

წ. ზამიწიძე

ატომური ფიზიკა



ბათუმის უნივერსიტეტი
“ბათუმის უნივერსიტეტი”
2004

სახელმძღვანელო წარმოადგენს ზოგადი ფიზიკის კურსის ნაწილს და განკუთვნილია ძირითადად უნივერსიტეტის ფიზიკის სპეციალობის სტუდენტებისათვის. ის სასარგებლო დახმარებას გაუწევს სხვა სპეციალობის სტუდენტებსაც. ასევე საშუალო სკოლის მასწავლებლებსა და ატომური ფიზიკის საკითხებით დაინტერესებულ მკითხველებს.

რეცენზენტები: პროფ. ბ. კიკიანი
დოც. მ. გოჩიტაშვილი

რედაქტორი: პროფ. ჯ. ბერიძე

ISBN 99928-970-7-4

გამომცემლობა "ბათუმის უნივერსიტეტი"

ფიზიკა არის ფუნდამენტალური მეცნიერება და წარმოადგენს თეორიულ საჭიროებას სხვადასხვა პროფილის სპეციალისტების მომზადებისათვის, რომლის გარეშე წარმოდგენილია თანამედროვე მეცნიერება და ტექნიკა. მეცნიერებისა და ტექნიკის უკანასკნელმა ბრწყინვალე წარმატებებმა განაპირობა და წარმოქმნა მიკროსამყაროს მოვლენების შესწავლის აუცილებლობა, რაც წარმოდგენილია ატომური ფიზიკის შესწავლის გარეშე. ატომური ფიზიკის მიზანია ნივთიერების შემადგენელი ნაწილაკების- ატომებისა და მოლეკულების აგებულებისა და თვისებების შესწავლა, და მათ შორის ურთიერთქმედების ძალების ხასიათის დადგენა.

ატომური ფიზიკა, რომელიც განხილულია მოცემულ წიგნში წარმოადგენს ზოგადი ფიზიკის კურსის ნაწილს და შეიცავს მხოლოდ იმ მოვლენების განხილვას რომლებშიც ყველაზე მარტივად და ცხადად მჟღავნდება ფუნდამენტალური კვანტურ-მექანიკური კანონზომიერებანი, რომელთა საშუალებითაც გვეძლევა წარმოდგენა ატომების გარსების აგებულების შესახებ და შეისწავლება მოვლენები რომლებიც განპირობებულია ატომური გარსების თვისებებით და მათში მიმდინარე პროცესებით.

ატომური ფიზიკის მნიშვნელობა მხოლოდ ფიზიკური მოვლენების ახსნით არ ამოიწურება. მან დიდი გავლენა მოახდინა ბუნების ზოგადი კანონების ჩამოყალიბებაზე და ზოგიერთი ფილოსოფიური საკითხის შესახებ ჩვენი მსოფლდმხედველობის შემუშავებაზე. გარდა ამისა ატომურმა ფიზიკამ ხელი შეუწყო ყველა საბუნებისმეტყველო მეცნიერების სწრაფ წარმატებით განვითარებას. ატომური ფიზიკის განვითარებასთან მჭიდროდ არის დაკავშირებული მეცნიერებისა და ტექნიკის ახალი დარგების შექმნა და განვითარება.

წარმოდგენილი სახელმძღვანელო განკუთვნილია ძირითადად ფიზიკის სპეციალობის სტუდენტებისათვის. ის სასარგებლო დახმარებას გაუწევს საინჟინრო-ტექნიკური და საბუნებისმეტყველო პროფილის სტუდენტებსაც, რომელთაც აქვთ გარკვეული ურთიერთობა მიკროსამყაროს მოვლენებთან, და რომელთაც ამ სახელმძღვანელოს შესწავლისას შეექმნებათ სრულყოფილი წარ-

მოდგენა ატომებისა და მათში მიმდინარე მოვლენებისა და პროცესების შესახებ.

სახელმძღვანელო შედგენილია ლექციათა კურსის საფუძველზე, რომელიც იკითხება ავტორის მიერ ბათუმის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ფიზიკის სპეციალობის სტუდენტებისათვის.

განსაზღვრულ მოსაზრებათა საფუძველზე სახელმძღვანელოში ძირითად ერთეულებად გამოყენებულია ერთეულთა CGS სისტემა გაუსის ფორმით. გამოიყენება აგრეთვე სისტემისგარეშე ერთეულები.

ავტორი გამოხატავს ღრმა პატივისცემას და მადლობას სასარგებლო რჩევებისა და რეცენზირებისათვის, პროფ. ბ. კიკიანის, პროფ. ჯ. ბერიძის და დოც. მ. გოჩიტაშვილის მიმართ.

§1. ატომურ შეხედულებათა მოკლე ისტორია

ბუნებაში არსებული ყოველი ნივთიერება შეიცავს ატომებს. აზრი იმის შესახებ, რომ ყოველი ნივთიერება შედგება უმცირესი, უხილავი და განუყოფელი ნაწილაკებისაგან, ატომებისაგან, გამოთქმული იყო ჯერ კიდევ ძველ დროში ბერძენი ფილოსოფოსების მიერ. სიტყვა ატომი ბერძნულია და ნიშნავს განუყოფელს. ძვ.წ. VI საუკუნეში თალეს მილეთელმა (624-547) გამოთქვა მოსაზრება, რომ ყოველი საგნის პირველად წყაროს წარმოადგენს წყალი. დღეისათვის ეს მოსაზრება შეიძლება მოგვჩვენოს პრიმიტიულად, მაგრამ მასში ღრმა ფილოსოფიური აზრია. ის შეიცავს ფილოსოფიის სამ დებულებას. ჯერ ერთი, რომ დასმულია საკითხი ყველა საგნის პირველადი წყაროს არსებობის შესახებ, მეორე დებულება მიგვანიშნებს, რომ ყოველი მოვლენის შესწავლა უნდა მოხდეს მეცნიერული კვლევის საფუძველზე, ყოველგვარი მითიური და ზებუნებრივი ძალების უგულებელყოფის საფუძველზე და მესამე, რომ ბუნების არსის გაგება უნდა მოხდეს ერთიანი პრინციპების საფუძველზე. ანაქსიმანდრე (610-546) ასეთად მიიჩნევდა არ არსებულ ნივთიერებას "აფეირონს", ხოლო ანაქსიმანდრეს მოსწავლე ანაქსიმენი (588-525) კი ჰაერს.

მატერიის ატომური აგებულების შესახებ იდეა პირველად გამოთქმული იყო ლევკიპის (500-440) მიერ და განავითარა მისმა მოსწავლემ დემოკრიტემ (460-370). დემოკრიტემ შემოიღო ავსებულებისა და სიცარიელის ცნებები. დემოკრიტეს აზრით ავსებულება წარმოადგენს უმცირეს მატერიალურ ნაწილაკებს - ატომებს, ხოლო სიცარიელე კი წარმოადგენს ატომებს შორის ცარიელი სივრცე. დემოკრიტეს მოსაზრებით ატომები იმყოფებიან განუწყვეტლივ ქაოსურ მოძრაობაში. ისინი მარადიულია და დაუშლელი. ატომები მრავალნაირია, ისინი განსხვავდებიან მოძრაობით, გააჩნიათ ფორმა და უკავიათ გარკვეული ადგილი სივრცეში, მათ შეუძლიათ გაერთიანდნენ და ქმნიან სხეულთა და მოვლენათა მრავალფეროვნებებს. ატომებს არ გააჩნიათ არც ფერი, არც სუნი და არც გემო. დემოკრიტეს შემდეგ ბერძენმა ფილოსოფოსებმა, მხოლოდ ნაწილობრივ მიიღეს და განავითარეს დემოკრიტეს ატომური მოძღვრება. კაცობრიობის ისტორიაში ისე განვლო 2000 წელმა, რომ დემოკრიტეს მოძღვრება ატომების შესახებ არავის განუვითარებია. ამ ხნის განმავლობაში მოწინავე კაცობრიობის აზროვნება შებოჭილი იყო არისტოტელეს (384-322) დოგმატური ფი-

ლოსოფიით. მხოლოდ **VXII** საუკუნიდან დაიწყო საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა განვითარება. გალილეის და კეპლერის შრომებზე დაყრდნობით ფრანგმა ფილოსოფოსმა გასენდიმ (1592-1655) პირველად აიმაღლა ხმა არისტოტელეს შეხედულებათა წინააღმდეგ. მან გაიხსენა დემოკრიტეს ატომური მოძღვრება, გადაამუშავა ის, და გამოაქვეყნა თავისი ატომური შეხედულება. გასენდის თეორიის თანახმად, სამყარო შედგება უმცირესი მატერიალური ნაწილაკებისაგან- ატომებისაგან, რომლებიც იმყოფებიან განუწყვეტლივ ქაოსურ მოძრაობაში, და რომელთა მოძრაობა და ურთიერთ შეერთება განაპირობებენ სხეულთა თვისებებს და მოვლენათა ხასიათს. გასენდიმ გამოთქვა აზრი, რომ ატომური თეორიის საფუძველზე, შესაძლებელია ფიზიკური მოვლენების ახსნა. იმდროინდელმა მკვლევარებმა მიიღეს ატომური თეორია და დაიწყეს მისი გამოყენება სხვადასხვა საბუნებისმეტყველებო მეცნიერებაში. ამ დროიდან იწყება ატომური თეორიის მეცნიერულ კვლევა ძიებაზე დაყრდნობილი მოძღვრების განვითარება.

