქტორის კვლავწარმოების კოეფიციენტი 1,5-ის ტოლია. ეს ნიშნავს, რომ ურანის გამდიდრებულ ნარევიში ყოველი 1 კგ $^{235}_{92}\text{U}$ იზოტოპიდან მიიღება 1,5 კგ $^{239}_{94}\text{Pu}$ -ის იზოტოპი ($^{235}_{92}\text{U}$ იზოტოპის ბირთვის გამოყოფისას საშუალოდ გამოსხივებული 2,5 ნეიტრონიდან ერთი ხმარდება ჯაჭვური რეაქციის უზრუნველყოფას, 1,5 კი წარმოშობს იმდენივე $^{239}_{94}\text{Pu}$ იზოტოპის ბირთვს).

პლუტონიუმის მიღება ხდება სითბურ რეაქტორებშიც, მაგრამ გაცილებით ნაკლები რაოდენობით. აქ კვლავწარმოების კოეფიციენტი 0,7-ს არ აღემატება.

* უნდა აღინიშნოს, რომ ურანიდან პლუტონიუმის გამოყოფა ბევრად უფრო ადვილია, ვიდრე $^{235}_{92}\text{U}$ იზოტოპისა, რაც განპირობებულია მოცემული ელემენტის იზოტოპების ქიმიურ განურჩევლობით – ნაცვლად უაღრესად რთული ფიზიკური მეთოდებისა, რომლებიც გამოიყენება ბუნებრივი ურანიდან $^{235}_{92}\text{U}$ იზოტოპის გამოსაცალკევებლად, პლუტონიუმის გამოყოფა ხდება ქიმიური მეთოდებით.

** ატომურ ბომბში ბირთვულ საწვავად გამოყენებულია სუფთა $^{235}_{92}\text{U}$, $^{233}_{92}\text{U}$ ან $^{239}_{94}\text{Pu}$. ბომბის მუხტი შედგება ასეთი იზოტოპების ორი ან მეტი ნაწილისაგან, რომელთაგან თოთოეულის მასა კრიტიკულზე ნაკლებია. ატმოსფეროში ყოველთვის არის ნეიტრონების გარკვეული რაოდენობა, რომლებიც წარმოიქმნება კოსმოსური სხივების მოქმედებით. ამიტომ საკამარისია ბირთვული საწვავის ნაწილების ერთ ნაჭრად შეერთება, რომლის მასა კრიტიკულზე მეტი იქნება, რომ წარიმართოს აფეთქების ტიპის ჯაჭვური რეაქცია. ბირთვული საწვავის ნაწილების ერთ ნაჭრად შეერთება ხდება ჩვეულებრივ ფეთქებადი ნივთიერების გამოყენებით.

გარდა ენერგეტიკული და კვლავწარმოებადი რეაქტორებისა არსებობს საკვლევი რეაქტორებიც. მათი სიმძლავრე მეტისმეტად მცირეა. ისინი გამოიყენება ბირთვულ და ნეიტრონულ ფიზიკაში კვლევისა და მასალების გამოცდისათვის.

დასასრულ, შევნიშნოთ, რომ რეაქტორში მიმდინარე პროცესების თანამდგენი პროდუქტებია სხვადასხვა ელემენტების რადიოაქტიური იზოტოპები, რომლებიც ფართოდ გამოიყენება მედიცინაში, სოფლის მეურნეობაში, მეცნიერებასა და ტექნიკაში.

§120. ატომბირთვების სინთეზის რეაქცია

116-ე პარაგრაფში აღნიშნული იყო, რომ ბირთვული რეაქცია ეგზოთერმულია, ე.ი. მიმდინარეობს ენერგიის გამოყოფით, არა მარტო მძიმე ბირთვების გაყოფისას, არამედ მსუბუქი ბირთვების შეერთების (სინთეზის) დროსაც. მსუბუქი ბირთვების სინთეზი შესაძლებელია მხოლოდ ძალიან მაღალ ტემპერატურაზე, ამიტომ მსუბუქი ბირთვების შეერთების რეაქციას **თერმობირთვული რეაქცია** ეწოდება.

მართლაც, შევაფასოთ, მაგალითად, დეიტერიუმის (${}^2_1H$) ბირთვების შეერთებისათვის საჭირო ტემპერატურა. ბირთვები რომ შეერთდნენ, ისინი უნდა დაუახლოვდნენ ერთმანეთს $2 \cdot 10^{-15}$ მ მანძილზე, როცა მოქმედებას იწყებენ ბირთვული ძალები. ამისათვის საჭიროა, რომ ბირთვების სითბური მოძრაობის კინეტიკური ენერგია $\left(\frac{3}{2}kT\right)$ ტოლი იყოს მათი კულონური განზიდვის პოტენციური

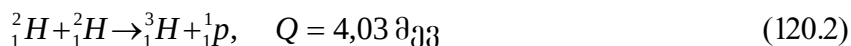
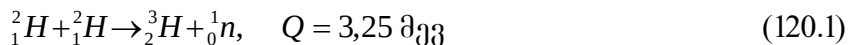
ენერგიისა. განზიდვის პოტენციური ენერგია $u = k \frac{e^2}{r} \approx 1,15 \cdot 10^{-13} \text{ ჯ} = 0,7 \text{ მეეV}$. ვინაიდან თითოეული ბირთვის წილად მოდის ამ ენერგიის ნახევარი, ამიტომ შეერთების რეაქციისათვის საჭირო ტემპერატურა

$$T = \frac{1,15 \cdot 10^{-13}}{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ ჯ/K}} \approx 2 \cdot 10^9 \text{ K}.$$

მაგრამ აღმოჩნდა, რომ მსუბუქი ბირთვების სინთეზი შეიძლება მიმდინარეობდეს მნიშვნელოვნად ნაკლები (10^7 K რიგის) ტემპერატურის დროსაც. ამის მიზეზი ორია: 1. უკვე 10000 K -ზე ყველა ნივთიერება იმყოფება პლაზმის მდგომარეობაში*, რომლის ნაწილაკები ემორჩილებიან სიჩქარეთა განაწილების მაქსველის კანონს. ამიტომ ბირთვების გარკვეული რაოდენობის ენერგია მეტია საშუალოზე. 2. გვირაბული ეფექტი.

* ზემოაღნიშნულ ტემპერატურაზე პლაზმა წარმოადგენს „შიშველი“ ბირთვებისა და ელექტრონების ერთობლიობას.

დედამიწის პირობებში ყველაზე უფრო ხელსაყრელია შემდეგი თერმობირთვული რეაქციების განხორციელება:

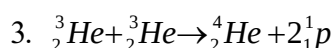
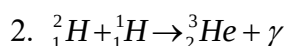
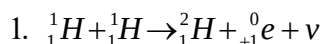


როგორც ვხედავთ, თერმობირთვული რეაქციებისათვის დამახასიათებელია ერთ ნუკლონზე მოსული დიდი ენერგოგამოყოფა, რომელიც რიგ შემთხვევებში მნიშვნელოვნად აღემატება ენერგოგამოყოფას მძიმე ბირთვების გაყოფის პროცესში. მაგალითად, (120.3) რეაქციის დროს ერთ ნუკლონზე მოსული ენერგოგამოყოფა $q = \frac{17,5}{5} \approx 3,5$ მევ, მაშინ როდესაც ურანის ბირთვის გაყოფისას იგი მხოლოდ 0,85 მევ-ია $\left(q = \frac{200}{235} \approx 0,85 \text{ მევ} \right)$.

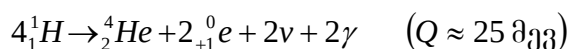
მზისა და ვარსკვლავების ზემაღალი ტემპერატურები, აგრეთვე მათზე წყალბადისა და ჰელიუმის დიდი რაოდენობით არსებობა გვაფიქრებინებს, რომ ამ სხეულების გამოსხივების ენერგიის ძირითადი წყარო სწორედ თერმობირთვული რეაქციებია.

არსებობს მოსაზრება, რომ მზესა და ვარსკვლავებში წყალბადის ბირთვების შეერთება ჰელიუმის ბირთვად ძირითადად ხდება შემდეგი ორი ციკლის განხორციელების შედეგად:

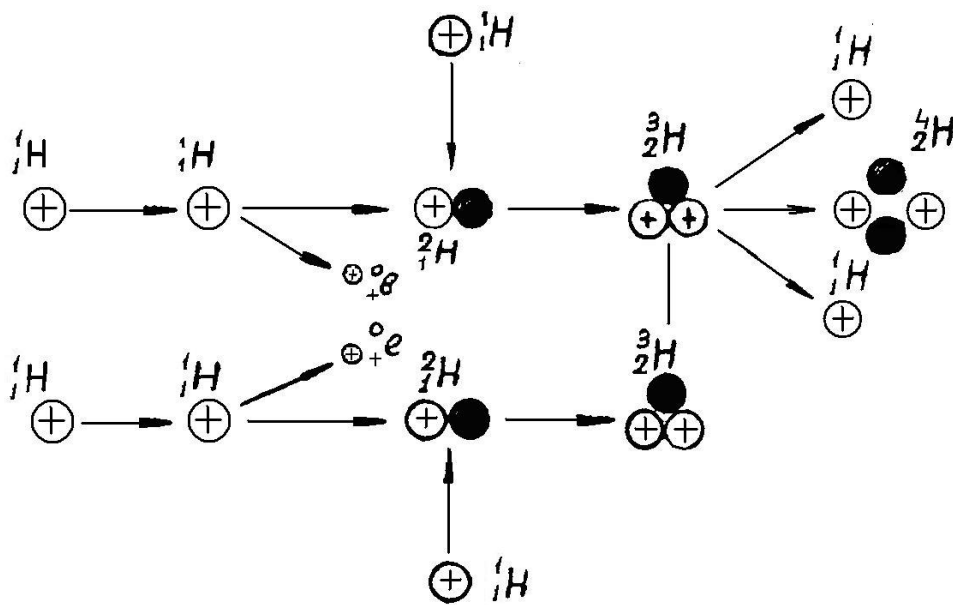
I. პროტონულ-პროტონული ანუ წყალბადის ციკლი



რეაქციათა ამ ციკლში საჭიროა 1 და 2 ეტაპების ორ-ორჯერ განხორციელება, რათა მიღებულ იქნას მესამე ეტაპისათვის საჭირო ${}^3_2He$ -ის ორი ბირთვი (სურ. 120.1) ყველა ამ რეაქციების შედეგად წყალბადის ოთხი ბირთვისათვის (პროტონისაგან) მიიღება (წარმოიქმნება) ერთი ჰელიუმის ბირთვი, ორი პოზიტრონი, ორი ნეიტრინო და ორი γ -კვანტი. ამიტომ ციკლის ჯამური შედეგი შეიძლება შემდეგნაირად გამოისახოს:



* (120.3) რეაქციის განხორციელების სირთულე ისაა, რომ ტრიტიუმი ბუნებაში არ მოიპოვება, მისი მიღება ხდება ხელოვნურად.



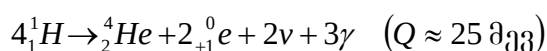
სურ.120.1

წყალბადის ციკლი დამახასიათებელია $\approx 10^7 K$ ტემპერატურისათვის. ვარაუდობენ, რომ მზის ენერგიის უდიდესი ნაწილი ამ ციკლის შედეგად გამოიყოფა.

II. ნახშირბად-აზოტის ან ნახშირბადის ციკლი (ბეტეს ციკლი)

1. $^{12}_6C + ^1_1H \rightarrow ^{13}_7N + \gamma$
2. $^{13}_7N \rightarrow ^{13}_6C + ^0_{+1}e + \nu$
3. $^{13}_6C + ^1_1H \rightarrow ^{14}_7N + \gamma$
4. $^{14}_7N + ^1_1H \rightarrow ^{15}_8O + \gamma$
5. $^{15}_8O \rightarrow ^{15}_7N + ^0_{+1}e + \nu$
6. $^{15}_7N + ^1_1H \rightarrow ^{12}_6C + ^4_2He$

როგორც ვხედავთ, ციკლის ბოლოს ნახშირბადი კვლავ რჩება თავისუფალი. იგი თამაშობს კატალიზატორის როლს, უზრუნველყოფს რა საბოლოო ჯამში ოთხი პროტონის გაერთიანებას, რის შედეგადაც მიიღება ჰელიუმის ბირთვი, ორი პოზიტრონი, ორი ნეიტრინო და სამი γ -კვანტი. ე.ი. ციკლის ჯამური შედეგი შემდეგნაირად ჩაიწერება:

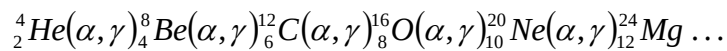


ნახშირბადის ციკლი დამახასიათებელია შედარებით უფრო მაღალი ($\approx 2 \cdot 10^7 K$) ტემპერატურისათვის. მისი მიმდინარეობის ალბათობა დიდია მზის ცენტრში და მზეზე უფრო „ცხელ“ ვარსკვლავებში.

ლაბორატორიული გამოკვლევებით დადგინდა, რომ პირველი ციკლის ხანგრძლივობა დაახლოებით 15 მილიარდამდე წელია, ხოლო მეორე ციკლის ხანგრ-

რძლივობა შეადგენს რამოდენიმე ათეულ მილიონ წელს. ციკლების ასეთი ხანგრძლივობით აიხსნება ის, რომ მზე არ „ფეთქდება“. მეორეს მხრივ ციკლებში ბირთვების დიდი რაოდენობით მონაწილეობა უზრუნველყოფს მზის მიერ ენერგიის უწყვეტად გამოსხივებას.

თერმობირთვული რეაქციები გადამწყვეტ როლს ასრულებს სამყაროს ევოლუციაში. თანამედროვე წარმოდგენებით, განვითარების ადრეულ სტადიაში ვარსკვლავები ძირითადად წყალბადისაგან შედგებოდა. ზემოთაღნიშნული თერმობირთვული რეაქციების შედეგად ხდებოდა წყალბადის ბირთვების შეერთება ჰელიუმის ბირთვებად. ჰელიუმის ბირთვების დაგროვებასთან ერთად იზრდება უფრო მძიმე ბირთვების სინთეზის ალბათობა. ერთიმეორის მიყოლებით მიმდინარეობს თერმობირთვული რეაქციები:



ასეთი პროცესები მიმდინარეობს მზეზეც, რაც კერძოდ დასტურდება იქ ტეხნეციუმის (${}^{93}\text{Tc}$) არსებობით, რომელიც აღმოჩენილი იქნა სპექტრული ანალიზით. ვინაიდან ტეხნეციუმს სტაბილური იზოტოპი არ გააჩნია, მისი არსებობა მზეზე შეიძლება აიხსნას მხოლოდ განუწყვეტელი განახლებით.

მიუხედავად იმისა, რომ მზეზე და ვარსკვლავებზე მილიარდობით წლების განმავლობაში მიმდინარეობს წყალბადის „დაწვა“, ეს ელემენტი დღესაც რჩება ამ სხეულების ძირითად შემადგენელ ნაწილად და მაშასადამე, მათი ენერგიის ძირითად წყაროს წარმოადგენს წყალბადისა და ნახშირბადის ციკლები.

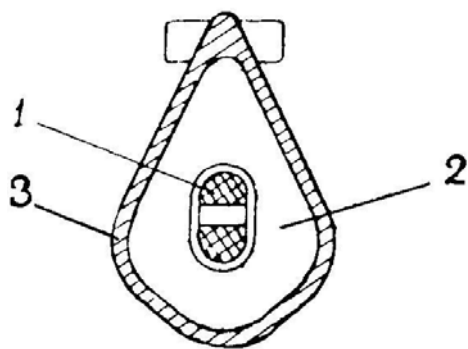
როგორია წყალბადის მარაგი მზეზე? მზის სპექტრის შესწავლა გვიჩვენებს, რომ იგი ძირითადად შედგება წყალბადისაგან ($\approx 80\%$) და ჰელიუმისაგან ($\approx 20\%$). ნახშირბადი, აზოტი, ჟანგბადი და სხვა ელემენტები შეადგენს მზის მასის ერთ პროცენტზე ნაკლებს. წყალბადისა და ნახშირბადის ციკლების დროს გამოყოფილი ენერგია $\Delta E = \Delta m \cdot c^2$ (სადაც Δm არის მასის დეფექტი ანუ განსხვავება ოთხი პროტონის მასასა და α -ნაწილაკისა და ორი პოზიტრონის მასას შორის) შეადგენს დაახლოებით 25 მევ-ს ანუ დაახლოებით 650 მილიარდ ჯოულს ერთ გრამ წყალბადზე*. თუ გავითვალისწინებთ, რომ მზის მასა ტოლია დაახლოებით $2 \cdot 10^{30}$ კგ-ის, ხოლო მის მიერ გამოსხივებული ენერგია $3,8 \cdot 10^{26}$ ჯ/წმ-ის, ძნელი არაა გამოთვლა, რომ ≈ 100 წლის განმავლობაში წყალბადის დანახარჯი შეადგენს მზის მასის მხოლოდ ერთ მემილიარდე ნაწილს! ასე რომ წყალბადი მრავალი მილიარდი წლის განმავლობაში კვლავ დარჩება ძირითად „ბირთვულ საწვავად“ მზეზე.