ინგლისელმა ფიზიკოსმა რ. ბოილმა (1627-1691) დაიწყო აირების თვისებების შესწავლა ატომურ წარმოდგენათა საფუძველზე. მან გამოთქვა მოსაზრება, რომ ქიმიური პროცესების დროს ხდება ერთი ნივთიერების მეორეში გარდაქმნა. ამიტომ უნდა არსებობდეს ისეთი მარტივი ნივთიერებანი, რომელთა გარდაქმნა ქიმიური პროცესებით შეუძლებელია. ცხადია, რომ ამ ძირითადი ნივთიერებებისაგან უნდა შედგებოდეს მთელი სამყარო. ამ მარტივ ნივთიერებებს ახლა ქიმიური ელემენტები ეწოდება.

ატომური თეორიის განვითარებას ახალი მიმართულება მიეცა ინგლისელი ფიზიკოსის მ. ფარადეის (1791-1867) აღმოჩენათა საფუძველზე. მან აღმოაჩინა, რომ ელექტროლიზის დროს გადატანილი ნივთიერების გარკვეულ რაოდენობას ელექტრული მუხტის გარკვეული რაოდენობა შეესაბამება. აქედან, გამომდინარეობდა, რომ ელექტრულ მუხტსაც ატომური აგებულება უნდა ახასიათებდეს და ქიმიური შენაერთის ყოველ ატომს ან მოლეკულას ელექტრული მუხტის გარკვეული რაოდენობა უნდა ეთანადებოდეს. ფარადეის კანონებიდან გამომდინარეობს უმცირესი ელექტრული მუხტის არსებობა.

ატომური თეორიის განვითარების შემდგომ ეტაპს მიეკუთვნება აირების კინეტიკური თეორიის შექმნა. ამ მიმართულებით მნიშვნელოვანი წვლილი მიუძღვით ინგლისელ ფიზიკოსს ჯ. მაქსველს (1831-1879), ავსტრიელ ფიზიკოსს ლ. ბოლცმანს (1844-1906) და

გერმანელ ფიზიკოსს რ. კლაუზიუსს (1822-1888). ამ თეორიის საფუძველზე დაიწყო აირების თვისებების შესწავლა იმ აზრით, რომ აირები შედგებიან მოლეკულებისა და ატომებისაგან, ისინი იმყოფებიან განუწყვეტლივ ქაოსურ მოძრაობაში, მოძრაობისას ეჯახებიან ერთმანეთს და განიცდიან დაჯახებას ჭურჭლის კედლებთან. შემდგომი კვლევის შედეგად აღმოჩენილი იქნა ატომისგან დამოუკიდებელი, თავისუფალი უარყოფითად დამუხტული, ნაწილაკის ელექტრონის არსებობა, დამტკიცდა ატომის რთული აგებულება. თანამედროვე ატომი განსხვავდება ბერძენი ფილოსოფოსების დროინდელი ატომებისაგან. თანამედროვე ატომი წარმოადგენს რთულ სისტემას. ის შედგება პროტონების, ნეიტრონებისა და ელექტრონებისაგან. ბერძენი ფილოსოფოსების გაგებით ატომის ცნება, ამჟამად შეიძლება გამოყენებული იქნას, პროტონების, ნეიტრონებისა და სხვა ელემენტარული ნაწილაკების მიმართ, რომლებიც დღესდღეობით არ იყოფიან.

§2. ნივთიერების კორპუსკულურ-ატომური დუალიზმი

XX საუკუნის დასაწყისში აღმოჩნდა, რომ კლასიკური ფიზიკის ცნებები და პრინციპები, რომლებიც წარმოიშვა მაკროსკოპული ობიექტების შესწავლის საფუძველზე, არ გამოიყენებოდა ან შეიძლება გამოყენებულიყო შეზღუდულად ატომური და სუბატომური მასშტაბის ნაწილაკებისთვის. კერძოდ, შეუძლებელი აღმოჩნდა, კლასიკური ფიზიკის კანონებით გახსრებული სხეულების მიერ ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ახსნა. კლასიკური ფიზიკის კანონებით მიღებული შედეგები მკვეთრ წინააღმდეგობაში აღმოჩნდა ცდებით მიღებულ შედეგებთან. ამ ნაწილაკების შესწავლის მიზნით საჭირო გახდა ახალი შეხედულებები და კანონები, რომლებიც აღმოჩენილი იქნა მოგვიანებით. გერმანელმა ფიზიკოსმა პლანკმა (1858-1947) უარყო კლასიკური ფიზიკის არსებული დებულებები, რომლის თანახმაც ნებისმიერი სისტემის ენერჯია შეიძლება იცვლებოდეს უწყვეტად. პლანკის მიერ შემოღებული იქნა ჰიპოთეზა, რომლის თანახმაც ნივთიერების მიერ სინათლის გამოსხივება და შთანთქმვა ხდება არა უწყვეტად, არამედ განსაზღვრული პორციებით- კვანტებით, ამასთან, გამოსხივებული ან შთანთქმული კვანტის ენერჯია პროპორციულია ჰარმონიული

ოსცილატორის რხევის სიხშირის და განისაზღვრება გამოსახულებით:

$$E = h\nu \quad (2.1)$$

ან, შემდეგნაირად:

$$E = \hbar\omega \quad (2.2)$$

სადაც- $\omega = 2\pi\nu$ გამოსხივების ციკლური სიხშირეა. მოგვიანებით აინშტაინი თეორიული მონაცემებისა და ექსპერიმენტალური ფაქტების საფუძველზე მივიდა დასკვნამდე, რომ ν სიხშირის სინათლე არა მარტო გამოსხივდება ან შთაინქმება ნივთიერების მიერ ცალკეული პორციებით (კვანტებით), არამედ ვრცელდება აგრეთვე სივრცეში ცალკეული პორციებით (კვანტებით), რომელთა ენერგია აგრეთვე $E = h\nu$. ასეთ ნაწილაკებს მოგვიანებით სინათლის კვანტები ანუ ფოტონები უწოდეს. ამრიგად, სინათლის გავრცელება უნდა განვიხილოთ არა, როგორც უწყვეტი ტალღური პროცესი, არამედ სივრცეში დისკრეტული სინათლის კვანტების ლოკალიზებული ნაკადი, რომლებიც მოძრაობენ ვაკუუმში სინათლის გავრცელების c სიჩქარით. მაგრამ, არ შეიძლება ფოტონები განვიხილოთ ჩვეულებრივი კლასიკური მექანიკის მატერიალური წერტილის ანალოგიური, განსაზღვრულ ტრაექტორიაზე მოძრავი ნაწილაკები. რადგან, როგორც ცნობილია სინათლისათვის დამახასიათებელია ტალღური თვისებები- ინტერფერენცია, დიფრაქცია და პოლარიზაცია. ე.ი. ფოტონებს გააჩნიათ არა მხოლოდ კორპუსკულური არამედ ტალღური თვისებები. ფოტონების ასეთი თვისებებურება ცნობილია კორპუსკულურ-ტალღური დუალიზმის სახელწოდებით.

მასასა და ენერგიას შორის თანაფარდობის თანახმად:

$$E = mc^2 \quad (2.3)$$

(2.3) და (2.1) თანახმად შეიძლება განვსაზღვროთ ფოტონის მასა:

$$m = \frac{h\nu}{c^2} \quad (2.4)$$

ე.ი. ფოტონი არის ელემენტარული ნაწილაკი, რომელიც ყოველთვის (ნებისმიერ გარემოში) მოძრაობს სინათლის c სიჩქარით,

და გააჩნია ნულის ტოლი უძრაობის მასა. ცხადია, რომ ფოტონის მასა განსხვავდება ისეთი ელემენტარული ნაწილაკების მასისაგან, როგორიცაა ელექტრონი, პროტონი და ნეიტრონი, რომელთაც გააჩნიათ ნულისაგან განსხვავებული უძრაობის მასა და შეიძლება იმყოფებოდნენ უძრაობის მდგომარეობაში.