* შედარებისათვის გავიხსენოთ, რომ ერთ გრამ ურანში შემავალი ყველა ბირთვის გახლეჩისას გამოიყოფა „მხოლოდ“ 80 მილიარდი ჯოული ენერგია.

ისმის კითხვა: რამ განაპირობა თავდაპირველად მზეზე და ვარსკვლავებზე თერმობირთვული რეაქციებისათვის საჭირო ტემპერატურების წარმოქმნა? არსებობს მოსაზრება, რომ ამ სხეულების თავდაპირველი გახურება მოხდა ვარსკვლავიერი ნივთიერების შეკუმშვის შედეგად გრავიტაციული ძალების მოქმედებით, რომლის დროსაც მიზიდვის პოტენციური ენერგია გარდაიქმნა შინაგან ენერგიად.

§121. მართვადი თერმობირთვული რეაქციების პრობლემა

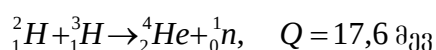
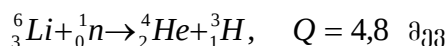
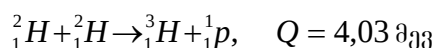
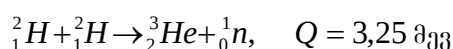
როგორც წინა პარაგრაფში მოყვანილი ციფრებიდან ჩანს, თერმობირთვული რეაქციები იძლევა ენერგიის უფრო მეტ გამოსავალს „საწვავის“ მასის ერთეულზე, ვიდრე ნებისმიერი სხვა გარდაქმნები, მათ შორის მძიმე ბირთვების გაყოფა. საკმარისია აღინიშნოს, რომ 1 ლიტრ ჩვეულებრივ წყალში არსებული დეიტერიუმის რაოდენობა (რომელიც წყალბადის საერთო რაოდენობის მხოლოდ 0,015%-ს შეადგენს) ენერგეტიკულად ეკვივალენტურია დაახლოებით 350 ლიტრი ბენზინისა. თუ გავითვალისწინებთ წყლის საერთო რაოდენობას ჩვენს პლანეტაზე, გასაგები გახდება ის დიდი ინტერესი, რასაც მეცნიერები იჩენენ ხელოვნური თერმობირთვული რეაქციის განხორციელებისათვის – იგი კაცობრიობას მისცემდა ენერგიის პრაქტიკულად ამოუწურავ წყაროს.



სურ. 121.1

ჯერჯერობით მოხერხდა მხოლოდ არამართვადი ხელოვნური თერმობირთვული რეაქციის განხორციელება წყალბადის ბომბის აფეთქების სახით (1953 წ., სსრკ, მოგვიანებით აშშ). თვითხელშემწყობი თერმობირთვული რეაქციისათვის საჭირო ტემპერატურა მიიღება ატომური ბომბის აფეთქების შედეგად.

წყალბადის ბომბის შესაძლო კონსტრუქცია სქემატურად გამოსახულია სურ. 121.1-ზე, აქ 1 – ატომური ბომბია, 2 – თერმობირთვული საწვავი, 3 – გარსი, რომელიც ეწინააღმდეგება ბირთვული საწვავის გაფანტვას. ბირთვულ საწვავად გამოყენებულია დეიტერიუმის და ლითიუმის ${}^6_3\text{Li}$ იზოტოპი. ატომური ბომბის აფეთქების შედეგად სისტემაში მიმდინარეობს შემდეგი რეაქციები:



ატომური ბომბის აფეთქებისას მიღებული მაღალი ტემპერატურის შენარჩუნება ხდება წამის რამოდენიმე მემილიონედ ნაწილში, ამიტომ ბირთვული საწვავის (საწყისი ნივთიერებების) სიმკვრივე უნდა იყოს რაც შეიძლება დიდი. ამის განხორციელება შეიძლება ლითიუმისა და დეიტერიუმის მყარი შენაერთის (LiD) გამოყენებით.

წყალბადის ბომბის სიმძლავრე რამოდენიმე ასეულჯერ აღემატება ატომური ბომბის სიმძლავრეს. საქმე იმაშია, რომ ატომურ ბომბში „ფეთქებადი“ მასალის ($^{235}_{92}U$, $^{233}_{92}U$ ან $^{239}_{94}Pu$) რაოდენობა შეზღუდულია, ვინაიდან მისი ცალკეული ნაწილების მასა კრიტიკულზე ნაკლები უნდა იყოს. წყალბადის ბომბში კი „ფეთქებადი“ მასალის რაოდენობა შეზღუდული არ არის, ვინაიდან დეიტერიუმი, ლითიუმი, მათი ნარევი და ა.შ. თავისთავად არასდროს არ ფეთქდება.

წყალბადის ბომბში ენერგიის გამოყოფის სიჩქარე ძალიან დიდია – დაახლოებით 10^{17} ჯოული 10^{-5} წმ-ში, ანუ 10^{22} ვტ. შედარებისათვის აღვნიშნოთ, რომ დღეისათვის არსებული ყველაზე მძლავრი ელექტროსადგურის სიმძლავრე არ აღემატება 10^{10} ვატს. იმისათვის, რომ თერმობირთვული რეაქციები გამოვიყენოთ პრაქტიკული მიზნებისათვის როგორც ენერგიის წყარო, საჭიროა შეგვეძლოს ამ რეაქციების მართვა, რათა მნიშვნელოვნად შემცირდეს ენერგიის გამოყოფის სიჩქარე.

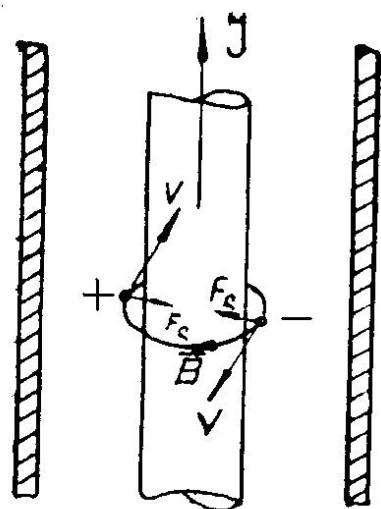
მართვადი თერმობირთვული რეაქციის განხორციელება დაკავშირებულია უდიდეს, დღემდე გადაუღაზავ სიძნელეებთან. ეს სიძნელეები დაკავშირებულია არა მარტო ზემაღალი (10^8K რიგის) ტემპერატურის მიღებასთან (აფეთქების გარეშე), არამედ, უმთავრესად, მაღალტემპერატურული პლაზმის თერმოიზოლაციასთან. საქმე იმაშია, რომ მაღალტემპერატურული პლაზმის ჭურჭლის კედლებთან შეხება, ჯერ ერთი, გამოიწვევს სითბოს რაოდენობის ინტენსიურ გაცემას და პლაზმის გაცივებას (თვითხელშემწყობი თერმობირთვული რეაქციის მიმდინარეობისათვის საჭიროა, რომ ენერგიის გამოყოფის სიჩქარე სისტემაში, სადაც მიმდინარეობს თერმობირთვული რეაქციები, არ იყოს ნაკლები ამ სისტემიდან ენერგიის არინების სიჩქარეზე). მეორეც, ასეთ ტემპერატურაზე ნებისმიერი მასალისაგან დამზადებული ჭურჭლის კედელი დაუყოვნებლივ აორთქლდება. ამრიგად, აუცილებელია პლაზმის შეკავება მოცემულ მოცულობაში, რათა არ მოხდეს მისი გაფართოება და ჭურჭლის კედლებთან კონტაქტი.

ჭურჭლის კედლებთან პლაზმის კონტაქტის აცილების მეთოდი წამოაყენეს საბჭოთა ფიზიკოსებმა ა.სახაროვმა და ი.ტამმა (1950 წ.). მეთოდის არსი მდგომარეობს მაგნიტური ველის გამოყენებაში პლაზმის გარკვეულ მოცულობაში შესაკავებლად.

თუ პლაზმაში, რომელსაც სვეტის ფორმა აქვს, გავატარებთ მისი ღერძის გასწვრივ მძლავრ ელექტრულ დენს*, იგი ერთის მხრივ, პლაზმის დიდი წინააღობის

* დენის სიდიდე მილიონობით ამკურია. მისი მიღება ხდება კონდენსატორების მძლავრი ბატარეის განმუხტვით.

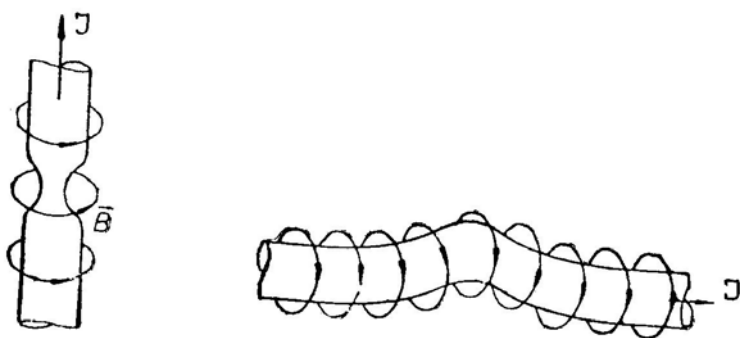
გამო, გამოიწვევს მის გახურებას მაღალ ტემპერატურამდე.* მეორე მხრივ, მისი მაგნიტური ველი (რომელიც წრფივი დენიანი გამტარის მაგნიტური ველის მსგავსია) გამოიწვევს პლაზმის შეკუმშვას, მოწვევს



სურ. 121.2

რა პლაზმურ სვეტს ჭურჭლის კედლებს.** მართლაც, როგორც სურ. 121.2-დან ჩანს, სვეტის ღერძის გასწვრივ მოძრავ ნებისმიერ მუხტზე მოქმედებს ღერძისაკენ მიმართული F_c ლორენცის ძალა. ამის შედეგად პლაზმური სვეტი, რომელსაც ჭურჭლის მთელი მოცულობა ეკავა გადაიქცევა პლაზმურ ზონრად, რომელსაც ჭურჭლის ცენტრალური ნაწილი უკავია. ცხადია, რომ პლაზმის შეკუმშვა გაგრძელდება მანამ, სანამ ელექტროდინამიკური ძალებით გამოწვეული წნევა არ გაწონასწორდება შეკუმშული „პლაზმური აირის“ წნევით.

მაგრამ, სამწუხაროდ, პლაზმის შეკავება ზონრის მდგომარეობაში დიდხანს არ გრძელდება. რამოდენიმე მიკროწამის შემდეგ პლაზმური ზონარი იწყებს დეფორმირებას და მისი გეომეტრიული ფორმა იცვლება: ჩნდება ყელი, იღუნება (სურ. 121.3,ა,ბ) და სხვ. პირველ შემთხვევაში (იმის გამო, რომ შევიწროვებულ ნაწილში მაგნიტური ველის ინდუქცია და, მაშასადამე, ელექტროდინამიკური ძა-



ა

ბ

სურ. 121.3

ლებით გამოწვეული წნევა იზრდება) ზონარი წყდება, მეორე შემთხვევაში ეხება ჭურჭლის კედელს და ცივდება. პლაზმური ზონრის ეს არამდგრადობა არის ერთერთი ძირითადი მიზეზი იმისა, რომ არ ხერხდება მართვადი თერმობირთვული რეაქციის განხორციელება.

გამოკვლევებით დადგინდა, რომ თერმობირთვული რეაქციის განხორციელებისათვის საჭიროა შესრულდეს ლოუსონის პირობა, რომელსაც ითხოვს T ტემპერატურისა და $n \cdot \tau$ ნამრავლის (სადაც n ნივთიერების კონცენტრაციაა პლაზმაში, ხოლო τ – პლაზმის შეკავების დრო) გარკვეულ მინიმალურ მნიშვნელობებს.

ტრიტიუმ-დეუთერიუმის ნარევისათვის ეს პირობები შემდეგია:

* საწყის სტადიაში დენი იწვევს აირის ინტენსიურ იონიზაციას და პლაზმის წარმოქმნას.

** პლაზმის სვეტის შეკუმშვას მაგნიტური ველის საშუალებით ეწოდება პინჩფექტი. წარმოსდგება ინგლისური სიტყვიდან „პინჩ“, რაც კუმშვას ნიშნავს.

$$n \cdot \tau \geq 10^{20} \frac{\text{წმ}}{\text{გ}^3}, \quad T > 10^8 \text{ K}.$$

სუფთა დეიტერიუმისათვის ეს პირობები რამდენადმე „მკაცრია“:

$$n \cdot \tau > 10^{22} \frac{\text{წმ}}{\text{გ}^3}, \quad T > 10^9 \text{ K}.$$

დღეისათვის მიღწეული პარამეტრები მართალია, საგრძნობლად არ ჩამორჩება ლოუსონის პირობის მოთხოვნებს, მაგრამ მათი შემდგომი გაუმჯობესება სულ უფრო და უფრო მეტ სიძნელეებს აწვევდა. პლაზმის შეკავების დროზე ჩვენ ზემოთ ვილაპარაკეთ. $n \cdot \tau$ ნამრავლის გაზრდა პლაზმის n კონცენტრაციის გაზრდის ხარჯზე კი მოითხოვს პლაზმის შესაკავებლად დღეისათვის არ არსებული სიდიდის მაგნიტურ ველს.

წრფივი პლაზმური ზონრის შემთხვევაში გარდუვალია მისი ტორსების კონტაქტი ჭურჭლის კედლებთან. ამის თავიდან ასაცილებლად ჭურჭელს აძლევენ ტოროიდის ფორმას. პლაზმური ზონრის შეკავების დროის გასაზრდელად ტოროიდში ქმნიან მისი ღერძის თანხვედრილ (ე.ი. დენის პარალელურ) მაგნიტურ ველს. ეს ველი, ეწინააღმდეგება – რა პლაზმური ზონრის განივ მოძრაობებს, იწვევს მის გარკვეულ სტაბილიზაციას. ამ პრინციპით შექმნილ დანადგარს ტოკომაკი ეწოდება (ტოროიდული კამერა მასტაბილიზებელი მაგნიტური ველით).

მართვადი თერმობირთვული რეაქციის განხორციელების ზემოთაღნიშნული გზა ერთადერთი არ არის. მეორე შესაძლო გზა არის კონდენსირებული ბირთვული საწვავის სწრაფი გახურება მცირე დროის ($\sim 10^{-9}$ წმ) განმავლობაში. პრინციპში, ზეგახურების ასეთი იმპულსური რეჟიმი შესაძლებელია განხორციელდეს მეტად მძლავრი ლაზერის საშუალებით. ლაზერის სხივის შესანიშნავი თვისება – კოლოსალური ენერგიის კონცენტრირება მცირე მოცულობაში – საშუალებას იძლევა მცირე ზომის კონდენსირებული თერმობირთვული საწვავის გახურებისა ბირთვების სინთეზისათვის საჭირო ტემპერატურამდე (მეტი ეფექტისათვის გახურება უნდა მოხდეს ყოველი მხრიდან, ე.ი. არაერთი ლაზერია საჭირო). ამ დროს მოხდება აფეთქება, მაგრამ საწვავის სიმცირის გამო აფეთქება არ იქნება ძლიერი და შესაძლებელი იქნება მისი ენერგიის გამოყენება მშვიდობიანი მიზნებისათვის.

100 მილიონ კელვინამდე გახურებული მკერფივი პლაზმის წნევა იმდენად დიდია, რომ იგი სწრაფად იფანტება. სწრაფად, მაგრამ არა მყისიერად. პლაზმის მყისიერ გაფანტვას ხელს უშლის ინერციის ძალები. ამ ძალების დასაძლევად წამის მემილიონედი ნაწილებია საჭირო. ამ დროის განმავლობაში პლაზმაში მოესწრება კოლოსალური ენერგიის გამოყოფა. პლაზმის „დაკავების“ ამ ხერხს, როცა სინამდვილეში მას არაფერი არ აკავებს, ეწოდება ინერციული.

მყარი წყალბადისათვის $n \approx 4 \cdot 10^{28} \text{ მ}^{-3}$. მაშასადამე, ლოუსონის $n \cdot \tau \approx 10^{20} \text{ წმ/მ}^3$ პირობის შესრულებისათვის საჭიროა, რომ შეკავების დრო τ ტოლი იყოს $2,5 \cdot 10^{-9}$ წმ-ის. გამოთვლები გვიჩვენებს, რომ ამისათვის ტრიტიუმ-დეიტერიუმის მყარი საწვავის რადიუსი არ უნდა აღემატებოდეს 2,5მმ-ს.

მართვადი თერმობირთვული რეაქციის განხორციელების ეს გზაც დიდ სიძნელეებთან არის დაკავშირებული, როგორებიცაა არსებული ლაზერების მეტად დაბალი მარგი ქმედების კოეფიციენტი (რის გამოც მათი ელექტრული კვება აღემატება კიდევ ყველაზე დიდი ტოკომაკის კვებას), ლაზერების მომართვა (აწყობა) და მათი ოპტიკური სისტემის იუსტირება და სხვ.

ელემენტარული ნაწილაკები

§122. ელემენტარული ნაწილაკების შესახებ მოძღვრების განვითარება

ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკა, რომელიც შეისწავლის ამ ნაწილაკებს ბუნებას, თვისებებსა და ურთიერთგარდაქმნებს, თანამედროვე ფიზიკის უმნიშვნელოვანესი დარგია*. მაგრამ ზოგადი ფიზიკის კურსის ფარგლებში შესაძლებელია მხოლოდ წინასწარი წარმოდგენების მოცემა ელემენტარულ ნაწილაკებზე. ამიტომ, ჩვენს კურსში მოცემული მასალა ელემენტარული ნაწილაკების შესახებ არის ადწერითი – ინფორმაციული ხასიათის და როგორც წესი, არ ეხება შესასწავლი კანონზომიერებების თეორიულ საფუძვლებს.

თავიდანვე შევნიშნოთ, რომ ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკაში შემოაქვთ ეგზოტიკური დასახელების მთელი რიგი ტერმინები, როგორებიცაა უცნაურობა, მოჯადოება, სილამაზე (ან მშვენიერება), არომატი, ფერი და სხვ. ამ ტერმინებს არაფერი აქვთ საერთო იმასთან, რა აზრითაც ისინი იხმარება ყოველდღიურ ცხოვრებაში. ესენია რაღაც კვანტური რიცხვები, შემოტანილი ნაწილაკების თვისებების ასაწერად. ცხადია, ამ ტერმინების ნაცვლად შეიძლებოდა №1, №2 და ა.შ. კვანტური რიცხვების შემოტანა, რაც ძნელად აღსაქმელი და საშინლად მოსაწყენი იქნებოდა.

რა არის ელემენტარული ნაწილაკი?

ელემენტარული ნაწილაკები პირველადი, შემდგომ განუყოფადი ნაწილაკებია, რომელთაგანაც აგებულია მატერია. მეცნიერების განვითარებასთან ერთად ჩვენი წარმოდგენა ნაწილაკების ელემენტარულობის შესახებ იცვლებოდა. მართლაც, XX საუკუნის დასაწყისამდე განუყოფელ ნაწილაკად ატომი ითვლებოდა. ატომის რთული სტრუქტურის დადგენასთან დაკავშირებით ასეთად ითვლებოდა ბირთვი. შემდეგ დადგინდა, რომ ბირთვიც რთული აგებულებისაა, იგი შედგება პროტონებისა და ნეიტრონებისაგან. . .

ამიტომ, ელემენტარულ ნაწილაკთა ყველაზე შესაფერისი განმარტება შემდეგია: ელემენტარული ეწოდება ნაწილაკს, რომლის წარმოდგენა უფრო მარტივი ნაწილაკების ერთობლიობის სახით მეცნიერების განვითარების მოცემულ ეტაპზე შეუძლებელია.

* ელემენტარული ნაწილაკების ბუნების, თვისებებისა და ურთიერთგარდაქმნების შესწავლა შესაძლებელია მხოლოდ მაღალი ენერგიების ნაწილაკების მეშვეობით. ამიტომ, ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკას ხშირად მაღალი ენერგიების ფიზიკასაც უწოდებენ.

ელემენტარული ნაწილაკების ყველაზე მთავარი თვისება, რომელიც მათი არსებობის ძირითადი ფაქტორია, არის ის, რომ ისინი **უცვლელნი არ არიან** – მათ აქვთ გაჩენისა და ერთმანეთში გარდაქმნის უნარი შეჯახებისას.

ელემენტარული ნაწილაკების მეორე დამახასიათებელი თვისებაა მათი დიდი უმრავლესობის **არასტაბილურობა** – ისინი თავისთავად გარდაიქმნებიან სხვა ნაწილაკებად. გამონაკლისია ფოტონი, ელექტრონი, პროტონი და ნეიტრონი. თავისუფალ მდგომარეობაში ნაწილაკთა საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა იცვლება ფართო საზღვრებში – დაახლოებით 10^{-23} წმ-დან (რეზონანსები) უსასრულობამდე (სტაბილური ნაწილაკები)*.

ელემენტარული ნაწილაკების მნიშვნელოვანი თავისებურებაა ის, რომ ყოველ მათგანს, მცირედის გამოკლებით (ფოტონი, π^0 -მეზონი, η^0 -მეზონი), აქვს თავისი ორეული – **ანტინაწილაკი**. პირველი ანტინაწილაკი – ანტიელექტრონი, რომელსაც პოზიტრონი უწოდეს, ექსპერიმენტულად აღმოაჩინეს 1932 წელს.** ნაწილაკებსა და ანტინაწილაკებს აქვთ ერთნაირი მასები, სპინები, იზოტოპური სპინები, სიცოცხლის ხანგრძლივობები, სხვა მახასიათებლები კი (ელექტრული მუხტი, მაგნიტური მომენტი, ლეპტონური და ბარიონული მუხტები, უცნაურობა) – სიდიდით ტოლი და ნიშნით საწინააღმდეგოა. მაგალითად, ელექტრონი და პროტონი განსხვავდება პოზიტრონისა და ანტიპროტონისგან პირველ რიგში ელექტრული მუხტის ნიშნით. ნეიტრონი განსხვავდება ანტინეიტრონისაგან მაგნიტური მომენტის ნიშნით.

e ელექტრონის შეხვედრისას e^+ პოზიტრონთან ხდება მათი გაქრობა და ორი ან რამოდენიმე γ - კვანტის წარმოქმნა*** ამ პროცესს **ანიჰილაცია** ეწოდება. შესაძლებელია შებრუნებული პროცესიც – ელექტრონულ-პოზიტრონული წყვილის გაჩენა. ამას ადგილი აქვს დიდი ენერგიის ფოტონის (მისი ენერგია მეტი უნდა იყოს $2m_e c^2$ -ზე) დაჯახებისას ბირთვთან. თავის დროზე ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილის გაჩენისა და ანიჰილაციის აღმოჩენამ სენსაცია გამოიწვია მეცნიერებაში, ვინაიდან მანამდე არავინ ფიქრობდა, რომ ელექტრონი შეიძლება მუდმივი (უცვლელი) არ იყოს. შემდეგში დადგენილ იქნა, რომ ანიჰილაციისა და ნაწილაკი-ანტინაწილაკის წყვილის წარმოქმნა ელექტრონებისა და პოზიტრონების მონოპოლია არ არის. ანტინაწილაკები უპირისპირდება ნაწილაკებს სწორედ იმიტომ, რომ ნებისმიერი ნაწილაკის შეხვედრისას შესაბამის ანტინაწილაკებთან ხდება მათი გაქრობა და γ - კვანტების ან სხვა ნაწილაკების წარმოქმნა.

* მაგალითად, ექსპერიმენტულად დადგენილია, რომ პროტონის საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა 10^{32} წელზე მეტია.

** პოზიტრონის არსებობა თეორიულად იწინასწარმეტყველა ინგლისელმა მეცნიერმა დირაკმა 1931 წელს.

*** ერთი γ - კვანტის წარმოქმნას კრძალავს იმპულსის მუდმივობის კანონი.

ვაკუუმში პოზიტრონი ისევე სტაბილურია, როგორც ელექტრონი. ნივთიერებაში მოხვედრისას კი ელექტრონთან ანიჰილაციის გამო ქრება. იგივე შეიძლება ითქვას, ანტიპროტონის შესახებ. ეს გარემოება პრინციპულ შესაძლებლობას ქმნის **ანტინივთიერების** არსებობისას. **ანტინივთიერების** ატომბირთვები შედგება ანტინუკლონებისაგან, ხოლო გარსი – პოზიტრონებისაგან. პირველი ანტიბირთვი – ანტიდეიტრონი მიიღეს აშშ-ში 1965 წელს, ხოლო ანტიჰელიუმის ბირთვი ${}^3\tilde{\text{He}}$ – სერპუხოვის ამანქარებელზე 1969 წელს. სამყაროში ანტინივთიერება ასტრონომებს ჯერ არ აღმოუჩენიათ. გამორიცხული არ არის, რომ იგი არც იყოს. ასეთი ვარაუდის შესაძლებლობას იძლევა ის ფაქტი, რომ პირველად კოსმოსურ სხივებში რეგისტრირებული პროტონების რიცხვი 10 000-ჯერ სჭარბობს ანტიპროტონებისას. ასეთი ასიმეტრიულობის მიზეზი, თუ ის ნამდვილად არსებობს, უნდა ვეძიოთ სამყაროს წარმოშობასა და ევოლუციაში.

ისეთ ელემენტარულ ნაწილაკებს, რომლებსაც არ გააჩნიათ ანტინაწილაკები, **ტეშმარიტად ნეიტრალური ნაწილაკები ეწოდებათ**. ასეთებს მიეკუთვნება ფოტონი, π^0 -მეზონი და η^0 მეზონი. ტეშმარიტად ნეიტრალურ ნაწილაკებს არა აქვთ ანიჰილაციის უნარი, მაგრამ განიცდიან ურთიერთგარდაქმნებს, რაც, როგორც აღვნიშნეთ, ყველა ელემენტარული ნაწილაკის ფუნდამენტური თვისებაა.

შევნიშნოთ, რომ ტეშმარიტი ნეიტრალობა ბევრად უფრო ღრმა თვისებაა, ვიდრე ელექტრული ნეიტრალობა, ვინაიდან ელექტრული ნეიტრალობის დროს მხოლოდ ელექტრული მუხტია ნულის ტოლი, ტეშმარიტი ნეიტრალობის დროს კი ნულის ტოლია არაელექტრული (B -ბარიონული და L -ლეპტონური) მუხტებიც, აგრეთვე უცნაურობა, მოჯადოება და სხვ. მაგალითად, ნეიტრონი, რომლისთვისაც ბარიონული მუხტი $B=1$, ტეშმარიტად ნეიტრალური არ არის.

ელემენტარული ნაწილაკებისათვის დამახასიათებელია **მრავალრიცხოვნობაც**. ე.წ. რეზონანსების ჩათვლით (რომელთა რაოდენობა 200-ზე მეტია) მათი რიცხვი ოთხასამდეა. ელემენტარული ნაწილაკების ასეთმა სიმრავლემ დააუჭვა მეცნიერები მათ ტეშმარიტ ელემენტარულობაში. ამის შედეგი იყო 1964 წელს ამერიკელი ფიზიკოსის გელ-მანისა და ავსტრიელი ფიზიკოსის ცვეიგის მიერ გამოქვეყნებული იდეა, რომლის თანახმადაც ძლიერ (ბირთვულ) ურთიერთქმედებაში მონაწილე ელემენტარულ ნაწილაკებს (ე.ი. ელემენტარულ ნაწილაკთა უდიდეს უმრავლესობას) გააჩნია შინაგანი სტრუქტურა – ისინი შედგება კიდევ უფრო ფუნდამენტური (ანუ პირველადი) ნაწილაკებისაგან – **კვარკებისაგან**. პიპოთეზას კვარკების შესახებ დიდი წარმატება ჰქონდა, ვინაიდან მან არა მარტო ახსნა უკვე ცნობილი ნაწილაკების სტრუქტურა, არამედ იწინასწარმეტყველა ახალი ნაწილაკების არსებობა. თავისუფალ მდგომარეობაში კვარკები აღმოჩენილი არ არის. ერთ-ერთი მოსაზრების თანახმად, თავისუფალ მდგომარეობაში კვარკები არც შეიძლება არსებობდეს ბუნებაში, ვინაიდან კვარკთაშორისი ძალები მანძილის გადიდებით არ მცირდება, უფრო მეტიც – შესაძლოა იზრდება კიდევ.

ისეთ ელემენტარულ ნაწილაკებს, რომლებსაც არ გააჩნიათ შინაგანი სტრუქტურა, ჭეშმარიტად ელემენტარული ნაწილაკები ეწოდება. დღეისათვის ასეთებად მიჩნეულია ლეპტონები (§125) და კვარკები.

გავეცნოთ ძალიან მოკლედ ელემენტარული ნაწილაკების აღმოჩენის ისტორიას. პირველი ელემენტარული ნაწილაკი – ელექტრონი აღმოჩენილ იქნა 1897 წელს. იგი აღმოაჩინა ინგლისელმა მეცნიერმა ტომსონმა კათოდური სხივების შემადგენლობაში.

მეორედ აღმოჩენილ იქნა ელექტრომაგნიტური ველის კვანტი ანუ ფოტონი*. როგორც ცნობილია, სინათლის კვანტური ბუნება დადგენილ იქნა პლანკის (1900 წ.) და აინშტაინის (1905 წ.) შრომებში, მაგრამ ფოტონის არსებობის პირველი ექსპერიმენტული დამტკიცება მოგვცა მილიკენმა 1912-1915 წლებში ფოტოეფექტისადმი მიძღვნილი მეტად ფაქიზ გამოკვლევებში, აგრეთვე კომპტონმა (1922 წ.), რომელმაც აღმოაჩინა რენტგენის სხივების გაბნევა ტალღის სიგრძის შეცვლით.

შემდეგ, 1919 წელს, რეზერფორდმა, განახორციელა რა კაცობრიობის ისტორიაში ბირთვის ხელოვნური გარდაქმნის (აზოტისა ჟანგბადად) პირველი რეაქცია, აღმოაჩინა პროტონი.

მეოთხე ნაწილაკი, რომლის აღმოჩენითაც დამთავრდა ატომისა და ატომბირთვის სტრუქტურული ელემენტების გამოვლენა, იყო ნეიტრონი. იგი აღმოაჩინა 1932 წელს რეზერფორდის მოწაფემ, ინგლისელმა ფიზიკოსმა ჩედვიკმა.

30-იანი წლებიდან დაწყებული 50-იან წლებამდე, ახალი ნაწილაკების აღმოჩენა უმთავრესად ხდებოდა კოსმოსური სხივების შემადგენლობაში.

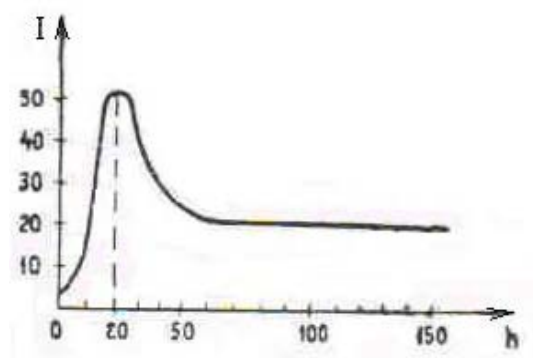
კოსმოსური სხივები ეწოდება მაღალი ენერგიების ბირთვების ნაკადს, რომელიც მოდის კოსმოსიდან დედამიწაზე ყველა მხრიდან, აგრეთვე მეორად გამოსხივებას, რომელსაც ეს ბირთვები იწვევენ ატმოსფერულ ჰაერთან ურთიერთქმედებისას.

უშუალოდ კოსმოსიდან მოსულ ნაწილაკების ნაკადს პირველადი კოსმოსური სხივები ეწოდება. მისი შედგენილობის გამოკვლევა გვიჩვენებს, რომ იგი უმთავრესად შედგება პროტონებისაგან (90%-ზე მეტი) და α -ნაწილაკებისაგან ($\approx 7\%$). გამოსხივების მცირე ნაწილი ($\approx 1\%$) მოდის მძიმე ელემენტების ($Z \geq 20$) ბირთვებზე. პირველად კოსმოსურ სხივებში ნაწილაკების უმეტეს ნაწილს აქვს 10^{13} - 10^{14} ევ ენერგია. გვხვდება ისეთი ნაწილაკებიც, რომელთა ენერგია 10^{21} ევ-ია. თანამედროვე შეხედულებით, რომელიც დაფუძნებულია ასტროფიზიკისა და რადიოასტრონომიის მონაცემებზე, პირველად კოსმოსურ სხივებს აქვთ გალაკტიკური წარმოშობა – ისინი მიიღებიან, ე.წ. ზეახალი ვარსკვლავების აფეთქების შედეგად. ითვლება, რომ ამ აფეთქების

* უნდა აღინიშნოს, რომ 1930 წლამდე ფოტონს, მისი სპეციფიკური თვისებების გამო, არ თვლიდნენ „სრულუფლებიან“ ნაწილაკად. მართლაც, ფოტონს არ გააჩნია უძრაობის მასა, ვაკუუმში ათვლის ნებისმიერ სისტემაში მოძრაობს ერთი და იგივე c სიჩქარით, ადვილად წარმოიქმნება (გამოსხივება) და ქრება (შთანთქმა). მაგრამ შემდგომში აღმოჩნდა, რომ ასეთი გარდაქმნადობა დამახასიათებელია თითქმის ყველა ნაწილაკისათვის და ამგვარად ფოტონის ნაწილაკური ბუნება აღიარებულ იქნა.