თუ ვისარგებლებთ ენერგიასა და იმპულსს შორის რელატივისტური თანაფარდობით:

$$E = \sqrt{m_0^2 c^2 + p^2 c^2} \quad (2.5)$$

და გავითვლისწინებთ, რომ ფოტონის უძრაობის მასა ნულის ტოლია ($m_0 = 0$), მივიღებთ:

$$E = pc \quad (2.6)$$

ნიშანი მიწუსი მხედველობაში არ მიიღება, რადგან ითვლება, რომ ფოტონის \vec{p} იმპულსი მიმართულია სინათლის გავრცელების მიმართულელებით. (2.6)-დან მიიღება, რომ

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} \quad (2.7)$$

განხილულიდან გამომდინარეებს, რომ ფოტონი, ისევე როგორც ნებისმიერი სხვა ნაწილაკი, ხასიათდება ენერგიით, მასით და იმპულსით. (2.1), (2.2) და (2.4) გამოსახულებები აკავშირებენ ფოტონის კორპუსკულურ მახასიათებლებს- ენერგიას, მასას, და იმპულსს, სინათლის ტალღურ მახასიათებელთან- მის ν სიხშირესთან.

თუ ფოტონს გააჩნია იმპულსი, მაშინ სხეულის ზედაპირზე დაცემული სინათლე უნდა ახდენდეს მასზე წნევას. რადგან, კვანტური თეორის თვალსაზრისით, ყოველი ფოტონი ზედაპირზე დაჯახებისას გადასცემს იმპულსს. დაუშვათ, რომ სხეულის ზედაპირის ერთეულოვან ფართობს, ერთეულოვან დროში ეცემა N ფოტონი. თუ სხეულის ზედაპირის არეკვლის კოეფიციენტია ρ , მაშინ სხეულის ზედაპირიდან აირეკლება ρN ფოტონი, ხოლო $(1-\rho)N$ შთაინქმება. ყოველი შთაინქმული ფოტონი გადასცემს სხეულის ზედაპირს $P = h\nu/c$ იმპულსს, ხოლო ყოველი არეკვლ-

ილი ფოტონი $2P = 2hv/c$ (არეკვლისას ფოტონის იმპულსი იცვლება $-P$ სიდიდით). ამრიგად, სინათლის წნევა, რომელიც ტოლია 1წმ -ში ყველა N ფოტონის მიერ სხეულის ზედაპირზე გადაცემული იმპულსის, გამოისახება ფორმულით:

$$P = \frac{2hv}{c} \rho N + \frac{hv}{c} (1 - \rho) N = (1 + \rho) \frac{hv}{c} N \quad (2.8)$$

Nhv - წარმოადგენს ერთეულოვან ზედაპირზე, ერთეულოვან დროში დაცემული ყველა ფოტონის ენერჯიას; $Nhv/c = w$ დაცემული გამოსხივების ენერჯიის მოცულობითი სიმკვრივე. ამიტომ, რაიმე ზედაპირისადმი ნორმალურდ დაცემული სინათლის მიერ სხეულის ერთეულოვან ზედაპირზე წარმოებულ წნევა:

$$P = \frac{Nhv}{c} (1 + \rho) = \frac{I}{c} (1 + \rho) = w(1 + \rho) \quad (2.9)$$

(2.9) ფორმულა, რომელიც მიიღება კვანტური წარმოდგენების საფუძველზე, ემთხვევა მაქსველის ელექტრომაგნიტური (ტალღური) თეორიის საფუძველზე მიღებულ გამოსახულებას. ე.ი., სინათლის წნევა ერთნაირი წარმატებით აიხსნება როგორც ტალღური ისე, კორპუსკულური თეორიით.

§3. ტალღური პაკეტი

ამ დროისათვის ჩამოყალიბდა შემდეგი ცდისეული ფაქტები: რიგ მოვლენებში (ინტერფერენცია, დიფრაქცია, პოლარიზაცია, ...) სინათლე ამჟღავნებდა ტალღურ თვისებებს, ხოლო სხვა მოვლენებში (ფოტოეფექტი, კომპტონის ეფექტი, ...) ნაწილაკის თვისებებს. დე ბროილის მიერ დასმული იქნა კითხვა, ხომ არ ვრცელდება ასეთი კორპუსკულურ-ტალღური დუალიზმი ჩვეულებრივ ნივთიერებებზე. 1924წ. ფრანგი ფიზიკოსის ლუი დე ბროილის მიერ გამოთქმული იქნა ჰიპოთეზა ნივთიერების კორპუსკულურ-ტალღური დუალიზმის უნივერსალურობის შესახებ. ის ამტკიცებდა, რომ არა მხოლოდ ფოტონებს, არამედ ელექტრონებს და მატერიის ნებისმიერ სხვა ნაწილაკებს კორპუსკულურთან ერთად გააჩნიათ ტალღური თვისებები. ნაწილაკების კორპუსკულურ-

რი და ტალღური თვისებების დამაკავშირებელ რაოდენობრივ თანაფარდობებს გააჩნიათ იგივე სახე რაც მიღებული იყო ფოტონებისათვის:

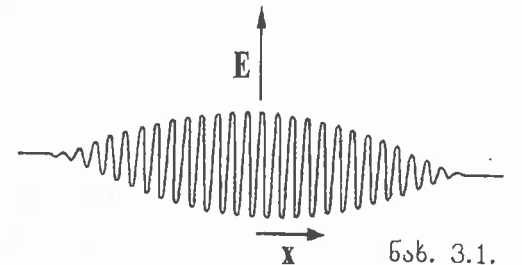
$$E = hv \quad (E = \hbar\omega), \quad p = \frac{2\pi\hbar}{\lambda};$$

შემდგომში იმპულსისათვის ვისარგებლებთ შემდეგი ჩანაწერით: $\vec{p} = \hbar\vec{k}$.

დაუშვათ, რომ ნაწილაკი მოძრაობს თავისუფალ სივრცეში v მუდმივი სიჩქარით. დე ბროილმა დაუშვა, რომ ასეთ ნაწილაკთან დაკავშირებულია რაღაც ბრტყელი მონოქრომატული ტალღა:

$$\psi(\vec{r}, t) = Ae^{-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \quad (3.1)$$

რომელიც ვრცელდება v სიჩქარის მიმართულებით. ამ ტიპის ტალღა ცნობილია ფაზური ტალღის, ნივთიერების ტალღის ანუ დე ბროილის ტალღის სახელით. წარმოვიდგინოთ ტალღათა სისტემა (ორი ან რამოდენიმე) რომელთა სუპერპოზიციის შედეგად მიიღება ტალღური ჯგუფები (ნახ. 3.1), რომლებიც შეიძლება წარვიდგინოთ როგორც მატერიალური ნაწილაკი და უწოდებენ ტალღურ პაკეტს (ან ტალღათა ჯგუფს). ყოველი ტალღა ვრცელდება თავისი საკუთარი სიჩქარით (ფაზური სიჩქარით), ხოლო ტალღური პაკეტი ვრცელდება სხვა სიჩქარით (ტალღური სიჩქარით).



ატომების მიერ ხილული სინათლის გამოსხივების ტიპიურ მაგალითში ის შედგება დაახლოებით 10^5 რხევისაგან. თავისი მოძრაობისას ეს ფოტონი (ნაწილაკი) ვრცელდება ტალღის თვისებებით (ტალღის სიგრძე, სიჩქარე), გამოსხივებისას ის (ფოტონი-ტალღური პაკეტი) წარმოიშობა როგორც ერთიანი მთლიანი, ხოლო შთანთქმისას ის ქრება აგრეთვე როგორც ერთიანი მთლიანი. მისი ენერჯია ტოლია hv .