დროს წარმოქმნილ სწრაფად ცვლად ელექტრულ და მაგნიტურ ველებს შეუძლიათ პროტონების აჩქარება 10^{14} ევ ენერგიამდე. ზემოაღნიშნული ენერგიის (10^{21} ევ) ნაწილაკების არსებობას კი უკავშირებენ იმას, რომ ზოგიერთი ტიპის ვარსკვლავი ქმნის დაბალი სიხშირის მძლავრ ელექტრომაგნიტურ ველს, რომელიც, მოქმედებს რა 10^{14} ევ ენერგიის მქონე პროტონებზე, აჩქარებს მათ 10^{21} ევ ენერგიამდე.

კოსმოსური სხივების I ინტენსივობის* (ფარდობით ერთეულებში) დამოკიდებულება დედამიწის ზედაპირიდან h სიმაღლეზე მოცემულია 122.1 სურათზე. სურათიდან ჩანს, რომ 50 კმ-ის ზევით ინტენსივობა მუდმივია, 50 კმ-დან 20 კმ-მდე იზრდება, შემდეგ თანდათან კლებულობს და დედამიწის ზედაპირთან ხდება უმცირესი. სიმაღლის მიხედვით ინტენსივობის ასეთი ცვლილება შემდეგნაირად აიხსნება: 50 კმ-ის ზევით გვაქვს პირველადი კოსმოსური სხივები. აქ მათი ინტენსივობა მუდმივია, ვინაიდან ამ სიმაღლეზე ატმოსფერული ჰაერი ძლიერ არის გაიშვიათებული და მის იონიზაციას თითქმის არა აქვს ადგილი. 50 კმ-ის ქვევით ჰაერის სიმკვრივე შედარებით დიდია, ამიტომ კოსმოსური სხივები უფრო ხშირად ხვდებიან ჰაერის მოლეკულებს და მათთან ურთიერთქმედებისას წარმოქმნიან დამატებით ახალ ბირთვებსა და სხვადასხვა ელემენტარულ ნაწილაკებს. მათ ნაკადს ეწოდება **მეორადი კოსმოსური სხივები**. მეორადი კოსმოსური სხივები აგრეთვე იწვევენ ჰაერის იონიზაციას, რის შედეგადაც წარმოქმნილ იონთა რიცხვი იზრდება და აღწევს მაქსიმუმს 20 კმ სიმაღლეზე. 20 კმ-ის ქვევით ჰაერის სიმკვრივე ისეთია, რომ კოსმოსური სხივების ენერგია საგრძნობლად მცირდება მოლეკულებთან ხშირი შეჯახების გამო. ამის გამო მცირდება მათი იონიზაციის უნარი და მაშასადამე, ინტენსივობაც.



სურ. 122.1

უნდა აღინიშნოს, რომ პირველადი კოსმოსური სხივები ფაქტიურად მთლიანად შთაინთქმება ატმოსფეროს მიერ, ამიტომ დედამიწის ზედაპირს უმთავრესად აღწევს მათ მიერ წარმოქმნილი მეორადი კოსმოსური სხივები. უფრო მეტიც, პროტონებისა და მძიმე ბირთვების განარბენის სიგრძის შეფასება გვიჩვენებს, რომ 20 კმ-ზე ქვევით კოსმოსური გამოსხივება მეორადია.

კოსმოსური სხივების ნივთიერებასთან ურთიერთქმედების პროცესების შესწავლა დიდხანს იყო ელემენტარული ნაწილაკების შესწავლის ერთადერთი მეთოდი. მხოლოდ მძლავრი ამაჩქარებლის შექმნის შემდეგ გახდა შესაძლებელი ელემენტარული ნაწილაკების ბუნების, თვისებებისა და ურთიერთგარდაქმნების შესწავლა ლაბორატორიულ პირობებში, რითაც კოსმოსურმა სხივებმა დაკარგა თავისი განსაკუთრებულობა. მაგრამ თუ გავითავალისწინებთ, რომ ყველაზე მძლავრ ამაჩქარებელშიც კი ნაწილაკი ვერ იძენს რამოდენიმე ასეულ გევ-ზე მეტ ენერგიას, პირველად კოსმოსურ სხივებში კი ნაწილაკების ენერგია აღწევს 10^{12} გევ-ს, ცხადი გახდება, რომ კოსმოსური სხივები კიდევ დიდხანს გაუწევს კონკურენციას ამაჩქარებლებს ელემენტარული ნაწილაკების შესწავლის საქმეში.

1932 წელს ამერიკელმა ფიზიკოსმა ანდერსონმა კოსმოსურ სხივებში აღმოაჩინა პირველი ანტინაწილაკი – პოზიტრონი.

ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკის დრევენდელი სახით ჩამოყალიბებასა და განვითარებაში უდიდესი როლი ითამაშა იაპონელმა ფიზიკოსმა იუკავამ, რომელმაც იწინასწარმეტყველა ახალი ნაწილაკების არსებობა (იუკავას ნაწილაკები),

* კოსმოსური სხივების ინტენსივობა განისაზღვრება მათ მიერ მოცულობის ერთეულში ერთ წამში წარმოქმნილი იონთა რიცხვით.

რომელთა გაცვლითაც განპირობებულია ნუკლონებს შორის ურთიერთქმედება ბირთვში. ეს ნაწილაკები წარმოადგენს ბირთვული (ძლიერი) ურთიერთქმედების გადამტანებს, ბირთვული ველის კვანტებს, მსგავსად იმისა, როგორც ფოტონები წარმოადგენს ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედების გადამტანებს, ელექტრომაგნიტური ველის კვანტებს. იუკავას თანახმად ამ ახალ ნაწილაკს უნდა ჰქონოდა შუალედური მასა ელექტრონისა და პროტონს შორის ($\approx 250m_e$), რისთვისაც მას ეწოდა **მეზონი**, რაც შუალედურს ნიშნავს. 1937 წელს ანდერსონმა და ნედერმიერმა მართლაც აღმოაჩინეს ახალი ნაწილაკი რომლის მასა ($\approx 207m_e$) მცირედ განსხვავდებოდა იუკავას ნაწილაკის მასისაგან. მას **მიუ-მეზონი (მიუონი)** უწოდეს*. მაგრამ აღმოჩნდა, რომ ეს ახალი ნაწილაკი მონაწილეობს არა ბირთვულ, არამედ ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებაში, ამიტომ, ცხადია, იგი ვერ იქნება ბირთვული ურთიერთქმედების გადამტანი. მიუონის თვისებები ანალოგიურია ელექტრონის თვისებებისა, იგი, ასე ვთქვათ, „მძიმე ელექტრონია“. (ელექტრონისაგან განსხვავებით მიუონი არასტაბილურია, იშლება შემდეგი სქემით:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu; \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu;$$

სადაც ν_μ და $\bar{\nu}_\mu$ შესაბამისად მიუონური ნეიტრინო და ანტინეიტრინოა). იუკავას ნაწილაკები ბოლოს და ბოლოს აღმოაჩინეს და მათ **π -მეზონები (ანუ პიონები)** უწოდეს. თავდაპირველად, 1947 წელს, ინგლისელმა ფიზიკოსმა პაუელმა აღმოაჩინა დადებითად და უარყოფითად დამუხტული პიონები, რომელთა მასა $273m_e$ -ს ტოლია. ცოტა მოგვიანებით, 1950 წელს, აღმოჩენილ იქნა ნეიტრალური პიონიც ($264m_e$). სამივე სახით პიონი არასტაბილურია. მათი დაშლა ძირითადად სწარმოებს შემდეგი სქემით

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu; \quad \pi^0 \rightarrow 2\gamma.$$

40-იანი წლების ბოლოს ჯერ კოსმოსურ სხივებში, შემდეგ კი ლაბორატორიულ პირობებში აღმოაჩინეს ახალი ნაწილაკების ჯგუფი. ამ ნაწილაკებს ჰქონდათ არაჩვეულებრივი თვისებები, რისთვისაც მათ **უცნაური ნაწილაკები** უწოდეს. პირველი ნაწილაკები ამ ჯგუფიდან იყვნენ **K-მეზონები** ანუ კაონები ($\approx 970m_e$) და ლამბდა ჰიპერონები (Λ^0). ლამბდას გარდა ცნობილია სიგმა ($\Sigma^0, \Sigma^+, \Sigma^-$), ქსი (ξ^+, ξ^-) და ომეგა (Ω^-) ჰიპერონები. ჰიპერონები ნუკლონებზე მძიმე ნაწილაკებია (აქედან წარმოდგება მათი დასახელება: ბერძნულად „ჰიპერ“ ნიშნავს ზეს, ზემოთ), მათი მასები იცვლება ($2183-3273$) m_e -ს ფარგლებში.

* მეზონი მიეკუთვნება ლეპტონების და არა მეზონების კლასს (§125), ამიტომ ამ ნაწილაკს, როგორც წესი, მიუონს უწოდებენ.

1956 წელს ამერიკელმა ფიზიკოსებმა რეინესმა და კოუნმა, ერთერთი რეაქტორის მახლობლად ექსპერიმენტულად დაადასტურეს ანტინეიტრინოს არსებობა*.

50-იანი წლების დასაწყისიდან, როცა ამქარებლები გახდნენ მაღალი ენერგიების მიკრონაწილაკების ძირითად წყაროდ, ახალი ნაწილაკების აღმოჩენა სწრაფი ტემპით წავიდა წინ. აღმოჩენილ იქნა მრავალი ნაწილაკი და ანტინაწილაკი. კერძოდ, 1955 წელს აღმოაჩინეს პირველი მძიმე ანტინაწილაკი – ანტიპროტონი, ხოლო 1956 წელს – ანტინეიტრონი.

60-იან წლებში აღმოაჩინეს დიდი ჯგუფი უაღრესად არასტაბილური ნაწილაკებისა, რომელთა სიცოცხლის ხანგრძლივობა 10^{-22} – 10^{-23} წმ-ია. ამ ნაწილაკებს რეზონანსები ეწოდა. რეზონანსი წარმოადგენს ბმულ მდგომარეობას ორი ან რამოდენიმე ძლიერად ურთიერთქმედი ნაწილაკისა, რომლებიც, მათ შორის არსებული ძლიერი კავშირების გამო, კარგავენ ინდივიდუალურობას და ასეთი გაერთიანებული ნაწილაკების სისტემა იქცევა როგორც ერთი მთლიანი. რეზონანსები ჩნდებიან ძლიერად ურთიერთქმედი ნაწილაკების ნებისმიერ ჯგუფში (ამიტომაც მათი რიცხვი ასე დიდი). თვით სახელწოდება რეზონანსი წარმოსდგება იქიდან, რომ ასეთი ნაწილაკების გაჩენის ალბათობა მკვეთრად იზრდება ურთიერთქმედი პროტონის გარკვეული ენერგიის დროს.

როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, რეზონანსების სიმრავლე გახდა საბაბი 1964 წელს გამოთქმული ჰიპოთეზისა კვარკების შესახებ, რამაც დასაბამი მისცა ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკის განვითარების ახალ ეტაპს.

1962 წელს დადგინდა, რომ არსებობს ნეიტრინოს ორი ნაირსახეობა – ელექტრონული (ν_e) და მიუონური (ν_μ). კიდევ მეტიც, 1975 წელს გამოჩნდა პირველი ცნობები ელექტრონისა და მიუონის მძიმე ანალოგის – τ -ლეპტონის ($\approx 3500m_e$) და მასთან დაკავშირებული ახალი ტიპის ნეიტრინოს – τ ნეიტრინოს არსებობის შესახებ.**

* ნეიტრონო (ანტინეიტრონო), ნუკლონი მუხტისა და მასის გამო, საოცრად სუსტად ურთიერთქმედებს ნივთიერებასთან, რის გამოც მისი რეგისტრაცია უაღრესად ძნელია. და მაინც, ასეთი რეგისტრაცია მოხერხდა (განხორციელდა რეაქცია $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$) იმის წყალობით, რომ ბირთვული რეაქტორის მუშაობისას გამოსხივდება ნეიტრინოების მძლავრი ნაკადი $\left(\approx 10^{13} \frac{\text{ნაწილაკი}}{\text{სმ}^2\text{წმ}} \right)$.

** სამივე ტიპის ნეიტრონო შესაბამისი ანტინეიტრინოსაგან განსხვავდება სპირალურობით. ამ ტერმინით გამოხატავენ გარკვეულ თანაფარდობას ნაწილაკის p იმპულსისა და S სპინის მიმართულებებს შორის: თუ სპინსა და იმპულსს აქვთ ერთნაირი მიმართულება სპირალურობა დადებითია (ამ შემთხვევაში იმპულსის მიმართულება $\left(\vec{p} \right)$ და სპინის შესაბამისი „ბრუნვის“ მიმართულება ქმნიან მარჯვენა ხრახნს). თუკი იმპულსის მიმართულება საწინააღმდეგოა სპინის მიმართულებისა (მარცხენა ხრახნი), სპირალურობა უარყოფითია. ნეიტრინოს აქვს უარყოფითი სპირალურობა, ანტინეიტრინოს – დადებითი.

1974 წელს აღმოაჩინეს j/ψ -მეზონი, რომელმაც სათავე დაუდო ახალი, ე.წ. მოჯადოებულ ნაწილაკთა ჯგუფს, ხოლო 1977 წელს აღმოჩენილმა Y -მეზონმა დასაბამი მისცა ე.წ. ლამაზ ანუ მშვენიერ ნაწილაკთა ჯგუფს.

ახალი ნაწილაკების აღმოჩენა გრძელდება . . .

§123. ფუნდამენტურ ურთიერთქმედებათა ოთხი ტიპი

ელემენტარული ნაწილაკების ურთიერთქმედება არის სამყაროში მიმდინარე ყველა პროცესისა და მოვლენის პირველწყარო. მზის ნათება თუ ზეახალი ვარსკვლავის აფეთქება, მცენარის ზრდა თუ მწერის გაფრენა საბოლოო ჯამში ხდება ელემენტარული ნაწილაკების ურთიერთქმედების შედეგად.

დღეისათვის მიღებულია, რომ არსებობს ფუნდამენტურ ურთიერთქმედებათა* ოთხი ტიპი: ძლიერი, ელექტრომაგნიტური, სუსტი და გრავიტაციული. ურთიერთქმედებათა ტიპების ძირითადი მახასიათებელია ფარდობითი ინტენსივობა, ქმედების რადიუსი და ურთიერთქმედების დრო.

ძლიერი ანუ ბირთვული ურთიერთქმედება ხორციელდება ე.წ. ადრონებს** შორის. ადრონები შეადგენს ელემენტარული ნაწილაკების ყველაზე მრავალრიცხოვან ჯგუფს. მასში შედის მეზონები (მიუონის გარდა) და ბარიონები***. ბარიონები თავის მხრივ იყოფიან ნუკლონებად და ჰიპერონებად. მტკიცე კავშირი ბირთვში ნუკლონებს შორის ურთიერთქმედების ამ ტიპითაა განპირობებული. საერთოდ, ურთიერთქმედების ინტენსივობა ხასიათდება უგანზომილებო სიდიდით (აღინიშნება G^2 -ით), რომელსაც ურთიერთქმედების კონსტანტა ეწოდება. იგი ახასიათებს მოცემული ურთიერთქმედებით განხორციელებული პროცესების ალბათობას. რადგან ძლიერი ურთიერთქმედება უდიდესი ინტენსივობით ხასიათდება, მიღებულია, რომ მისთვის

$$G^2 = 1.$$

მუხედავად უდიდესი ინტენსივობისა, ძლიერი ურთიერთქმედების გავლენა მაინც შეზღუდულია და იქ, სადაც იგი არ არის, მნიშვნელოვან როლს თამაშობს სხვა ტიპის ურთიერთქმედებები. ძლიერი ურთიერთქმედების შეზღუდულობა იმით გამოიხატება, რომ ჯერ ერთი, ამ ურთიერთქმედებაში არ მონაწილეობს ყველა ელემენტარული ნაწილაკი (ამასთან დაკავშირებით ამბობენ, რომ ძლიერი ურთიერთქმედება არაუნივერსალურია). მეორეც, ეს ურთიერთქმედება ვრცელდება

* ფუნდამენტური ეწოდება ურთიერთქმედებებს, რომელშიც საბოლოო ჯამში დაიყვანება ნებისმიერი ბუნების ძალები.

** წარმოსდგება ბერძნული სიტყვიდან ადროს, რაც ძლიერს ნიშნავს.

*** წარმოსდგება ბერძნული სიტყვიდან ბარის, რაც მძიმეს ნიშნავს.

მეტად მოკლე მანძილზე – ქმედების რადიუსი 10^{-15} მეტრს არ აღემატება, ამიტომ ძლიერ ურთიერთქმედებას არ შეუძლია შექმნას მაკროსკოპული ზომების სტრუქტურები. ძლიერი ურთიერთქმედება ხორციელდება ბირთვული ველის საშუალებით, რომლის კვანტსაც წარმოადგენს π -მეზონი*.

ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედება დამახასიათებელია ყველა ელემენტარული ნაწილაკებისათვის, გარდა ნეიტრინოსი (და გრავიტონის, რომელიც ჯერჯერობით ჰიპოტეზური ნაწილაკია). ამ ურთიერთქმედების კონსტანტა

$$G^2 = \frac{1}{137}$$

ე.ი. დაახლოებით 100-ჯერ ნაკლებია ძლიერთან შედარებით.

მიუხედავად სიმცირისა, იმის გამო, რომ ელექტრომაგნიტური ძალები ვლინდებიან ნებისმიერ მანძილზე (მათი ქმედების რადიუსი შეზღუდული არ არის), ურთიერთქმედების ეს ტიპი უმრავლეს შემთხვევაში არის მთავარი. ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედება განაპირობებს ატომების არსებობას, აკავშირებს ატომებს მოლეკულებში, არის მიზეზი მყარი სხეულის, სითხის, აირისა და პლაზმის ნაწილაკებს შორის არსებული ურთიერთქმედების ძალებისა. ამ ურთიერთქმედებით ხორციელდება ყველა ფიზიკო-ქიმიური და ბიოლოგიური პროცესები. ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედება (გრავიტაციულთან ერთად) თამაშობს ძირითად როლს ჩვენს გარემომცველ მაკროსკოპულ სამყაროში. სწორედ ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებაზე დაიყვანება პრაქტიკულად ყველა არაფუნდამენტური ხასიათის ძალა (მაგალითად, დრეკადობის, ხახუნის). ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედება იმ მანძილებზეც კი თამაშობს გარკვეულ როლს, სადაც მოქმედებენ ბირთვული ძალები. მაგალითად, პროტონებს შორის მოქმედი კულონური განზიდვა აუარესებს ბირთვის მდგრადობას.

ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედება ხორციელდება ელექტრომაგნიტური ველის საშუალებით, რომლის კვანტებსაც წარმოადგენს ფოტონები.

ბირთვული ურთიერთქმედებისაგან განსხვავებით, ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედების ინტენსივობა დამოკიდებულია მუხტზე – იგი განსაკუთრებით დიდია დამუხტული ნაწილაკებისათვის (კულონური ძალები). სპინის მქონე ნეიტრალური ნაწილაკები (მაგ. ნეიტრონები) ურთიერთქმედებენ მხოლოდ მაგნიტური ველის საშუალებით, რომლის წყაროც ნაწილაკების მაგნიტური მომენტებია. ეს ძალები კულონურზე ბევრად სუსტია. კიდევ უფრო სუსტია ურთიერთქმედება ისეთ ნეიტრალურ ნაწილაკებს შორის, რომელთაც სპინი არ გააჩნიათ (მაგ. ნეიტრალურ პიონებს შორის). ასეთ ნაწილაკებს შორის ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედება

* ბოლო მონაცემებით, ძლიერი ურთიერთქმედება ხორციელდება არა π -მეზონების, არამედ გლუონების მეშვეობით (§126).

განპირობებულია ვირტუალური ნაწილაკებით, რომელთაც გააჩნიათ ელექტრული მუხტები და მაგნიტური მომენტები.

სუსტი ურთიერთქმედება დამახასიათებელია ყველა ელემენტარული ნაწილაკისათვის ფოტონებს გარდა. მაგრამ ურთიერთქმედების ეს სახე ყველაზე შესამჩნევია ნეიტრინოსათვის, რადგან მისთვის იგი ერთადერთია. სუსტი ურთიერთქმედებით ხორციელდება ბირთვის ყოველგვარი β -დაშლა, მრავალი ელემენტარული ნაწილაკის დაშლა, ნივთიერებასთან ნეიტრინოს ურთიერთქმედება და სხვ.

სუსტი ურთიერთქმედების ინტენსივობა უმნიშვნელოა ძლიერთან და ელექტრომაგნიტურთან შედარებით. მისთვის ურთიერთქმედების კონსტანტა

$$G^2 \approx 10^{-14}.$$

ამიტომ, რომ ნეიტრინოს თავისუფალი განარბენი ნივთიერებაში ფანტასტიკურად დიდია – მაგ. 1 მეგ ენერგიის მქონე ნეიტრინოს თავისუფალი განარბენი წყალში ტოლია 10^{16} კმ-ის. ეს ბევრად აღემატება ვარსკვლავების ხაზოვან ზომებს, რომელიც 10^8 კმ რიგისაა.

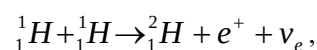
სუსტი ურთიერთქმედების ძალები, ძლიერის მსგავსად, ახლოქმედია – მათი ქმედების რადიუსი 10^{-17} მ-ს არ აღემატება.

სუსტი ურთიერთქმედებაც ხორციელდება ველის საშუალებით, რომლის კვანტებსაც წარმოადგენს $W^\pm$ და Z^0 **შუალედური ვექტორული ბოზონები**.

მნიშვნელოვანია აღინიშნოს, რომ ამჟამად დადგენილია ელექტრომაგნიტური და სუსტი ურთიერთქმედების ერთიანი ბუნება და შექმნილია ერთიანი **ელექტროსუსტი ურთიერთქმედების** თეორია. სწორედ ამ თეორიამ იწინასწარმეტყველა შუალედური ვექტორული ბოზონების არსებობა და განსაზღვრა მათი მასები. თეორიის უდავო მიღწევაა, რომ ასეთი ნაწილაკები ექსპერიმენტულად იქნა აღმოჩენილი 1983 წელს. მასების გაზომვამ აჩვენა, რომ მათი მნიშვნელობები საკმაოდ ახლოსაა თეორიული გათვლებით მიღებულ მნიშვნელობებთან.

მიუხედავად ძალიან პატარა ინტენსივობისა, სუსტი ურთიერთქმედება მნიშვნელოვან როლს თამაშობს ბუნებაში. საკმარისია აღინიშნოს, რომ ამ ურთიერთქმედების გარეშე ვერ წარიმართებოდა პროტონ-პროტონული ციკლი, რომლის შედეგადაც ხდება წყალბადის ოთხი ბირთვის (პროტონის) შეერთება ჰელიუმის ბირთვად და რომლის დროსაც გამოყოფილი ენერგია წარმოადგენს მზისა და ვარსკვლავების ნათების წყაროს.

ჰელიუმის ბირთვი პროტონებს გარდა შეიცავს ნეიტრონებსაც, ამიტომ, ციკლის განხორციელებისათვის აუცილებელია პროტონების ნაწილის წინასწარი გარდაქმნა ნეიტრონებად. ნეიტრონების საჭირო მარაგი იქმნება დეიტრონებში შემდეგი რეაქციით



რომელიც ხორციელდება მხოლოდ სუსტი ურთიერთქმედებით. ეს რეაქცია მიმდინარეობს ძალიან ნელა – მისი საშუალო ხანგრძლივობა $1,4 \cdot 10^{10}$ წელია. საქმე იმაშია, რომ ვარსკვლავების წიაღში არსებული პროტონების კინეტიკური ენერგია არ არის საკმარისი იმისათვის, რომ შეჯახებისას დაძლიონ კულონური პოტენციური ჯებირი და შეერთდნენ. ამიტომ, როგორც წესი, პროტონების შეჯახებას აქვს დრეკადი ხასიათი. მხოლოდ დაახლოებით ერთი ასმემილიონედი ნაწილი შეჯახებისა მთავრდება შეერთების რეაქციით გვირაბული ეფექტის მეშვეობით.

გრავიტაციული ურთიერთქმედება დამახასიათებელია უკლებლივ ყველა ნაწილაკისათვის, ასე რომ ურთიერთქმედების ეს სახე (ტიპი) უნივერსალურია, მაგრამ გრავიტაციული ურთიერთქმედება ყველაზე სუსტია, მისთვის ურთიერთქმედების კონსტანტა

$$G^2 \approx 10^{-38},$$

ე.ი. სუსტ ურთიერთქმედებაზეც კი მრავალი რიგით ნაკლებია. ამიტომ, ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკაში, მისი განვითარების თანამედროვე ეტაპზე, გრავიტაცია მხედველობაში არ მიიღება. ამასთან დაკავშირებით, ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკაში ფუნდამენტური ურთიერთქმედებების ქვეშ იგულისხმება მხოლოდ სამი – ძლიერი, ელექტრომაგნიტური და სუსტი. გრავიტაციულ ძალებს, ელექტრომაგნიტურის მსგავსად, აქვთ ქმედების განუსაზღვრელი რადიუსი ($r = \infty$), მაგრამ ელექტრომაგნიტური ძალებისაგან განსხვავებით გრავიტაციული ძალები ყოველთვის მიზიდვის ძალებია. ეს ძალები მასების გაზრდით იზრდება, ამიტომ მაკროსამყაროში, დიდი მასის წარმონაქმნების (გალაქიკები, ვარსკვლავები, პლანეტები და ა.შ.) მოძრაობისას, აგრეთვე პატარა მაკროსკოპული სხეულების მოძრაობის განხილვისას ასეთი მასების ველში, გრავიტაციული ძალების როლი განმსაზღვრელია. განსაკუთრებით არსებითია გრავიტაციული ძალების როლი ვარსკვლავების წარმოქმნისა და ევოლუციის პროცესში.

ურთიერთქმედების ძალების სიდიდის შესაბამისად განსხვავდება ურთიერთქმედების τ დროც, ანუ იმ პროცესების მიმდინარეობის დრო, რომელსაც იწვევს ესა თუ ის ურთიერთქმედება.

ძლიერი ურთიერთქმედების დრო 10^{-23} წმ-ის რიგისაა. მართლაც, მაღალი ენერგიის ნაწილაკების შეჯახებისას, რომელთა ფარდობითი სიჩქარეა c , დრო, რომლის განმავლობაშიც ეს ნაწილაკები ურთიერთქმედებენ, მიიღება ბირთვული ძალების ქმედების r რადიუსის გაყოფით სინათლის c სიჩქარეზე:

$$\tau = \frac{r}{c} \approx \frac{10^{-15} \text{ მ}}{3 \cdot 10^8 \text{ მ/წმ}} \approx 10^{-23} \text{ წ.}$$

ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედების დრო (მისი სიდიდის შესაბამისად) ორი რიგით მეტია და შეადგენს დაახლოებით 10^{-21} წმ-ს, ხოლო სუსტი ურთიერთქმედების დრო 14 რიგით მეტია ძლიერზე და ტოლია დაახლოებით 10^{-9} წმ-ს.

ამ ურთიერთქმედებათა მოკლე ანალიზიდან ჩანს, რომ რაც ნაკლები ინტენსივობისაა ურთიერთქმედება, მით მეტია მასში მონაწილე ნაწილაკთა რიცხვი. გარდა ამისა, ნაწილაკი, რომელიც მონაწილეობს ჩამოთვლილი ოთხიდან ერთერთ ურთიერთქმედებაში, მონაწილეობს აგრეთვე მასზე სუსტ ყველა ურთიერთქმედებაში.

§124. ნაწილაკების ურთიერთქმედება და შენახვის კანონები

შენახვის კანონებს თანამედროვე ფიზიკაში ცენტრალური ადგილი უკავია. მაგრამ ფიზიკის არცერთ ნაწილში არ თამაშობს ეს კანონები ისეთ მნიშვნელოვან როლს, როგორც ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკაში. დაკავშირებულია ეს შემდეგთან.

1. კვანტური მოვლენები, რომელთაც არ კრძალავს შენახვის კანონები, ადრე თუ გვიან, მაგრამ აუცილებლად მოხდება. მაგ., მიკრონაწილაკი აუცილებლად ჩამოვარდება კორიზონტალური თაროდან მაშინაც კი, თუ მას არავინ არ უბიძგებს. ნაწილაკის ჩამოვარდნას არ კრძალავს შენახვის კანონები და ხდება იმიტომ, რომ არსებობს ნულისაგან განსხვავებული კვანტურმექანიკური ალბათობა იმისა, რომ მიკრონაწილაკი აღმოჩნდება თაროს კიდეზე. შედარებისათვის აღვნიშნოთ, რომ მაკროსხეული, თუ მას არ უბიძგებენ, არასდროს ჩამოვარდება ასეთი თაროდან, თუმცა ამ ჩამოვარდნას აგრეთვე არ კრძალავს შენახვის კანონები.

2. ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკაში შენახვის კანონების აღმოჩენა წინ უსწრებს თანამიმდევრული თეორიის შექმნას – კანონები აღმოჩენილია ცდის საშუალებით, ნაწილაკების მოძრაობის განტოლებები კი დადგენილი არ არის (ჩვეულებრივ, ყოველ თანამიმდევრულ თეორიაში, შენახვის კანონები შედგება მოძრაობის განტოლებებისა). ამიტომ შენახვის კანონები იმ მოვლენების ანალიზის შესაძლებლობას იძლევა, რომელთა მექანიზმი ჯერ განხილული არ არის.

3. ელემენტარული ნაწილაკებისათვის სრულდება გაცილებით მეტი შენახვის კანონები, ვიდრე მაკროსკოპული მოვლენებისათვის.

ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკაში შენახვის კანონები იყოფა ზუსტ და მიახლოებით კანონებათ. ზუსტი კანონები სრულდება ყველა ფუნდამენტურ ურთიერთქმედებაში, მიახლოებითი კი მხოლოდ ზოგიერთში.

ზუსტია ენერგიის, იმპულსისა და იმპულსის მომენტის მუდმივობის კანონები. ეს კანონები გეომეტრიული წარმოშობისაა და გამოსახვენ შესაბამისად დროის

ერთგვაროვნებას, სივრცის ერთგვაროვნებას და იზოტროპულობას. ეს კანონები ცნობილია კლასიკურ ფიზიკაშიც. ზუსტია აგრეთვე ყველა მუხტის შენახვის კანონი. ამათგან კლასიკურ ფიზიკაში ცნობილია მხოლოდ ელექტრული მუხტის მუდმივობის კანონი. არაელექტრული მუხტების (ლეპტონურებისა და ბარიონების) მუდმივობის კანონებს ქვემოთ განვიხილავთ. მუხტების მუდმივობის კანონების წარმოშობა ჯერჯერობით დადგენილი არ არის.

ნაწილაკის ელექტრული მუხტი ორმაგ როლს თამაშობს. ჯერ ერთი, იგი არის ძალური ველის წყარო. მეორეც, ეს არის ნაწილაკის დამახასიათებელი კვანტური რიცხვი. ლეპტონური და ბარიონული მუხტები კი ძალურ ველს არ ქმნიან. ესენი მხოლოდ კვანტური რიცხვებია, რომლებიც ახასიათებენ ელემენტარული ნაწილაკების შინაგან თვისებებს.

არაელექტრული მუხტების შემოტანა ნაკარნახევია იმ ცდისეული ფაქტის ასახსნელად, თუ რატომაც, რომ ზოგიერთი რეაქცია მიმდინარეობს, ზოგი კი არა, თუმცა ამ უკანასკნელებს არ კრძალავს კლასიკურ ფიზიკაში ცნობილი არც ერთი შენახვის კანონი.

მაგალითად, ცდით დადგენილია, რომ მძიმე ნაწილაკები, ბარიონები, არასდროს არ იშლება მხოლოდ მსუბუქ ნაწილაკებად, კერძოდ პროტონი არასდროს არ იშლება პოზიტრონად და γ კვანტად:

$$p \neq e^+ + \gamma, \quad (124.1)$$

თუმცა ასეთი რეაქცია არ იკრძალება კლასიკურ ფიზიკაში ცნობილი არც ერთ შენახვის კანონით. ასევე არ მიმდინარეობს რეაქცია

$$p + n \neq p + p + \bar{p}. \quad (124.2)$$

თუმცა მუხტი და სხვა სიდიდეები აქაც ინახება. სამაგიეროდ, მაღალი ენერგიების ნუკლონების შეჯახებისას, მიმდინარეობს რეაქცია*:

$$p + n \rightarrow p + n + p + \bar{p} \quad (124.3)$$

რეაქციების ასეთი „შერჩევითობის“ ასახსნელად ფიზიკოსებმა შემოიღეს შენახვის ახალი კანონი – **ბარიონული მუხტის შენახვის კანონი** (ბარიონული მუხტი იგივეა რაც ნუკლონების რიცხვი, რომელიც ყოველთვის ინახება ბირთვული რეაქციების დროს). თუ ბარიონებს (ე.ი. ნუკლონებსა და ჰიპერონებს) მივაკუთვნებთ დადებით ბარიონულ მუხტს ($B = +1$), ანტიბარიონებს – უარყოფითს ($B = -1$), ხოლო დანარჩენ ნაწილაკებს – ნულოვანს ($B = 0$), მაშინ ყველა რეაქციები, რომლებშიც მონაწილეობენ ბარიონები და ანტიბარიონები, მიმდინარეობს

* (124.3). რეაქცია პირველად განახორციელეს ამერიკელმა მეცნიერებმა ქაუერკლიში, მაღალი ენერგიის პროტონებით სპილენძის სამიზნის დაბომბვისას.

ბარიონული მუხტის შენახვით. მართლაც, ადვილი მისახვედრია, რომ (124.1) და (124.2) რეაქციებში ბარიონული მუხტი არ ინახება, (124.3) რეაქციაში კი – ინახება.