ტალღური პაკეტი მათემატიკურად შემდეგნაირად შეიძლება წარმოვადგინოთ:

$$\psi(x,t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(k) e^{-i[\omega(k)t - kx]} dk \quad (3.2)$$

$E = \hbar\omega$ და $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ ტოლობების თანახმად (3.1) ასე ჩაიწერება:

$$\psi(\vec{r}, t) = A e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - \vec{p}\vec{r})} \quad (3.3)$$

თუ x ღერძს მივმართავთ \vec{p} ვექტორის გასწვრივ, მაშინ ფაზათა მუდმივობის პირობიდან:

$$Et - px = \text{const} \quad (3.4)$$

შეიძლება გამოვთვალოთ დე ბროილის ტალღის ფაზური სიჩქარე, თუ მოვახდენთ ამ განტოლების დროითი დიფერენცირებას:

$$E - p \frac{dx}{dt} = 0 \quad (3.5)$$

აქედან,

$$v_{\text{ფ}} = \frac{dx}{dt} = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{mv} = \frac{c^2}{v} \quad (3.6)$$

სადაც $v_{\text{ფ}}$ - ნაწილაკების ფაზური სიჩქარეა. რადგან $v_{\text{ფ}} < c$, დე ბროილის ტალღის ფაზური სიჩქარე ყოველთვის მეტია სინათლის სიჩქარეზე, რაც წინააღმდეგობაშია ფარდობითობის თეორიასთან, მაგრამ აქ გასათვალისწინებელია ის გარემოება, რომ ფარდობითობის თეორიის მტკიცებულებანი სამართლიანია მხოლოდ პროცესებისათვის, რომლებიც დაკავშირებულია მასისა და ენერჯიის გადატანასთან. ფაზური სიჩქარე არ ახასიათებს ნაწილაკის მასისა და ენერჯიის გადატანის სიჩქარეს. მათი გადატანა ხასიათდება ნაწილაკების სიჩქარით, რომელიც განისაზღვრება არა ფაზური, არამედ დე ბროილის ტალღის ჯგუფური სიჩქარით. (3.2) გამოსახულებაში $\omega(k)$ ფუნქცია შეიძლება გავშალოთ ტეილორის მწკრივად k_0 წერტილში და შემოვისაზღვროთ პირველი წევრით:

$$\omega(k) = \omega_0 + (k - k_0) \frac{d\omega}{dk_0} \quad (3.7)$$

სადაც, $\omega_0 = \omega(k_0)$, $\frac{d\omega_0}{dk_0} = \left. \frac{d\omega}{dk} \right|_{k=k_0}$.

მაშინ, (3.7) გამოსახულების თანახმად გვქვნება:

$$\psi(x,t) = e^{-i(\omega_0 - k_0 \frac{d\omega_0}{dk_0})t} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(k) e^{-ik(x - \frac{d\omega_0}{dk_0}t)} dk \quad (3.8)$$

როცა, $t=0$ (3.2) ფორმულა მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$\psi(x,0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(k) e^{ikx} dk \quad (3.9)$$

სადაც $\psi(x,0)$ აღწერს ტალღურ პაკეტს სივრცეში დროის საწყის (3.9) გამოსახულებიდან გამომდინარეობს, რომ

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(k) e^{ik(x - \frac{d\omega_0}{dk_0}t)} dk = \psi(x - \frac{d\omega_0}{dk_0}t, 0) \quad (3.10)$$

მაშინ, (3.8) ფორმულის თანახმად:

$$\psi(x,t) = \psi(x - \frac{d\omega_0}{dk_0}t, 0) e^{-i(\omega_0 - k_0 \frac{d\omega_0}{dk_0})t} \quad (3.11)$$

ამ ტალღური პაკეტის ამპლიტუდა:

$$|\psi(x,t)| = \left| \psi(x - \frac{d\omega_0}{dk_0}t, 0) \right| \quad (3.12)$$

ხოლო, ტალღური პაკეტის მოძრაობის სიჩქარე განისაზღვრება არგუმენტის- $x - \frac{d\omega_0}{dk_0}t$, დროითი დიფერენცირებით:

$$\frac{d}{dt} (x - \frac{d\omega_0}{dk_0}t) = 0 \quad (3.13)$$

მას უწოდებენ ტალღური პაკეტის ჯგუფურ სიჩქარეს და ტოლია:

$$v_{\text{გ}} = \left. \frac{d\omega}{dk} \right|_{k=k_0} \quad (3.14)$$

დე ბროილის ტალღისათვის,

$$v_{\text{გ}} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{dE}{dp} \quad (3.15)$$

თუ, გავითვალისწინებთ, რომ $E = c\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}$, მივიღებთ:

$$v_{\text{გ}} = \frac{cp}{\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}} = \frac{c^2 p}{E} = \frac{c^2 mv}{mc^2} = v \quad (3.16)$$

მივიღეთ, რომ დე ბროილის ტალღის ჯგუფური სიჩქარე ტოლია ნაწილაკების სიჩქარის, რომელთა თვისებები აღიწერება ამ ტალღით. (3.16) და (3.5) შედარება გვაძლევს მნიშვნელოვან უნივერსალურ თანაფარდობას დე ბროილის ტალღის ჯგუფურ და ფაზურ სიჩქარეებს შორის:

$$v_{\text{ფ}} v_{\text{გ}} = c^2 \quad (3.17)$$

ერთი შეხედვით დე ბროილის ჰიპოთეზა უგულებელყოფილია ყოველდღიური ფაქტებით: გარემომცველ საგნებში არაფერი არ არსებობს "ტალღური". მაგრამ, აქ გავითვალისწინებულ უნდა აქნეს, თუ როგორი ნიშნის მიხედვით აღმოიჩინება ეს ტალღურობა. შევაფასოთ v სიჩქარით მოძრავი m მასის ნაწილაკის დე ბროილის ტალღის სიგრძე. 100 გ პოტენციალთა სხვაობის ელექტრულ ველში აჩქარებული ელექტრონისათვის დე ბროილის ტალღის სიგრძე:

$$\lambda = \frac{h}{m_e v} = \frac{6.63 \cdot 10^{-27}}{9.1 \cdot 10^{-28} \cdot 6 \cdot 10^8} = 1.2 \text{ \AA}$$

რომელიც შეიძლება განისაზღვროს ექსპერიმენტით. ხოლო ასეთი სიჩქარის მქონე 0.001 გ მასის მასის ნაწილაკის დე ბროილის ტალღის სიგრძე:

$$\lambda = \frac{h}{m_e v} = \frac{6.63 \cdot 10^{-27}}{10^{-3} \cdot 6 \cdot 10^8} = 1.1 \cdot 10^{-32} \text{ სმ}$$

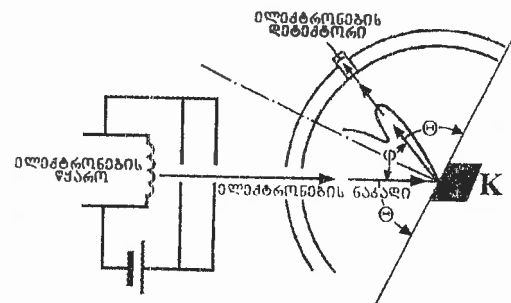
ე.ი. წარმოადგენს ძალიან მცირე სიდიდეს, რომელზეც ექსპერიმენტით არ განისაზღვრება. ცხადია, რომ ბუნებაში არ არსებობს ობიექტი რომელიც შეიძლება გამოვიყენოთ ნაწილაკების ტალღური თვისებების აღმოსაჩენად.

ნაწილაკების (ელექტრონების) ტალღური თვისებების პირდაპირ ექსპერიმენტულ დასაბუთებას წარმოადგენს დევისონისა და ჯერმერის ცდა.

ამ ექსპერიმენტებში ელექტრონების დეტექტორის საშუალებით აკვირდებოდნენ ელექტრონების ნაკადის მოქმედებით ნიკელიდან ამოფრქვეული მეორეულ ელექტრონებს. დეტექტორის საშუალებით შესაძლებელი იყო სხვადასხვა კუთხით გაბნეული ელექტრონების ფიქსირება. ადგილი ჰქონდა მეორეული ელექტრონების ამოფრქვევას ნებისმიერი კუთხით, მაგრამ, განსაზღვრული კუთხეებისას გაბნეული ელექტრონების რიცხვი მკვეთრად იზრდებოდა. ერთ-ერთი ექსპერიმენტისას $K = 54$ ევ ენერგიის ელექტრონების ნაკადის მოქმედებით გაბნეულ ელექტრონების ინტენსივობის განაწილებაში მაქსიმუმი მიიღებოდა $\varphi = 50^\circ$ კუთხით გაბნევისას, როგორც ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 3.2). თუ გავითვალისწინებთ ელექტრონის იმპულსსა და კინეტიკურ ენერგიას შორის თანაფარდობას: $p = \sqrt{2m_e K}$, დე ბროილის ტალღის სიგრძის ფორმულიდან თავისუფალი ელექტრონებისათვის შეიძლება მივიღოთ:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{6.63 \cdot 10^{-27}}{\sqrt{2 \cdot 9.1 \cdot 10^{-28} \cdot 54 \cdot 1.6 \cdot 10^{-12}}} = 1.67 \text{ \AA}$$

რაც წარმოადგენს დე ბროილის ტალღის სიგრძეს ელექტრონებისათვის.



ნახ. 3.2.