ბარიონული მუხტის შენახვის კანონი განაპირობებს ყველაზე მსუბუქი ბარიონის – პროტონის სტაბილურობას, ისევე როგორც ელექტრული მუხტის შენახვის კანონი განაპირობებს ყველაზე მსუბუქი დამუხტული ნაწილაკის – ელექტრონის სტაბილურობას. მაგალითად, რეაქცია

$$p \neq e^+ + \nu + \bar{\nu}$$

(რომელიც საბოლოო ჯამში გამოიწვევდა ატომების ანიჰილაციას), დაშვებულია ყველა შენახვის კანონით, გარდა ბარიონული მუხტისა. ასევე, მაგ., რეაქცია

$$e^- \neq \gamma + \gamma + \nu$$

დაშვებულია ყველა შენახვის კანონით, გარდა ელექტრული მუხტისა.

ასევე მარტივად აიხსნება სუსტი ურთიერთქმედებით გამოწვეული რეაქციების (კერძოდ, დაშლის რეაქციების) შერჩევითობა ლეპტონური მუხტების შემოტანით.

ანსხვავებენ სამი სახის ლეპტონურ მუხტს (რიცხვს): L_e ელექტრონულს (შემოდებულია ელექტრონის, ელექტრონული ნეიტრინოსა და მათი ანტინაწილაკებისათვის), L_μ მიუონურს (მიუონის, მიუონური ნეიტრინოსა და მათი ანტინაწილაკებისათვის) და L_τ ტაონურს (τ – ლეპტონის, ტაონური ნეიტრინოსა და მათი ანტინაწილაკებისათვის)*.

ელექტრონული ლეპტონური მუხტის შენახვის კანონით აიხსნება მაგალითად ის ფაქტი, თუ ჩვეულებრივი β -დაშლის დროს რატომ გამოსხივდება ელექტრონული ანტინეიტრინო

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

და რატომ არ გამოსხივდება მიუონური ანტინეიტრინო $\left(\bar{\nu}_\mu\right)$ ან ელექტრონული ნეიტრინო:

$$n \neq p + e^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$n \neq p + e^- + \nu_e$$

თუმცა ბოლო ორ რეაქციას არ კრძალავს არცერთი სხვა შენახვის კანონი.

ასევე არასდროს არ ხორციელდება რეაქცია

$$\nu_e + p \neq e^+ + n$$

თუმცა ისიც დაშვებულია სხვა შენახვის კანონებით. სამაგიეროდ, ხორციელდება (ბირთვულ რეაქტორზე) რეაქცია

* კიდევ ერთხელ აღვნიშნოთ ექსპერიმენტალურად დადასტურებული ფაქტი, რომ ელექტრონული ნეიტრინო (ν_e), რომელიც გამოსხივდება დაშლის რეაქციის დროს ელექტრონთან ერთად, განსხვავდება მიუონური (ν_μ) და ტაონური (ν_τ) ნეიტრინოსაგან, რომლებიც გამოსხივდებიან შესაბამისად მიუონთან და τ – ლეპტონთან ერთად.

$$\tilde{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n.$$

თუ მივიღებთ, რომ ელექტრონისა და ელექტრონული ნეიტრონისათვის ელექტრონული ლეპტონური მუხტი $L_e = +1$, პოზიტრონისა და ელექტრონული ანტინეიტრონისათვის $L_e = -1$, ხოლო ყველა სხვა ნაწილაკისათვის $L_e = 0$, ადვილად დავრწმუნდებით, რომ ყველა პრაქტიკულად განხორციელებულ რეაქციებში ელექტრონული ლეპტონური მუხტი ინახება, განუხორციელებელში კი – არა.

მიუონური ლეპტონური მუხტი შემოტანილია იმ ცდისეული ფაქტის ასახსნელად, თუ რატომ ხორციელდება, მაგალითად, შემდეგი რეაქციები

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\tilde{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$$

და რატომ არა აქვს ადგილი, მაგალითად, რეაქციებს

$$\pi^- \neq \mu^- + \nu_\mu$$

$$\pi^+ \neq \mu^+ + \tilde{\nu}_\mu$$

$$\nu_\mu + p \neq \mu^+ + n$$

თუმცა მათ არ კრძალავს შენახვის სხვა კანონები.

აქაც, თუ დავუშვებთ, რომ μ^- -მიუონისა და მიუონური ნეიტრონისათვის მიუონური ლეპტონური მუხტი $L_\mu = +1$, μ^+ -მიუონისა და მიუონური ანტინეიტრონისათვის $L_\mu = -1$, ხოლო ყველა დანარჩენი ნაწილაკებისათვის $L_\mu = 0$, დავრწმუნდებით, რომ ყველა განხორციელებულ რეაქციებში L_μ ინახება, განუხორციელებელში კი – არა.

მესამე, ტაონური ლეპტონური მუხტი შემოღებულია τ -ლეპტონის მონაწილეობით მიმდინარე რეაქციების ასაწერად. აქაც, τ^- -ლეპტონისა და ტაონური ნეიტრონისათვის $L_\tau = +1$, τ^+ -ლეპტონისა და ტაონური ანტინეიტრონისათვის $L_\tau = -1$, ხოლო ყველა დანარჩენი ნაწილაკისათვის $L_\tau = 0$. ამრიგად ყველა უარყოფითი ლეპტონისა და ყველა ნეიტრონისათვის ლეპტონური მუხტები ტოლია +1-ის, ხოლო ყველა დადებითი ლეპტონისა და ყველა ანტინეიტრონისათვის -1-ის*.

როგორც აღვნიშნეთ, ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკაში შენახვის ზუსტი კანონების გარდა არსებობს მიახლოებითი კანონებიც, რომლებიც მხოლოდ

* აღსანიშნავია, რომ თავდაპირველად მიღებული იყო მხოლოდ ერთი ლეპტონური მუხტი და მისი შენახვის კანონი. მაშასადამე, ამ თავლასზრისით დაშვებულია იყო, მაგალითად, რეაქცია $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$, რასაც სინამდვილეში არა აქვს ადგილი. დღეს ცნობილია, რომ ეს ასეც უნდა იყოს, ვინაიდან იგი ეწინააღმდეგება ცალ-ცალკე ელექტრონული და მიუონური მუხტების შენახვის კანონებს.

ზოგიერთ ფუნდამენტურ ურთიერთქმედებაში სრულდება. ასეთია, მაგალითად, **უცნაურობის** შენახვის კანონი. ტერმინის შემოტანა დაკავშირებულია 50-იანი წლების დასაწყისში დადგენილ იმ ფაქტთან, რომ ახლად აღმოჩენილი ნაწილაკები, კერძოდ K , Λ^0 , Σ , Ξ (კაონები და ჰიპერონები) იქცევიან უცნაურად ორი მხრივ.

ჯერ ერთი, მაღალი ენერგიების სხვა ნაწილაკების შეჯახებისას ისინი ყოველთვის ჩნდებიან (იბადებიან) წყვილ-წყვილად ან დიდი ჯგუფებით (მანამდე ცნობილი იყო მხოლოდ ნაწილაკისა და შესაბამისი ანტინაწილაკის ერთობლივი გაჩენა). მაგალითად, რეაქციები



მიმდინარეობს დიდი ალბათობით (ე.ი. გამოწვეულია ძლიერი ურთიერთქმედებით), ხოლო რეაქცია



საერთოდ არ ხორციელდება, თუმცა მას არ კრძალავს არც ერთი ცნობილი შენახვის კანონი.

მეორეც, თუმცა ამ, როგორც მათ უწოდეს, უცნაური ნაწილაკების გაჩენა გამოწვეულია ძლიერი ურთიერთქმედებით, მათი დაშლა მიმდინარეობს ძალიან ნელა – სუსტი ურთიერთქმედებისათვის დამახასიათებელი დროის ხანგრძლივობით (მიუხედავად იმისა, რომ ისინი ყოველთვის იშლებიან ძლიერად ურთიერთქმედ ნაწილაკებად; მაგ., $K^0 \rightarrow 2\pi^0$; $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ და სხვ). ნაცვლად 10^{-23} წამისა, რაც დამახასიათებელია ძლიერი ურთიერთქმედებით დაშლადი ნაწილაკებისათვის, უცნაური ნაწილაკების სიცოცხლის ხანგრძლივობა მერყეობს 10^{-10} -დან 10^{-8} წამის ფარგლებში, რაც დამახასიათებელია სუსტი ურთიერთქმედებისათვის.

უცნაური ნაწილაკების ასეთი ქცევის ასახსნელად გელ-მანმა და ნიშიჯიმამ შემოიღეს ახალი კვანტური რიცხვი – **უცნაურობა** (S) და დაუშვეს, რომ ძლიერ (და ელექტრომაგნიტურ) ურთიერთქმედებაში იგი ინახება, სუსტში კი – არა (იცვლება ± 1 -ით). K -მეზონებისათვის $S = +1$, Λ^0 და Σ ჰიპერონებისათვის $S = -1$, Ξ ჰიპერონებისათვის $S = -2$, ხოლო Ω -ჰიპერონებისათვის $S = -3$. ანტინაწილაკებისათვის უცნაურობა მიიღება შესაბამისი ნაწილაკების უცნაურობათა ნიშნის შეცვლით. ყველა სხვა (ე.ი. არაუცნაური) ნაწილაკებისათვის $S = 0$.

ახლა უკვე გასაგებია, თუ უცნაური ნაწილაკები, რომელთა გაჩენა განპირობებულია ძლიერი ურთიერთქმედებით, რატომ ჩნდებიან წყვილ-წყვილად, ან დიდი ჯგუფებით – ამას მოითხოვს უცნაურობის შენახვის კანონი. მართლაც, (124.4) რეაქციებში უცნაურობა ინახება (რეაქციაში და რეაქციის შემდეგ უცნაურობა ნულის ტოლია), (124.5)-ში კი – არა. შემდეგ, უცნაურ ნაწილაკთა დაშლისას

უცნაურობა არ ინახება – იცვლება ერთი ერთეულით ე.ი. ეს დაშლა გამოწვეულია სუსტი ურთიერთქმედებით, რაც განაპირობებს ამ ნაწილაკთა დიდ სიცოცხლის ხანგრძლივობას.

შენახვის მიახლოებითი კანონების რიცხვს მიეკუთვნება აგრეთვე მოჯადოების და სხვ. შენახვის კანონები (§126).

§125. ნაწილაკების კლასიფიკაცია

„მიუხედავად ელემენტარული ნაწილაკების დიდი სიმრავლისა, დღეისათვის გამოვლენილია მათი კლასიფიკაციის ცოტად თუ ბევრად მწყობრი სისტემა. საერთოდ, ნაწილაკების ყოველგვარი კლასიფიკაციას საფუძვლად უდევს მათი დაჯგუფება (გაერთიანება) ამა თუ იმ თვისებების მიხედვით, ცხრილში (გვ. 445) მოცემულია ნაწილაკთა კლასიფიკაცია, რომელსაც საფუძვლად უდევს ურთიერთქმედების ხასიათი და ზოგიერთი სხვა თვისებები. მასში შესულია მხოლოდ სტაბილური ნაწილაკები და ისინი, რომელთა სიცოცხლის ხანგრძლივობა $\tau > 10^{-19}$ წმ. ცხრილში ჭეშმარიტად ნეიტრალური ნაწილაკები მოთავსებულია ორი სვეტის შუაში, ნაწილაკებისა და ანტინაწილაკების გამყოფ საზღვარზე. ცხრილში მოყვანილია მხოლოდ ნაწილაკის დასახელება. ანტინაწილაკის დასახელება მიიღება წინ „ანტი“-ს დამატებით. ამ შემთხვევაში ანტინაწილაკი გამოისახება ნაწილაკის სიმბოლოთი, რომელსაც თავზე ტალღისებრი წირი აქვს. მაგ., ნეიტრონის ანტინაწილაკია ანტინეიტრონი $\left(\bar{n}\right)$. ანტდელექტრონს აქვს სპეციალური დასახელება – პოზიტრონი (e^+) , ხოლო დამუხტული პიონებისა და კაონების მიმართ ტერმინი „ანტინაწილაკი“, როგორც წესი არ იხმარება. კერძოდ, დადებითად დამუხტული პიონის (პი-პლუს-მეზონის) ანტინაწილაკი ეწოდება უარყოფითად დამუხტულ პიონს (პი-მინუს-მეზონს). ასევე, დადებითად დამუხტული კაონის ანტინაწილაკია უარყოფითად დამუხტული კაონი. ყველა დამუხტული ნაწილაკი და ანტინაწილაკი გამოისახება შესაბამისი სიმბოლოთი, რომელსაც ზევით მარჯვნივ დასმული აქვს „+“ ან „-“. გამონაკლისს შეადგენს მხოლოდ პროტონი და ანტიპროტონი, რომელთაც ეს ნიშნები არ ეწერება. ყველა სახის მუხტები, აგრეთვე უცნაურობათა მნიშვნელობები, მითითებულია მხოლოდ ნაწილაკებისათვის. ანტინაწილაკებისათვის ამ სიდიდეებს აქვთ ცხრილში მოყვანილის საპირისპირო ნიშნები. სხვა ფიზიკური სი-

დიდეები – მასები, სპინები, სიცოცხლის ხანგრძლივობები – ნაწილაკებსა და შესაბამის ანტინაწილაკებს აქვთ ერთნაირი*.

ცხრილი შედგება სამი ჯგუფისაგან.

პირველი ჯგუფი განსაკუთრებულია. მასში შედის ერთადერთი ნაწილაკი – ფოტონი. ფოტონი მონაწილეობს მხოლოდ ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებაში, წარმოადგენს ამ ურთიერთქმედების გადამტანს**.

მეორე ჯგუფში გაერთიანებულია ლეპტონები. ასე ეწოდება ნაწილაკებს, რომლებიც არ მონაწილეობენ ძლიერ ურთიერთქმედებაში. ისინი მონაწილეობენ სუსტ, ხოლო მათ შორის დამუხტულნი – აგრეთვე ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებაში.

მესამე ჯგუფში გაერთიანებულია ადრონები. ასე ეწოდება ნაწილაკებს, რომლებიც მონაწილეობენ ძლიერ ურთიერთქმედებაში. ადრონებისათვის დამახასიათებელია სხვა სახის ურთიერთქმედებებიც, მაგრამ იმ მანძილებზე, სადაც თავს იჩენს ძლიერი ურთიერთქმედება, ისინი უმნიშვნელოა. ადრონები თავის მხრივ იყოფა ორ ქვეჯგუფად – მეზონებად (ბარიონული მუხტი $B=0$) და ბარიონებად (ბარიონული მუხტი $B=1$).

უნდა აღინიშნოს, რომ ელემენტარულ ნაწილაკთა ასეთი დასახელება დაკავშირებულია კლასიფიკაციის თავდაპირველ მეთოდებთან, როცა მათი დაჯგუფება ხდებოდა მასების მიხედვით. ასეთი დაჯგუფების შედეგად იყო მათი დაყოფა ლეპტონებად („მსუბუქი“ ნაწილაკები), ბარიონებად („მძიმე ნაწილაკები“) და მეზონებად („შუალედური“, „საშუალო“ ნაწილაკები). ურთიერთქმედების მიხედვით ნაწილაკების კლასიფიკაცია თითქმის შეესაბამება ძველ კლასიფიკაციას, მაგრამ მიუონს ახლა აკუთვნებენ ლეპტონთა ჯგუფს, ვინაიდან იგი არ მონაწილეობს ძლიერ ურთიერთქმედებაში, თუმცა თავისი მასის გამო თავდაპირველად მას ეწოდა μ -მეზონი. გამონაკლისია კიდევ 1974 წ. აღმოჩენილი ჯეი-ფსი (J/ψ) მეზონი, რომელიც ჩვენს ცხრილში არ შევიდა სიცოცხლის მცირე ხანგრძლივობის გამო ($\tau \approx 10^{-20}$ წ). იგი ძალიან მძიმეა ($\approx 6000m_e$), მაგრამ აქვს ნულოვანი ბარიონული მუხტი, ამიტომ მიეკუთვნება მეზონების ჯგუფს.

* ცხრილში ნაწილაკების მასები და ელექტრული მუხტები მოცემულია შესაბამისად ელექტრონის m_e მასისა და e მუხტის ერთეულებით.

** არის მოსაზრება, რომ ამ ჯგუფში შევიდნენ (გაერთიანდნენ) სხვა ფუნდამენტურ ურთიერთქმედებათა გადამტანი ნაწილაკებიც: გრავიტონები (გრავიტაციული ურთიერთქმედება), შუალედური ვექტორული ბოზონები (სუსტი ურთიერთქმედება) და გლუონები (ძლიერი ურთიერთქმედება).

ჯგუფი	ნაწილაკის დასახელება	სიმბოლო		მუხტი (e-ერთეულ ებით)	უძრობის მასა (m_e – ერთეულ ებით)	სპინი	B	L_e	L_μ	L_τ	S	სიცოცხლის ხანგრძლივობა, წმ.
		ნაწილაკი	ანტი ნაწილაკი									
ფოტონები	ფოტონი	ν		0	0	1	0	0	0	0	0	სტაბილურია
ლემპტონები	ელექტრონი	e^-	e^+	-1	1	1/2	0	+1	0	0	0	სტაბილურია
	ელექტრონული ნეიტრინო	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	0	1/2	0	+1	0	0	0	სტაბილურია
	მიუონი	μ^-	μ^+	-1	206.8	1/2	0	0	+1	0	0	$2,2 \cdot 10^{-6}$
	მიუონური ნეიტრინო	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	0	1/2	0	0	+1	0	0	სტაბილურია
	ტაუ-ლეპტონი	τ^-	τ^+	-1	3487	1/2	0	0	0	+1	0	$4 \cdot 10^{-13}$
	ტაონური ნეიტრინო	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	0	0	1/2	0	0	0	+1	0	სტაბილურია
ადრონები	მეზონები	პი-ნულ-მეზონი	π^0		0	264.1	0	0	0	0	0	$0,8 \cdot 10^{-16}$
		პი-პლუს-მეზონი	π^+	π^-	+1	273.1	0	0	0	0	0	$2,6 \cdot 10^{-8}$
		კა-პლუს-მეზონი	k^+	k^-	+1	966.2	0	0	0	0	+1	$1,2 \cdot 10^{-2}$
		კა-ნულ-მეზონი	k^0	$\bar{k}^0$	0	974	0	0	0	0	+1	$10^{-10} - 10^{-8}$
		ეტა-მეზონი	η^0		0	1074	0	0	0	0	0	$2,4 \cdot 10^{-19}$
	ბარიონები	პროტონი	p	$\bar{p}$	+1	1836.2	1/2	1	0	0	0	სტაბილურია
		ნეიტრონი	n	$\bar{n}$	0	1838.7	1/2	1	0	0	0	$0,9 \cdot 10^3$
		ლამბდა-გიპერონი	Λ^0	$\bar{\Lambda}^0$	0	2183	1/2	1	0	0	-1	$2,5 \cdot 10^{-10}$
		სიგმა-პლუს-გიპერონი	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	+1	2328	1/2	1	0	0	-1	$0,8 \cdot 10^{-10}$
		სიგმა-ნულ-გიპერონი	Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	0	2334	1/2	1	0	0	-1	$< 10^{-14}$
		სიგმა-მინუს-გიპერონი	Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	-1	2343	1/2	1	0	0	-1	$1,5 \cdot 10^{-10}$
		კსი-ნულ-გიპერონი	ξ^0	$\bar{\xi}^0$	0	2573	1/2	1	0	0	-2	$3 \cdot 10^{-10}$
		კსი-მინუს-გიპერონი	ξ^-	$\bar{\xi}^-$	-1	2586	1/2	1	0	0	-2	$1,7 \cdot 10^{-10}$
		ომეგა-მინუს-	Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	-1	3273	3/2	1	0	0	-3	$1,3 \cdot 10^{-10}$

§126. ცნება კვარკების შესახებ

როგორც ვიცით, თითქმის ყველა ცნობილი ელემენტარული ნაწილაკი მიეკუთვნება ნაწილაკთა ორ ჯგუფს – ლეპტონებს ან ადრონებს. ძირითადი განსხვავება მათ შორის არის ის, რომ ადრონები მონაწილეობენ ძლიერ ურთიერთქმედებაში, ლეპტონები კი – არა. სხვა მნიშვნელოვანი განსხვავება მდგომარეობდა იმაში, რომ 60-იანი წლების დასაწყისისათვის ცნობილი იყო მხოლოდ ოთხი ლეპტონი (e, μ, ν_e, ν_μ), ადრონების რიცხვი კი ასს აღემატებოდა.

აღნიშნული პერიოდისათვის ცნობილი იყო აგრეთვე, რომ ლეპტონები ჭეშმარიტად ელემენტარული ნაწილაკებია – მათ არ გააჩნიათ შინაგანი სტრუქტურა. რაც შეეხება ადრონებს, პროტონებსა და ნეიტრონებს მაღალი ენერგიების ელექტრონების გაბნევის შესწავლამ აჩვენა, რომ ამ ნაწილაკებს გააჩნია შინაგანი სტრუქტურა. ეს ცდისეული ფაქტი და დიდი სიმრავლე ადრონებისა საეჭვოს ხდიდა ამ უკანასკნელთა ელემენტარულობას. ამ დაეჭვების შედეგი იყო გელ-მანისა და ცვეიგის მიერ 1964 წელს გამოქვეყნებული ჰიპოთეზა იმის შესახებ, რომ ძლიერ ურთიერთქმედებაში მონაწილე ნაწილაკები, ანუ ადრონები შედგებიან უფრო ფუნდამენტური (ჭეშმარიტად ელემენტარული) ნაწილაკებისაგან – კვარკებისაგან.

ცხრილი

კვარკი (ანტიკვარკი)	ელექტრული მუხტი (e -ერთეულებით)	სპინი	ბარიონული მუხტი	უცნაურობა	მოჭადლოება	სილამაზე	ჭეშმარიტება
$u\left(\begin{smallmatrix} \sim \\ u \end{smallmatrix}\right)$	+2/3(-2/3)	1/2	1/3(-1/3)	0	0	0	0
$d\left(\begin{smallmatrix} \sim \\ d \end{smallmatrix}\right)$	-1/3(+1/3)	1/2	1/3(-1/3)	0	0	0	0
$s\left(\begin{smallmatrix} \sim \\ s \end{smallmatrix}\right)$	-1/3(+1/3)	1/2	1/3(-1/3)	-1(+1)	0	0	0
$c\left(\begin{smallmatrix} \sim \\ c \end{smallmatrix}\right)$	+2/3(-2/3)	1/2	1/3(-1/3)	0	+1(-1)	0	0
$b\left(\begin{smallmatrix} \sim \\ b \end{smallmatrix}\right)$	-1/3(+1/3)	1/2	1/3(-1/3)	0	0	+1(-1)	0
$t\left(\begin{smallmatrix} \sim \\ t \end{smallmatrix}\right)$	+2/3(-2/3)	1/2	1/3(-1/3)	0	0	0	+1(-1)

თავდაპირველად ჰიპოთეზა ითვალისწინებდა სამი ტიპის (u, d, s) კვარკისა და შესაბამისი ანტიკვარკების ($\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$) არსებობას*. თითოეული ტიპის კვარკს ეწოდება **არომეტი**. ჰიპოთეზის თანახმად, თუ ამ ნაწილაკებს მივაწერდით ცხრილში მოყვანილ თვისებებს, მათგან შეიძლებოდა იმ დროისათვის ცნობილი ყველა ადრონის „კონსტრუირება“. ამ თვისებებიდან ყველაზე საოცარი, თითქმის დაუჯერებელი იყო ნაწილაკების ელექტრული მუხტების წილადური მნიშვნელობები, რადგან მანამდე საყოველთაოდ იყო აღიარებული e ელექტრონის მუხტის მინიმალურობა. თითოეული კვარკის სპინი უნდა იყოს $\frac{1}{2}$ -ის ტოლი, ვინაიდან მხოლოდ ამ შემთხვევაში შეიძლება მათგან როგორც მთელრიცხვული, ისე ნახევარიცხვული სპინის მქონე ადრონების აგება.

ადრონების აგება კვარკებისაგან ხდება შემდეგნაირად:

ყოველი მეზონი შედგება ერთი კვარკისა და ერთი ანტიკვარკისაგან. მაგალითად π^+ -მეზონი შეიცავს u კვარკს და $\bar{d}$ -ანტიკვარკს ($\pi^+ = u\bar{d}$), π^- -მეზონი შეიცავს d -კვარკს და $\bar{u}$ -ანტიკვარკს ($\pi^- = d\bar{u}$), K^+ -მეზონი u კვარკს და $\bar{s}$ -ანტიკვარკს ($K^+ = u\bar{s}$), K^0 -მეზონი d -კვარკისა და $\bar{s}$ -ანტიკვარკს ($K^0 = d\bar{s}$) და ა.შ. ამის შედეგად თითოეული მეზონის მუხტი და სპინი იღებს ცხრილში მოცემულ მნიშვნელობებს.

ყოველი ბარიონი შედგება სამი კვარკისაგან, მაგალითად, პროტონის შემადგენლობაში შედის ორი u -კვარკი და ერთი d -კვარკი ($p = uud$), ნეიტრონი კი შეიცავს ორ d -კვარკს და ერთ u -კვარკს ($n = udd$). Ω^- -გიგეონი (რომელიც აღმოაჩინეს იმავე 1964 წელს) შედგება სამი s -კვარკისაგან ($\Omega^- = sss$) და ა.შ. ანტიბარიონები შედგებიან ანტიკვარკებისაგან. ანტიკვარკების ელექტრული და ბარიონული მუხტები, აგრეთვე უცნაურობა, მოჯადოება, სილამაზე და ჭეშმარიტება კვარკების შესაბამისი მახასიათებლებისაგან განსხვავდება მხოლოდ ნიშნით.

აღნიშნული ჰიპოთეზის გამოთქმიდან სულ მალე მთელმა რიგმა მეცნიერებმა ივარაუდეს მეოთხე, c -კვარკის არსებობა. ეს ვარაუდი დაფუძნებული იყო ბუნების ღრმა სიმეტრიაზე, რომელიც ამ კონკრეტულ შემთხვევაში იმით უნდა გამოხატულიყო, რომ ვინაიდან არსებობს ოთხი ლეპტონი (როგორც ეგონათ 60-იანი წლების დასაწყისში), რომლებიც ჭეშმარიტად ელემენტარული ნაწილაკები არიან, კვარკე-

* s -კვარკს, როგორც კვანტური რიცხვის S უცნაურობის მატარებელს, უცნაურ კვარკს უწოდებენ.

ბის რაოდენობაც, რომლებსაც აგრეთვე არ გააჩნიათ შინაგანი სტრუქტურა, ოთხი უნდა იყოს. მეცნიერთა ვარაუდი გამართლდა 1974 წელს, როცა აღმოაჩინეს პირველი „მოჯადოებული“ ნაწილაკი – j/ψ -მეზონი. ამ ნაწილაკის თვისებების ახსნა შესაძლო იყო მხოლოდ მეოთხე, c -კვარკის არსებობით. c -კვარკს უწოდეს მოჯადოებული კვარკი, ხოლო შინაგანი თვისების დამახასიათებელ c -კვანტურ რიცხვს – მოჯადოება.

1975 წელს აღმოაჩინეს τ -ლეპტონი და მასთან დაკავშირებული τ -ნეიტრონო, რითაც ლეპტონების რიცხვი გაიზარდა ექვსამდე. ამან წარმოშვა მოსაზრება ახალი კვარკების არსებობის შესახებ. მართლაც, 1977 წელს ამერიკელმა მეცნიერებმა აღმოაჩინეს ახალი, Y -მეზონი, რომლის თვისებები არ თავსდებოდა ოთხკვარკიანი მოდელის სქემაში. ეს ფაქტი გახდა ექსპერიმენტული დადასტურება მეხუთე, b -კვარკის არსებობისა. ამ კვარკს ეწოდა **ლამაზი** ან **მშვენიერი კვარკი**, მისი შინაგანი თვისების დამახასიათებელ b კვანტურ რიცხვს – **სილამაზე** ან **მშვენიერება**, ხოლო ამ კვარკის შემცველ ადრონებს – ლამაზი ან მშვენიერი ნაწილაკები. სილამაზე, ისევე როგორც უცნაურობა და მოჯადოება, ინახება ძლიერ და ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებაში და არ ინახება სუსტ ურთიერთქმედებაში. b კვარკის შემდეგ აღმოაჩინეს t -კვარკი, რომელსაც **ჯეშმარიტი** უწოდეს. მისი შინაგანი თვისების დამახასიათებელ t კვანტურ რიცხვს **ჯეშმარიტება** ეწოდა.

ამრიგად, **კვარკ-ლეპტონური** სიმეტრია, რომელიც „დაირღვა“ τ -ლეპტონის აღმოჩენის შემდეგ აღდგენილია: ბუნებაში არსებობს ექვსი ლეპტონი და კვარკების რაოდენობაც, რომელთაგანაც აგებულია ყველა ადრონი, აგრეთვე ექვსია. არის თუ არა ექვსლეპტონიანი და ექვსკვარკიანი სქემა საბოლოო, ამას მომავალი გამოკვლევები გვიჩვენებს.

ბუნებრივია, რომ კვარკების შესახებ ჰიპოთეზის გამოქვეყნებისთანავე, მეცნიერებმა დაიწყეს მათი ინტენსიური ძიება თავისუფალ მდგომარეობაში. ეძებდნენ ყველგან – მაღალი ენერგიის ამაჩქარებლებზე, ხმელეთსა და წყალში, კოსმოსსა და მთვარის გრუნტშიც კი, მაგრამ უშედეგოდ. შესაძლოა, ეს იმით აიხსნება, რომ კვარკების მასა ძალიან დიდია, კვარკების ბმის ენერგია ადრონებში კი – უზარმაზარი, რის გამოც ნაწილაკების მიერ თანამედროვე ამაჩქარებლებში მიღებული ენერგია არ არის საკმარისი ადრონების კვარკებად გასახლეჩად. მაგრამ უფრო სარწმუნო ჩანს აზრი, რომ კვარკთაშორისი ძალები, ბუნების სხვა ძალებისაგან განსხვავებით, მანძილის გადიდებით, ყოველ შემთხვევაში, არ მცირდება – რჩება მუდმივი ან, შესაძლოა, იზრდება კიდევაც. თუ ეს ასეა, მაშინ პრინციპულადაა შეუძლებელი ადრონიდან კვარკის ამოგლეჯა.

ადრონების კვარკული მოდელი დასაწყისიდანვე წააწყდა რიგ სიძნელეებს. კერძოდ, გაუგებარი იყო, რატომ ერთიანდება კვარკები მაინცდამაინც კვარკი-ანტიკვარკის წყვილებად (მეზონები) ან კვარკების სამეულებად (ბარიონები). რატომ არ არსებობს ორი ან ოთხკვარკიანი ნაწილაკები? გარდა ამისა, მოდელი სრულ წინააღმდეგობაში აღმოჩნდა კვანტური მექანიკის ფუნდამენტურ პრინციპთან – პაულის პრინციპთან. როგორც ცნობილია, ეს პრინციპი სამართლიანია ნახევარ-რიცხვული სპინის მქონე ნაწილაკებისათვის (როგორსაც წარმოადგენს კვარკები და მათგან შედგენილი ბარიონები) და მდგომარეობს იმაში, რომ შეუძლებელია მოცემულ სისტემაში იმყოფებოდეს თუნდაც ორი ნაწილაკი, რომელთაც ყველა კვანტური რიცხვი ერთნაირი ექნებათ. მეორეს მხრივ, ჩვენთვის ცნობილი ნაწილაკი Ω^- -გიპერონი შედგება სამი s -კვარკისაგან ($\Omega^- = s s s$), რომელთაც ყველა კვანტური რიცხვი, მათ შორის სპინიც (სპინის ორიენტაცია), ერთნაირი აქვთ*.

ამ სიძნელეების დასაძლევად საბჭოთა და ამერიკელმა ფიზიკოსებმა, რომელთა შორისაა ქართველი მეცნიერი აკადემიკოსი ა. თავხელიძე, გამოთქვეს ჰიპოთეზა, რომლის თანახმადაც თითოეული ტიპის კვარკი (არომატი) შეიძლება იმყოფებოდეს სამ სხვადასხვა მდგომარეობაში. ეს მდგომარეობები სავსებით იდენტურია ყველა თვისებებით, გარდა ერთი ახალი თვისებისა, რომელსაც **ფერი** ეწოდება. არომატს შეიძლება ჰქონდეს წითელი, მწვანე ან ლურჯი ფერი. ფერები ისეა შერჩეული, რომ მათმა ნარევემა მოგვცეს „ნულოვანი“, თეთრი ფერი. ანტიკვარკები იღებენ ფერებს, რომლებიც დამატებითია (შემვსებია) კვარკების ფერებისა (ლურჯ-მწვანე, მეწამული და ყვითელი). ამრიგად, კვარკები ერთმანეთისაგან განსხვავდებიან ფერისა და არომატის მიხედვით.

ფერის შემოღებამ კვარკების რიცხვი სამჯერ გაზარდა, რასაც უნდა გამოეწვია მათგან შედგენილი ადრონების რიცხვის საგრძნობი ზრდა. ამას, ცხადია, სინამდვილეში არ ჰქონდა ადგილი – ფერის შემოღება ვერ გაზარდიდა ადრონების რიცხვს. ახალი კვარკული მოდელის სინამდვილესთან შესათანხმებლად შემოღებული იქნა **უფერობის** პრინციპი, რომლის თანახმადაც ყოველი ადრონი უნდა იყოს უფერო ანუ თეთრი. ეს კი ნიშნავს, რომ ყოველი ადრონი უნდა შედგებოდეს ან კვარკისა და ანტიკვარკისაგან (მეზონები) ან სამი სხვადასხვა ფერის კვარკისაგან (ბარიონები). ადვილი მისახვედრია, რომ ფერის შემოღება და უფერობის პრინციპი ავტომატურად უზრუნველყოფს პაულის პრინციპის შესრულებას ბარიონის აგებისას და ასევე ავტომატურად გამორიცხავს ორი ან ოთხი კვარკისაგან შედგენილი ადრონის არსებობას.