ცდებიდან გამომდინარეობს, რომ ნიკელის მონოკრისტალიდან ელექტრონების გაბნევა ანალოგიურია ასეთი კრისტალიდან რენტგენის სხივების არეკვლის. ვულფი-ბრეგის ფორმულის გამოყენებით ნიკელის კრისტალისათვის ($d = 0.91 \text{ \AA}$), პირველი რიგის ($n=1$) მაქსიმუმისათვის მივიღებთ, რომ დიფრაქციის შედეგად მიღებული ტალღის სიგრძე:

$$\lambda = 2d \sin \Theta = 2 \cdot 0.91 \cdot \sin 65^\circ = 1.65 \text{ \AA}$$

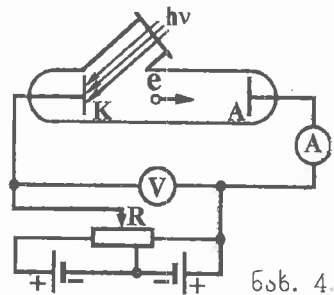
სადაც, გათვალისწინებულია, რომ $\varphi = 50^\circ$, $\frac{\varphi}{2} + \Theta = 90^\circ$, $\Theta = 65^\circ$.

როგორც ჩანს, ორივე შედეგი კარგ თანხმობაშია, რაც იმას მოწმობს, რომ ელექტრონი ამჟღავნებს როგორც ტალღურ თვისებებს, ისე ნაწილაკის თვისებებს.

ელექტრონების დიფრაქციის ანალოგიური ცდები ჩატარებული იქნა ნეიტრონების, მოლეკულების (ატომების) ნაკადით. რითაც ექსპერიმენტალურად დამტკიცებული იქნა, რომ ტალღური თვისება წარმოადგენს ყველა ნაწილაკის უნივერსალურ თვისებას. ნაწილაკთა ტალღური თვისებები გამოიყენება მეცნიერებასა და ტექნიკაში (ელექტრონოგრაფია, ნეიტრონოგრაფია და ა.შ.).

§4. ფოტოეფექტი

ფოტონების ჰიპოთეზის დამამტკიცებელ ერთ-ერთ მოვლენას წარმოადგენს ფოტოელექტრული ეფექტი. ფოტოეფექტი ეწოდება ელექტრომაგნიტური გამოსხივების მოქმედებით ნივთიერებიდან ელექტრონების ამოფრქვევას. ელექტრონებს, რომლებიც გამოიტყორცნებიან სინათლის მოქმედებით ფოტოელექტრონებს უწოდებენ. ნახაზზე (ნახ. 4.1) ნაჩვენებია ფოტოეფექტის ექსპერიმენტალური დანადგარის სქემა. დენის წყარო ჩართულია ისეთნაირად, რომ პოტენციომეტრის საშუალებით შესაძლებელია ვცვალოთ U ძაბვის აბსოლიტური სიდიდე და ნიშანი. თუ ვცვლით (როცა დაცემული სინათლის ინტენსივობა და სიხშირე მუდმივია)



ნახ. 4.1.

ანოდსა და კათოდს შორის მოდებულ ძაბვას (კათოდის ორი სხვადასხვა ენერგეტიკული განათებულობისას), და ავაგებთ დენის ძალის ძაბვაზე დამოკიდებულების გრაფიკს (ნახ. 4.2), ვნახავთ, რომ ძაბვის გაზრდისას ფოტოდენი იზრდება, ფოტოელექტრონების სულ უფრო მეტი რიცხვი აღწევს ანოდზე. მრუდის დამრეცი უბანი გვიჩვენებს, რომ ელექტრონები გამოიტყორცნებიან კათოდის სხვადასხვა სიჩქარით. $I_{\text{ც}}$ დენის მაქსიმალური მნიშვნელობა- ნაჯერობის ფოტოდენი, განისაზღვრება U ძაბვის მნიშვნელობისას, რომლის დროსაც კათოდის ამოფრქვეული ყველა ელექტრონი აღწევს ანოდს:

$$I_{\text{ც}} = ne \quad (4.1)$$

n - 1წმ-ში კათოდის ამოფრქვეული ელექტრონების რიცხვია.

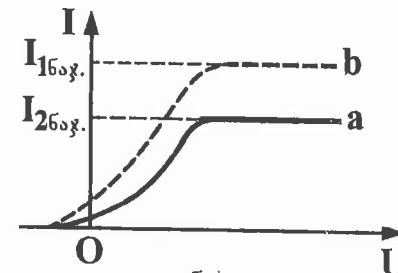
როგორც ვოლტამპერული მახასიათებლიდან ჩანს, ფოტოდენი მიიღება იმ შემთხვევაშიც, როცა $U = 0$, ე.ი. კათოდის ამოფრქვეულ ელექტრონებს გააჩნიათ რაღაც საწყისი v სიჩქარე, და ცხადია, რომ ნულისაგან განსხვავებული კინეტიკური ენერგია და შეიძლება მიაღწიონ ანოდს გარეშე ელექტრული ველის არსებობის გარეშე. იმისათვის, რომ ფოტოდენი გახდეს ნულის ტოლი საჭიროა, რომ მოვდოთ U_0 შემაკავებელი ძაბვა. ცხადია, რომ ამ შემთხვევაში,

$$\frac{mv^2}{2} = eU_0 \quad (4.2)$$

ე.ი. თუ გავზომავთ შემაკავებელ U_0 ძაბვას, შეიძლება განვსაზღვროთ ფოტოელექტრონების მაქსიმალური სიჩქარე და შესაბამისი კინეტიკური ენერგია.

ცნობილია ფოტოეფექტის შემდეგი სამი კანონი:

I. დაცემული სინათლის ფიქსირებული სიხშირისას, კათოდის ერთეულოვან დროში ამოფრქვეული ფოტოელექტრონების რიცხვი პროპორციულია სინათლის ინტენსივობის.



ნახ. 4.2.

II. ფოტოელექტრონების მაქსიმალური საწყისი სიჩქარე (მაქსიმალური საწყისი კინეტიკური ენერჯია) არ არის დამოკიდებული დაცემული სინათლის ინტენსივობაზე, და განისაზღვრება მისი სიხშირით, კერძოდ, სიხშირის გაზრდისას წრფივად იზრდება.

III. ყოველი ნივთიერებისათვის არსებობს ფოტოეფექტის "წითელი საზღვარი", ე.ი. სინათლის მინიმალური ν_0 სიხშირე, რომლის დროსაც ნებისმიერი ინტენსივობის სინათლისას ფოტოეფექტს ადგილი არ აქვს.

1905წ. აინშტაინმა (1879-1955) აჩვენა, რომ ფოტოეფექტის მოვლენა შეიძლება ახსნილი იქნეს მის მიერ შემოთავაზებული ფოტოეფექტის კვანტური თეორიის საფუძველზე. აინშტაინის თეორიის თანახმად, ნივთიერების მიერ ν სიხშირის სინათლე არა მარტო გამოსხივდება და შთანთქმდება (როგორც ამას გვეუბნება პლანკის ჰიპოთეზა) არამედ ვრცელდება აგრეთვე სივრცეში ცალკეული პორციებით (კვანტებით), რომლის ენერჯია $E = h\nu$. აინშტაინის თეორიის თანახმად ყოველი ელექტრონის მიერ შთანთქმება მხოლოდ ერთი ფოტონი. ამიტომ ამოფრქვეული ელექტრონების რიცხვი პროპორციული უნდა იყოს შთანთქმული ფოტონების რიცხვის, ე.ი. პროპორციული უნდა იყოს სინათლის ინტენსივობის (ფოტოეფექტის I კანონი).

დაცემული ფოტონის ენერჯია იხარჯება ლითონიდან ელექტრონის გამოსვლის მუშაობაზე და გამოფრქვეული ფოტოელექტრონების $\frac{mv^2}{2}$ კინეტიკურ ენერჯიაზე. ენერჯიის შენახვის კანონის თანახმად:

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2} \quad (4.3)$$

(4.3) განტოლებას უწოდებენ აინშტაინის განტოლებას ფოტოეფექტისათვის.

რადგან სინათლის ν სიხშირის შემცირებისას ფოტოელექტრონების კინეტიკური ენერჯია კლებულობს (ფოტოეფექტის II კანონი). ამიტომ ცხადია, რომ რაღაც, საკმაოდ მცირე $\nu = \nu_0$ სიხშირისას ფოტოელექტრონების კინეტიკური ენერჯია გახდება ნულის ტოლი და ფოტოეფექტს ადგილი არ ექნება (ფოტოეფექტის III კანონი). ცხადია, რომ ამ შემთხვევაში აინშტაინის განტოლებიდან გამომდინარე შეიძლება დავწეროთ, რომ

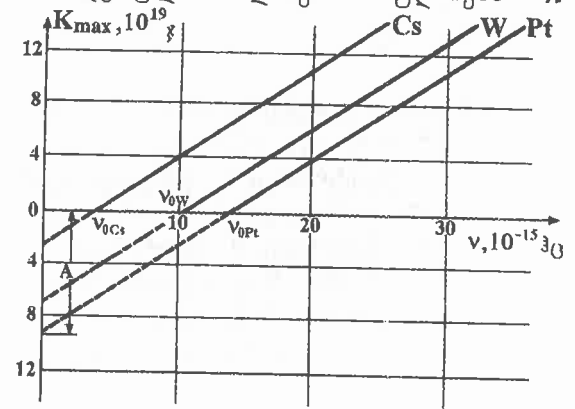
$$\nu_0 = \frac{A}{h} \quad (4.4)$$

რომელიც წარმოადგენს ფოტოეფექტის "წითელ საზღვარს" მოცემული ლითონისათვის (რადგან, მოცემული ლითონისათვის $A = const$).

(4.2), (4.3) და (4.4) გამოსახულებების საფუძველზე შეიძლება დავწეროთ:

$$\frac{mv^2}{2} = eU_0 = h(\nu - \nu_0) \quad (4.5)$$

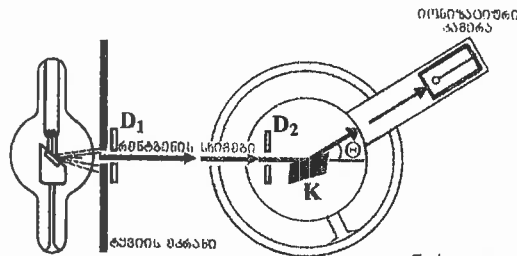
როცა $\nu < \nu_0$, მარჯვენა ნაწილი უარყოფითია, რაც დაუშვებელია, რადგან მარცხენა ნაწილი დადებითი სიდიდეა. ე.ი., როცა $\nu < \nu_0$ ($\lambda > \lambda_0$), ფოტოეფექტს ადგილი არ აქვს. ნახაზზე ნაჩვენებია (ნახ. 4.3) ფოტოელექტრონების მაქსიმალური კინეტიკური ენერჯიის სინათლის სიხშირეზე დამოკიდებულების გრაფიკი სამი სხვადასხვა ლითონის შემთხვევისათვის. როგორც ნახაზიდან ჩანს, ეს დამოკიდებულება წრფივია და თითოეული მათგანი ერთმანეთის პარალელურია. წრფის დახრის კუთხის ტანგენსი ტოლია h პლანკის მუდმივას. ხოლო, მონაკვეთი, $h\nu_0 = A$, რომელსაც გადაკვეთს წრფე ორდინატთა ღერძს - გამოსვლის მუშაობის. გამოსვლის მუშაობა ეწოდება მინიმალური ენერჯიას, რომელიც საჭიროა ელექტრონის ლითონის ზედაპირიდან გამოსვლისათვის. ფოტოეფექტის ცდებით მიღებული პლანკის მუდმივას h მნიშვნელობა კარგ თანხმობაშია სხვა მეთოდებით განსაზღვრულ შედეგებთან, რომელიც ამტკიცებს აინშტაინის განტოლებას სამართლიანობას ფოტოეფექტისათვის, და სინათლის ელექტრონებთან ურთიერთქმედების კვანტურ კორპუსკულურ ბუნებას.



ნახ. 4.3.

§5. კომპტონის ეფექტი

ნივთიერების კორპუსკულური თვისებების დამამტკიცებელ ერთერთ მოვლენას მიეკუთვნება კომპტონის ეფექტი. კომპტონის ეფექტი ეწოდება ფოტონების ტალღის სიგრძის ცვლილებას მათი ელექტრონებზე ან ნუკლონებზე გაბნევის შედეგად. კომპტონის ეფექტის კერძო შემთხვევას წარმოადგენს რენტგენის სხივების ატომის ელექტრონულ გარსებზე და α სხივების მიერ ატომის ბირთვებზე გაბნევა. კომპტონის ეფექტი პირველად შემჩნეული იქნა ამერიკელი მეცნიერის ა.ხ. კომპტონის (1892-1962) მიერ რენტგენის სხივების შემთხვევისათვის. λ ტალღის სიგრძის მონოქრომატული რენტგენის გამოსხივება D_1 და D_2 დიფრაქტომაში გავლის შემდეგ ეცემა გამოსაკვლევ K კრისტალს. გაბნეული სხივების რეგისტრირება ხდება რენტგენოსპექტროგრაფის საშუალებით (ნახ. 5.1). ამ ცდების საფუძველზე კომპტონის მიერ დადგენილი იქნა, რომ გაბნეულ გამოსხივებაში λ ტალღის სიგრძესთან ერთად მიიღება λ' ტალღის სიგრძის ხაზები ($\lambda' > \lambda$). ატომში ელექტრონის ბმის ენერგია მცირეა იმ ენერგია-სთან შედარებით, რომელიც გადაეცემა რენტგენის კვანტს მიერ დაჯახებისას, ამიტომ ატომებში ელექტრონის ბმის ენერგია შეიძლება უგულებელვყოთ და ელექტრონები შეიძლება ჩავთვალოთ თავისუფალი, ე.ი. გაბნევა ხდება თავისუფალ ელექტრონებზე.



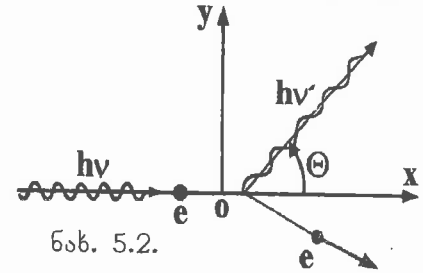
ნახ. 5.1.

კომპტონის ეფექტის ახსნა შესაძლებელია კვანტური თეორიით. კომპტონის ეფექტში რენტგენის სხივების გაბნევა ხდება ფოტონების ელექტრონებზე დრეკადი დაჯახებისას. ამიტომ, კომპტონის ეფექტი განსხვავდება ფოტოეფექტისაგან, რადგან კომპტონის ეფექტის შემთხვევაში ფოტონის ენერგია მთლიანად არ გადაეცემა ელექტრონს. რაც სქემატურად ნახაზზე შეიძლება შემდეგნაირად გამოვსახოთ (ნახ. 5.2). დაუშვათ m_0 მასის უძრავ ელექტრონს ეცემა $h\nu$ ენერგიის რენტგენის გამოსხივების კვანტი. რენტგენის ფოტონის უძრავ ელექტრონთან დაჯახებისას უკანასკნელი შეიძენს $m\nu$ იმპულსს და ადგილი ექნება $h\nu'$ ენერგიის

ფოტონის გაბნევას Θ კუთხით. ენერგიისა და იმპულსის შენახვის კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ:

$$E_f + E_{e0} = E'_f + E_e \quad (5.1)$$

$$\vec{p}_f + \vec{p}_{e0} = \vec{p}'_f + \vec{p}_e \quad (5.2)$$



ნახ. 5.2.

სადაც- E_f და \vec{p}_f ფოტონის ენერგია და იმპულსია გაბნევამდე, ხოლო E'_f და \vec{p}'_f ფოტონის ენერგია და იმპულსი გაბნევის შემდეგ. გაბნევამდე ელექტრონის სრული ენერგია და იმპულსი ტოლია შესაბამისად $E_{e0} = m_0c^2$ და $\vec{p}_{e0} = m\vec{v}_0 = 0$. ხოლო გაბნევის შემდეგ კი E_e და \vec{p}_e . ან, (5.1) და (5.2) ასე შეიძლება ჩავწეროთ:

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2 \quad (5.3)$$

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} + m\vec{v} \quad (5.4)$$

(5.3) ასე გადავწეროთ:

$$mc^2 = (h\nu - h\nu') + m_0c^2 \quad (5.5)$$

(5.5) ავიყვანოთ კვადრატში:

$$m^2c^4 = (h\nu - h\nu')^2 + 2m_0c^2(h\nu - h\nu') + m_0^2c^4 \quad (5.6)$$

$$m^2c^4 = (h\nu)^2 - 2h^2\nu\nu' + (h\nu')^2 + 2m_0c^2(h\nu - h\nu') + m_0^2c^4 \quad (5.7)$$

$$m^2c^4 = h^2\nu^2 - 2h^2\nu\nu' + h^2(\nu')^2 + 2m_0c^2h(\nu - \nu') + m_0^2c^4 \quad (5.8)$$

გავყოთ c^2 -ზე:

$$m^2 c^2 = \frac{h^2 v^2}{c^2} - \frac{2h^2 v v'}{c^2} + \frac{h^2 (v')^2}{c^2} + 2m_0 h(v - v') + m_0^2 c^2 \quad (5.9)$$

(5.2) ასე ჩავწეროთ:

$$\vec{p}_e = \vec{p}_f - \vec{p}'_f$$

ავიყვანოთ კვადრატში:

$$p_e^2 = p_f^2 + (p'_f)^2 - p_f p'_f \cos \Theta \quad (5.10)$$

სადაც, თუ იმპულსების შესაბამის მნიშვნელობებს, გვექნება:

$$(m v)^2 = \frac{h^2 v^2}{c^2} + \frac{h^2 (v')^2}{c^2} - 2 \frac{h^2 v v'}{c^2} \cos \Theta \quad (5.11)$$