* აღნიშნულ ნაწილაკში სამივე კვარკის სპინი რომ ერთნაირადაა მიმართული ჩანს იქიდან, რომ მისი სპინი $3/2$ -ის ტოლია.

ძალიან მაღელ წარმოდგენა ფერის შესახებ იქცა თეორიის ძირითად მომენტად, ვინაიდან მასთან (ფერთან) დააკავშირეს ურთიერთქმედება, რომელიც აკავებს კვარკებს ადრონებში. თითოეულ კვარკს მიაწერეს **ფერითი მუხტი** (ელექტრული მუხტის ანალოგიურად) და კვარკებს შორის ძლიერ ურთიერთქმედებას უწოდეს **ფერითი ურთიერთქმედება**. ამის შესაბამისად, ძლიერი ურთიერთქმედების ახალ თეორიას ეწოდა **კვანტური ქრომოდინამიკა** (ბერძნულად „ქრომოს“ ნიშნავს ფერს). თეორიის თანახმად, ადრონებს შორის ძლიერი ურთიერთქმედება, რომელზედაც ადრე იყო ლაპარაკი, დაიყვანება პირველად კვარკთაშორის ურთიერთქმედებამდე. ამასთან, უფრო ადრონების ძლიერი ურთიერთქმედება არის მხოლოდ სუსტი კვალი ფერადი კვარკების ბევრად უფრო ძლიერი ურთიერთქმედებისა (ისევე, როგორც ნეიტრალურ მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედება არის სუსტი კვალი ელექტრონებსა და ბირთვებს შორის არსებული ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედებისა).

კვარკებს შორის ურთიერთქმედება ხორციელდება განსაკუთრებული ნაწილაკების **გლუონების*** გაცვლით. ამ გაცვლის დროს იცვლება კვარკების ფერი, არამატი კი – არა. ამასთან, ფერის ცვლილება ხდება ისე, რომ ადრონი ყოველ მომენტში იყოს უფერო. თანამედროვე წარმოდგენებით კვარკებს შორის ფერების გადანაცვლას უზრუნველყოფს რვა გლუონი, რომელთაგან ექვსი ფერითი მუხტის მატარებელია, მაშასადამე, ამ უკანასკნელებს შორის ადგილი აქვს ფერით ურთიერთქმედებას**. როგორც ვხედავთ, გლუონებმა შეცვალეს იუკავას მეზონები იმ ნაწილაკების როლში, რომელთაც გადააქვთ ძლიერი ურთიერთქმედება. გლუონები მკვეთრად განსხვავდებიან მეზონებისაგან თუნდაც იმით, რომ მეზონებს გააჩნია უძრაობის მასა, მათ შორის დამუხტულებსაც კი – ელექტრული მუხტი. გლუონებს კი (ფოტონების მსგავსად) არ გააჩნია არც უძრაობის მასა და არც ელექტრული მუხტი. გარდა ამისა, გლუონები, კვარკების მსგავსად, თავისუფალ მდგომარეობაში არ არსებობს.

ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკა უკანასკნელი ათწლეულების განმავლობაში უაღრესად სწრაფი ტემპებით ვითარდებოდა. აღმოჩენილ იქნა მრავალი ახალი ნაწილაკი, დადგინდა ადრონების სტრუქტურა (რომელიც თავისი მნიშვნელობით არ ჩამოუვარდება რეზერფორდის მიერ ატომის სტრუქტურის დადგენას), შეიქმნა ელექტრომაგნიტური და სუსტი ურთიერთქმედების ერთიანი თეორია – ელექტროსუსტი თეორია. ამ უკანასკნელის წარმატებებმა სტიმული მისცა მეცნიერებს ეფიქრათ უფრო ზოგადი, ე.წ. **დიადი ერთიანობის თეორიის** შექმნაზე. ეს

* წარმოსდგება ინგლისური სიტყვისაგან „გლუ“ - წებო.

** არის მოსაზრება, რომ ამ ურთიერთქმედების შედეგად, შესაძლოა, გლუონები შეკავშირდნენ და წარმოქმნან ახალი ნაწილაკები გლუბოლები.

თეორია, რომელიც აერთიანებს ელექტრომაგნიტურ, სუსტ და ძლიერ ურთიერთქმედებებს, განვითარების სტადიაშია. მას საფუძვლად უდევს ელექტროსუსტი ურთიერთქმედების თეორია და კვარკ-ლექტონური სიმეტრია. სწორედ ამ ახალმა თეორიამ იწინასწარმეტყველა პროტონის არასტაბილურობა და განსაზღვრა მისი საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა $\approx 10^{32}$ წლით. კიდევ უფრო გრანდიოზულია მცდელობა განზოგადებისა, რომელსაც „სუპერ-სიმეტრია“ ეწოდება – მასში გაერთიანებულია გრავიტაციული ურთიერთქმედებაც. მართალია, ჯერჯერობით თეორიის შედეგები შორსაა სინამდვილიდან, მაგრამ იმედი უნდა ვიქონიოთ, რომ სხვადასხვა ქვეყნის მეცნიერთა ძალისხმევით თეორია თანდათან დაიხვეწება და არც ისე შორეულ მომავალში მიიღებს სრულყოფილ სახეს.

დაბოლოს, აღვნიშნოთ, რომ მიღებულია ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკის განვითარებაში გამოიყოს სამი ეტაპი.

პირველი ეტაპი მოიცავს პერიოდს ელექტრონის აღმოჩენიდან პოზიტრონამდე (1997-1932 წწ).

მეორე ეტაპი მოიცავს პერიოდს პოზიტრონის აღმოჩენიდან კვარკებამდე (1932-1964 წწ).

მესამე ეტაპი მოიცავს პერიოდს კვარკების შესახებ პიპოთეზის გამოთქმიდან (1964 წ) დღევანდლობამდე.

ს ა რ ჩ ე ვ ი

პირველი ნაწილი ელექტრომაგნიტიზმი

§1. მაგნეტიზმის ბუნების შესახებ წარმოდგენის განვითარება	4
§2. მაგნიტური ველის დამახასიათებელი სიდიდეები და მათი საზომი ერთეულები	7

თაზო I

მაგნიტური მოვლენები ვაკუუმში

§3. მაგნიტური ინდუქციის ვექტორი	10
§4. მაგნიტური ინდუქციის წირები. მაგნიტური ინდუქციის ნაკადი. მაგნიტური ველის გრიგალური ხასიათი	13
§5. ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონი	18
§6. ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონის გამოყენება	20
§7. მოძრავი მუხტის მაგნიტური ველი	25
§8. მაგნიტური ველის ინდუქციის ვექტორის ცირკულაცია	27
§9. ცირკულაციის ფორმულის გამოყენება სოლენოიდის და ტოროიდის მაგნიტური ველის გამოსათვლელად	30
§10. მაგნიტური ველის მოქმედება დენიან გამტარზე. ამპერის ფორმულა	32
§11. დენების ურთიერთქმედება	34
§12. მაგნიტური ველის მოქმედება ჩაკეტილ დენიან კონტურზე	36
§13. მაგნიტური ველის მოქმედება მოძრავ მუხტზე. ლორენცის ძალა	39
§14. პოლის ეფექტი	43
§15. ელექტრონის კუთრი მუხტის განსაზღვრა	46
§16. იონების კუთრი მუხტის განსაზღვრა. მასსპექტროგრაფი	49

თაზო II

ელექტრომაგნიტური ინდუქცია

§17. ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენა. ფარადეის ცდები. ლენცის წესი	54
§18. ინდუქციის ელექტრომამოძრავებელი ძალა. ფარადეის კანონი	57
§19. ინდუქციის ელექტრომამოძრავებელი ძალის აღძვრის მექანიზმი	60
§20. ურთიერთინდუქცია	65
§21. თვითინდუქცია	67
§22. დენის ძალის ცვლილება წრედის ჩართვისა და ამორთვის დროს	70
§23. დენის მაგნიტური ველის ენერგია	72

თაზო III

მაგნიტური ველი ნივთიერებაში

§24. მაგნეტიკები	75
§25. დამაგნიტების ვექტორი. ნივთიერების მაგნიტური შეღწევადობა	77
§26. ელექტრონებისა და ატომების მაგნიტური მომენტი	81
§27. დიამაგნეტიზმისა და პარამაგნეტიზმის ბუნება	86
§28. ატომი მაგნიტურ ველში. ლარმორის თეორემა	89
§29. დიამაგნეტიკები	92
§30. პარამაგნეტიკები	93
§31. მაგნიტური ველის ცირკულაცია ნივთიერებაში	96
§32. ფერომაგნეტიკები	99
§33. ფერომაგნეტიზმის ახსნა	102
§34. ფერომაგნეტიზმის დამაგნიტების მექანიზმი	106

**თაზი IV
ცვლადი დენი**

§35. ცვლადი დენის მიღება	108
§36. ცვლადი და მუდმივი დენის გენერატორები	110
§37. ცვლადი დენის სრული წრედი	112
§38. ძაბვათა რეზონანსი	118
§39. სიმძლავრე ცვლადი დენის წრედში	121
§40. სამფაზიანი დენი	124
§41. ელექტრული ენერგიის გადაცემა. ტრანსფორმატორი	128

**თაზი V
ელექტრომაგნიტური რხევები და ტალღები. მაქსველის განტოლებები**

§42. რხევითი კონტური. ტომსონის ფორმულა	134
§43. მიღევადი ელექტრომაგნიტური რხევები	140
§44. იძულებითი ელექტრომაგნიტური რხევები. თვითრხევები	143
§45. წანაცვლების დენი	144
§46. მაქსველის განტოლებები	148
§47. მაქსველის დიფერენციალური განტოლებები	153
§48. ელექტრომაგნიტური ველი	155
§49. ელექტრომაგნიტური ტალღა	157
§50. ელექტრომაგნიტური ტალღების გამოსხივება და მიღება	160

**მეორე ნაწილი
ოპტიკის საფუძვლები**

§51. ოპტიკის განვითარების მოკლე ისტორია. სინათლის დუალიზმი	164

**თაზი VI
გეომეტრიული ოპტიკის ელემენტები**

§52. გეომეტრიული ოპტიკის ძირითადი კანონები	169
§53. სინათლის სრული შინაგანი არეკვლა და მისი გამოყენება	174
§54. სხივთა სველა ბრტყელ პარალელურ ფირფიტაში და სამწახნაგა პრიზმაში	177
§55. ლინზა. ლინზის ფოკუსი. ოპტიკური ძალა. წერტილის გამოსახულების აგება ლინზაში	178
§56. ლინზის ფორმულა. გამოსახულების აგება ლინზაში	182
§57. ლინზის (ოპტიკური სისტემების) დეფექტები	186
§58. თვალი. მხედველობა	189
§59. თვალის შემაიარაღებელი ოპტიკური ხელსაწყოები	196
§60. ფერმას პრინციპი	202

**თაზი VII
სინათლის ინტერფერენცია**

§61. ინტერფერენციის მოვლენა. იუნგის ცდა. სინათლის ტალღის სიგრძის შეფასება	206
§62. კოჰერენტულ ტალღათა მიღების მეთოდები	210
§63. გამჭვირვალე ფირფიტიდან არეკვლილი სხივების ინტერფერენცია თანაბარი დახრისა და თანაბარი სისქის ინტერფერენციული ზოლები	212
§64. ინტერფერენციის პრაქტიკული გამოყენება	219

**თაზი VIII
სინათლის დიფრაქცია**

§65. დიფრაქციის მოვლენა. ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპი	222
§66. ფრენელის ზონების მეთოდი. სინათლის წრფივი გავრცელება	226
§67. ფრენელის დიფრაქცია მცირე წრიულ ხვრელზე და დისკოზე	231
§68. ფრაუნჰოფერის დიფრაქცია მართკუთხა ხვრელზე	235
§69. დიფრაქცია ორ ხვრელზე. დიფრაქციული მესერი	240
§70. რენტგენის სხივების დიფრაქცია	244

თაზი IX
სინათლის დისპერსია, შთანთქმა და გაბნევა

§71. დისპერსიის მოვლენა. ნიუტონის ცდები. ნორმალური და ანომალური დისპერსია	247
§72. სინათლის დისპერსიის ელექტრონული თეორია	249
§73. სინათლის შთანთქმა	254
§74. სინათლის გაბნევა	258
§75. ფაზური და ჯგუფური სიჩქარე	262

თაზი X
სინათლის პოლარიზაცია

§76. ბუნებრივი და პოლარიზებული სინათლე. მალუსის და ბრიუსტერის კანონები	267
§77. ორმაგი სხივოტება	272
§78. ჩვეულებრივი და არაჩვეულებრივი ტალღის ზედაპირის აგება ჰიუგენსის მეთოდით	275
§79. პოლარიზაციული ხელსაწყოები (პოლარიზატორები)	277
§80. ხელოვნური ორმაგი სხივოტება	280
§81. პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვა	283

თაზი XI
ფარდობითობის თეორიის ელემენტები

§82. კლასიკური ფიზიკის ძირითადი დებულებები	287
§83. მოძრავ სხეულთა ოპტიკა და ეთერის პრობლემა	288
§84. ფარდობითობის თეორიის პოსტულატები. ლორენცის გარდაქმნის ფორმულები	294
§85. ლორენცის გარდაქმნების შედეგები	297
§86. რელავისტური დინამიკის ელემენტები	302

თაზი XII
კვანთური ოპტიკის საფუძვლები

§87. სითბური გამოსხივება. კირჰოფის კანონი	307
§88. აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების კანონები	311
§89. ჰიპოთეზა კვანტების შესახებ. პლანკის ფორმულა	313
§90. ფოტოეფექტი	316
§91. ფოტოეფექტის გამოყენება. ფოტოელემენტები	320
§92. ფოტონის მასა და იმპულსი	323
§93. ლუმინესცენცია	324
§94. კომპტონის ეფექტი	328

მესამე ნაწილი
ატომისა და ატომგირთვის ფიზიკის საფუძვლები

თაზი XIII
ატომის აგებულება. ბორის თეორია

§95. რეზრფორდის ცდა. ატომის აგებულების ბირთვული მოდელი	331
§96. ატომის ბირთვული მოდელის სიძნელეები. ბორის პოსტულატები	334
§97. წყალბადის ატომის ბორის თეორია. სერიული ფორმულები	336
§98. ბორის თეორიის ექსპერიმენტული დადასტურება. ფრანკისა და ჰერცის ცდა	340

თაზი XIV
კვანთური მექანიკის ელემენტები

§99. ნივთიერების კორპუსკულური-ტალღური დუალიზმი. დე-ბროილის ფორმულა	343
§100. ჰაიზენბერგის განუსაზღვრელობათა თანაფარდობა (პრინციპი)	345
§101. შრედინგერის განტოლება	349
§102. შრედინგერის განტოლების გამოყენების მაგალითები	352
§103. წყალბადის ატომი კვანტური მექანიკის თვალსაზრისით	357
§104. ელექტრონის სპინი	361
§105. პაულის პრინციპი. ელექტრონთა განაწილება ატომში მდგომარეობათა მიხედვით	363
§106. ელემენტთა მენდელეევის პერიოდული სისტემა	365

თაზი XV
ატომბირთვის ფიზიკა

§107. ატომბირთვის შედგენილობა და თვისებები	369
§108. იზოტოპები	373
§109. ატომბირთვული ძალები. ატომბირთვის მოდელები	375
§110. რადიოაქტიურობა. α , β , γ სხივები	380
§111. α და β – დაშლა	383
§112. რადიოაქტიური გადანაცვლების წესები	389
§113. γ -გამოსხივება	391
§114. რადიოაქტიური დაშლის ძირითადი კანონი. აქტივობა	395
§115. ატომბირთვის ბმის ენერგია და მასის დეფექტი	398
§116. ბირთვული რეაქციები	401
§117. ბირთვების გაყოფა	405
§118. გაყოფის ჯაჭვური რეაქცია	409
§119. ბირთვული რეაქტორი	413
§120. ატომბირთვების სინთეზის რეაქცია	419
§121. მართვადი თერმობირთვული რეაქციების პრობლემა	423

თაზი XVI
ელემენტარული ნაწილაკები

§122. ელემენტარული ნაწილაკების შესახებ მოძღვრების განვითარება	427
§123. ფუნდამენტურ ურთიერთქმედებათა ოთხი ტიპი	434
§124. ნაწილაკების ურთიერთქმედება და შენახვის კანონები	438
§125. ნაწილაკების კლასიფიკაცია	443
§126. ცნება კვარკების შესახებ	446

იბეჭდება ავტორთა მიერ წარმოდგენილი სახით

გადაეცა წარმოებას 28.05.2009. ხელმოწერილია დასაბეჭდად 15.06.2009. ქალაქის
ზომა 60X84 1/8. პირობითი ნაბეჭდი თაბახი 28. ტირაჟი 100 ეგზ.

საგამომცემლო სახლი „ტექნიკური უნივერსიტეტი“, თბილისი, კოსტავას 77