(5.9) გამოსახულებას გამოვაკლოთ (5.11) გამოსახულება:

$$\begin{aligned} m^2 c^2 - m^2 v^2 &= \frac{h^2 v^2}{c^2} - \frac{2h^2 v v'}{c^2} + \frac{h^2 (v')^2}{c^2} + 2m_0 h(v - v') + m_0^2 c^2 - \\ &\quad - \frac{h^2 v^2}{c^2} - \frac{h^2 (v')^2}{c^2} + 2 \frac{h^2 v v'}{c^2} \cos \Theta = \\ &= m_0^2 c^2 + 2m_0 h(v - v') - \frac{2h^2 v v'}{c^2} (1 - \cos \Theta) \quad (5.12) \end{aligned}$$

უკანასკნელ გამოსახულებაში $m^2 c^2 - m^2 v^2$ წევრი შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგნაირად:

$$m^2 c^2 - m^2 v^2 = m^2 (c^2 - v^2)$$

სადაც $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$. რომლის გათვალისწინებით მიიღება:

$$m^2 c^2 - m^2 v^2 = \frac{m_0^2}{1 - v^2/c^2} (c^2 - v^2) = \frac{m_0^2 c^2}{c^2 - v^2} (c^2 - v^2) = m_0^2 c^2 \quad (5.13)$$

(5.13) მნიშვნელობას თუ გავითვალისწინებთ (5.12) გამოსახულებაში გვექნება:

$$m_0^2 c^2 = m_0^2 c^2 + 2m_0 h(v - v') - \frac{2h^2 v v'}{c^2} (1 - \cos \Theta) \quad (5.14)$$

ან,

$$2m_0 h(v - v') - \frac{2h^2 v v'}{c^2} (1 - \cos \Theta) = 0 \quad (5.15)$$

აქედან,

$$2m_0 (v - v') = \frac{h v v'}{c^2} (1 - \cos \Theta) \quad (5.16)$$

და,

$$v - v' = \frac{2h}{m_0 c^2} v v' (1 - \cos \Theta) = \frac{2h}{m_0 c^2} v v' \sin^2 \frac{\Theta}{2} \quad (5.17)$$

(5.17) გამოსახულებაში თუ გადავალთ ტალღის სიგრძეებზე და მოვახდენთ გარდაქმნებს გვექნება:

$$\frac{c}{\lambda} - \frac{c}{\lambda'} = \frac{2h}{m_0 c^2} \frac{c^2}{\lambda \lambda'} \sin^2 \frac{\Theta}{2}$$

გამარტივების შედეგად მიიღება:

$$\frac{c(\lambda' - \lambda)}{\lambda \lambda'} = \frac{2h}{m_0} \frac{1}{\lambda \lambda'} \sin^2 \frac{\Theta}{2}$$

აქედან,

$$\lambda' - \lambda = \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\Theta}{2}$$

შემოვიტანოთ აღნიშვნა:

$$\lambda' - \lambda = \Delta \lambda$$

საბოლოოდ გვექნება:

$$\Delta \lambda = \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\Theta}{2} = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\Theta}{2} \quad (5.18)$$

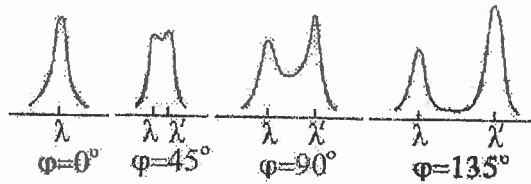
სადაც $\lambda_c = \frac{h}{m_0 c} = 2.4263096(15) \cdot 10^{-10}$ სმ ერთ-ერთი ძირითადი

უნივერსალური ატომური მუდმივაა ატომურ ფიზიკაში. მას უწოდებენ კომპტონის ტალღის სიგრძეს ელექტრონისათვის. ის წარმოადგენს ფოტონის ტალღის სიგრძის ცვლილებას უძრავ ელექტრონებზე $\Theta = \frac{\pi}{2}$ კუთხით გაბნევისას. არსებობს კომპტონის ტალღის სიგრძე პროტონებისათვის, ნეიტრონებისათვის და სხვა ელემენტარული ნაწილაკებისათვის, რომელიც გამოისახება იგივე გამოსახულებით თუ მასში ელექტრონის მასას შევცვლით შესაბამისი ნაწილაკის მასით. თეორიული გამოთვლებისათვის სარგებლობენ სხვა უნივერსალური მუდმივით:

$$\lambda_c = \frac{\hbar}{m_0 c} = \frac{\lambda_c}{2\pi} = 3.861592(4) \cdot 10^{-11} \text{ სმ}$$

რომელსაც აგრეთვე უწოდებენ კომპტონის ტალღის სიგრძეს ელექტრონებისათვის.

ნახაზზე (ნახ. 5.3) ნაჩვენებია გაზომვის შედეგები სხვადასხვა კუთხეებით გაბნევისას. $\varphi = 0^\circ$ შეესაბამება საწყისი გამოსხივების ხაზის ფორმას. ხოლო $\varphi = 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ კუთხეებისათვის ნაჩვენებია გამოსხივების ხაზის ფორმა გაბნეული გამოსხივებისათვის, გაბნევის კუთხის სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის. ცხადია, რომ თავდაპირველი ხაზი გაბნევის შემდეგ გაორმაგდება.



ნახ. 5.3.

§6. ბანუზღვრელობის თანაფარდობა

კლასიკურ მექანიკაში მატერიალური წერტილის მდგომარეობა დროის ყოველ მომენტში ხასიათდება მისი მდებარეობით და იმპულსით. რეალური მიკრონაწილაკები - ელექტრონები, პროტონები, ატომები, მოლეკულები, ..., უფრო რთული ნაწილაკებია.

შეუძლებელია მიკრონაწილაკების მყისიერი მდგომარეობის დახასიათება ზუსტად მოცემული მისი მდებარეობით და იმპულსით, რადგან მიკრონაწილაკი ამჟღავნებს როგორც კორპუსკულურ ისე ტალღურ თვისებებს. არ შეიძლება ვთქვათ, რომ სივრცის განსაზღვრულ წერტილში ტალღის სიგრძე ტოლია λ . ტალღის სიგრძე არის სინუსოიდის მახასიათებელი, ხოლო სინუსოიდ-უსასრულო პერიოდული მრუდი. ცხადია, რომ გამოთქმა "ტალღის სიგრძე სივრცის მოცემულ x წერტილში ტოლია λ ", ან "ტალღური პროცესის სინუსირე დროის მოცემულ t მომენტში ტოლია ω " არ გააჩნია არავითარი აზრი. λ სიდიდე არ წარმოადგენს x -ის ფუნქციას, ხოლო ω სიდიდე t -ს ფუნქციას.

მეორეს მხრივ, თუ რაღაც ტალღურ წარმონაქმნს უჭირავს სივრცის შემოსაზღვრული არე, ის ყოველთვის შეიძლება წარმოვიდგინოთ სინუსოიდით. მაგრამ, მხოლოდ ერთი სინუსოიდა არ არის საკმარისი ამისათვის. საჭიროა ტალღური პაკეტი - სხვადასხვა სიხშირის სინუსოიდების სუპერპოზიციის ერთობლიობა, რომლებიც აძლიერებენ ერთმანეთს სივრცის განსაზღვრულ ინტერვალში და ურთიერთაშორებენ ერთმანეთს ამ ინტერვალის გარეთ.

კორპუსკულური და ტალღური მოძრაობის კანონზომიერებების ცნებები შემუშავებული იყო მაკროსკოპული მოვლენებისათვის. ისინი გამოიყენება აგრეთვე მიკროსკოპული მოვლენების აღსაწერად. რადგან, მიკროსამყაროს მოვლენების შემეცნებისათვის ჩვენ არ გავაჩნია სხვა ცნებები. ამიტომ, მიკროსამყაროს მოვლენების ყველა ანალიზს მოვანდენთ მაკროსკოპული ცნებების საფუძვლზე რომლებიც არა ადეკვატურად, ცალმხრედ და არასრულად ახასიათებენ მიკროსამყაროს ობიექტების თვისებებს. თუ მოვანდენთ ამ ცნებების აბსოლიტიზირებას, და არ გავითვალისწინებთ მათ ცალმხრივობას და არასრულობას, მაშინ, მიკროსამყაროს მოვლენების ანალიზისას წარმოიშობა მრავალრიცხოვანი წინააღმდეგობები, რომლებთა არსებობა გამოიყენება იმის დასამტკიცებლად, რომ მაკროსკოპული ცდების შედეგები არ არის საკმარისი მიკრონაწილაკების მოძრაობის თეორიისათვის. ეს წინააღმდეგობები დაძლეული იქნება, თუ გავითვალისწინებთ განუზღვრელობის თანაფარდობას. ე.ი. მაკროსკოპული ცდების ცნებები შეიძლება გამოვიყენოთ მიკროსამყაროს მოვლენების ანალიზისათვის განუზღვრელობის თანაფარდობის გათვალისწინებით. მაგრამ, მიკრონაწილაკებისათვის დამახასიათებელია ის, რომ გაზომვებისას ფიზიკური სიდიდეებისათვის არ მიიღება ზუსტი მნიშვნელობები.

ბი. მაგალითად, ელექტრონს (და სხვა ნებისმიერ მიკრონაწილაკს) არ შეიძლება გააჩნდეს ერთდროულად x კოორდინატის და იმპულსის p_x კომპონენტის ზუსტი მნიშვნელობები. x და p_x განუზღვრელობის მნიშვნელობები აკმაყოფილებენ თანაფარდობას:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x = \frac{\hbar}{2} \quad (6.1)$$

ამ თანაფარდობას ჰაიზენბერგის განუზღვრელობის თანაფარდობა ან პრინციპი ეწოდება ნაწილაკის კოორდინატისა და იმპულსისათვის, რომელიც ფორმულირებული იყო გერმანელი ფიზიკოსის ჰაიზენბერგის (1901-1967) მიერ 1927წ. და წარმოადგენდა მნიშვნელოვან ნაბიჯს მიკროსამყაროს კანონზომიერებათა ინტერპრეტაციასა და კვანტური მექანიკის შექმნაში. ის განსაზღვრავს Δx და Δp_x სიდიდეების დასაშვებ პრინციპიალურ ზღვარს, რომლის მიხედვითაც შეიძლება დავახასიათოთ ნაწილაკის მდგომარეობა კლასიკური თვალსაზრისით, ე.ი. x კოორდინატით და p იმპულსით. რაც უფრო ზუსტია x , მით უფრო ნაკლები სიზუსტით შეიძლება დავახასიათოთ p , და პირიქით. მაგრამ, ჰაიზენბერგის თანაფარდობა არ უნდა გავიგოთ ისე, რომ ნაწილაკს დროის ყოველ მომენტიში გააჩნია x და p განსაზღვრული მნიშვნელობა, მაგრამ ჩვენ არ შეგვიძლია გავიგოთ ისინი მეტი სიზუსტით, ვინემ ამის საშუალებას გვაძლევს (6.1) განუზღვრელობის თანაფარდობა. (6.1) განუზღვრელობის თანაფარდობის ჰუმარტივი აზრი მდგომარეობს იმაში, რომ ბუნებაში ობიექტურად არ არსებობს მდგომარეობა ორივე x და p ცვლადების ზუსტი განსაზღვრული მნიშვნელობებით.

ანალოგიურ თანაფარდობას აქვს ადგილი y და p_y , z და p_z სიდიდეებისათვის. აგრეთვე მთელი რიგი სხვა წყვილი სიდიდეებისათვის. კლასიკურ მექანიკაში ასეთ წყვილ სიდიდეებს კანონიკურად შეუღლებულ სიდიდეებს უწოდებენ. თუ ავლნიშნავთ კანონიკურად შეუღლებულ სიდიდეებს A და B , შეიძლება დავწეროთ:

$$\Delta A \cdot \Delta B \geq \frac{\hbar}{2} \quad (6.2)$$

დაუშვათ, $2 \cdot 10^{-24}$ გ მასის წყალბადის მოლეკულის მდებარეობა განისაზღვრება 10^{-8} სმ სიზუსტით, მაშინ იმპულსის განსაზღვრის სიზუსტე ტოლი იქნება:

$$\Delta p_x \geq \frac{h}{\Delta x} = \frac{6.63 \cdot 10^{-27}}{10^{-8}} = 6.63 \cdot 10^{-19} \text{ გ.სმ.წმ}^{-1}$$

$2 \cdot 10^5$ სმ.წმ სიჩქარით მოძრავი ასეთი ასეთი მოლეკულის იმპულსი:

$$p_x = mv = 2 \cdot 10^{-24} \cdot 2 \cdot 10^5 = 4 \cdot 10^{-19} \text{ კგ.მ.წმ}^{-1}$$

ფარდობითი ცდომილება:

$$\frac{\Delta p_x}{p_x} = \frac{6.63 \cdot 10^{-19}}{4 \cdot 10^{-19}} \approx 1.7$$

ე.ი., ასეთი მოლეკულის იმპულსი არ შეიძლება განისაზღვროს 170% მეტი სიზუსტით.

დაუშვათ 50 გ მასის ტყვია მოძრაობს 10^5 სმ/წმ სიჩქარით, რომლის მდებარეობა ცნობილია 1 მმ სიზუსტით. მაშინ, იმპულსის განსაზღვრის სიზუსტე:

$$\Delta p_x \geq \frac{h}{\Delta x} = \frac{6.63 \cdot 10^{-27}}{10^{-1}} = 6.63 \cdot 10^{-27} \text{ გ.სმ.წმ}^{-1}$$

ასეთი ტყვიის იმპულსი:

$$p_x = mv = 50 \cdot 10^5 = 50 \cdot 10^5 \text{ გ.სმ.წმ}^{-1}$$

ხოლო, ფარდობითი ცდომილება:

$$\frac{\Delta p_x}{p_x} = \frac{6.63 \cdot 10^{-27}}{50 \cdot 10^5} = 1.3 \cdot 10^{-32}$$

ეს რიცხვი ისეთი მცირეა, რომ არც ერთი არსებული ლაბორატორიული ხელსაწყო ვერ დააფიქსირებს.

განუზღვრელობის თანაფარდობის სხვაგვარი ფორმა ამყარებს კავშირს ენერჯიასა და დროს შორის და გააჩნია შემდეგი სახე:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \quad (6.3)$$

ე.ი., რაც უფრო ზუსტად განისაზღვრება დრო (ე.ი. რაც უფრო მცირეა Δt) მით უფრო მცირე სიზუსტით განისაზღვრება ენერჯია. მიუხედავად იმისა, რომ (5.4) თანაფარდობა ფორმით ასალოგოურია (5.3) თანაფარდობის, მას გააჩნია სავსებით განსხვავებული აზრი, რაც გამოწვეულია ორი გარემოებით:

I. სილიდე, რომელიც იზომება ექსპერიმენტში, წარმოადგენს რაიმე მდგომარეობის არა სრულ ენერჯიას, არამედ სისტემის ერთი მდგომარეობიდან მეორე სხვა მდგომარეობაში გადასვლის ენერჯიათა სხვაობას.

II. დრო მიმდინარეობს უსასრულოდ, ამიტომ არ არსებობს ის "საშუალო წერტილი" რომლის მიმართაც შეიძლება განვიხილოთ Δt .

ცხადია, რომ რადგან არ არსებობს Δt "უძრავი საშუალო წერტილი" (5.4) გამოსახულებაში აზრი გააჩნია მხოლოდ დროის ხანგრძლივობას. ამ გაგებით Δt ქვეშ უნდა ვიგულისხმოთ დროის მონაკვეთი, რომლის განმავლობაშიც ადგილი აქვს სისტემის გადასვლას ერთი მდგომარეობიდან მეორეში.

აღზნებულ მდგომარეობაში ატომის საშუალო სიციცხლის ხანგრძლივობაა 10^{-8} წმ. აღზნებული მდგომარეობის ენერჯიის განსაზღვრის სიზუსტე:

$$\Delta E \geq \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{6.63 \cdot 10^{-27}}{10^{-10}} = 6.63 \cdot 10^{-26} \text{ ერგი} = 4.14 \cdot 10^{-7} \text{ ევ}$$

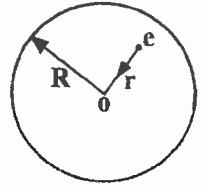
ენერჯიის ამ მნიშვნელობას აღზნებული ატომის ენერჯიის დონის სიგანეს უწოდებენ.

განუზღვრელობის თანაფარდობა არის ნაწილაკების კორპუსკულური და ტალღური თვისებების არსებობის მათემატიკური გამოსახულება. ის წარმოადგენს ობიექტურ კანონზომიერებას, რომელიც ასახავს ნაწილაკების ობიექტურ თვისებებს.

§7. ატომის აბეზულების ტომსონის მოდელი

ატომი წარმოადგენს რთულ სისტემას. ის შეიცავს ერთნაირი რაოდენობით დადებით და უარყოფით მუხტებს, ისე რომ ნორმალურ მდგომარეობაში ატომი ნეიტრალურია. თავისთავად იბადება კითხვა: როგორ არიან ატომში მუხტები განლაგებული. ატომის აგებულების პირველი მოდელი მოგვცა ინგლისელმა ფიზიკოსმა ჯ.ჯ. ტომსონმა (1856-1940) 1903წ. ტომსონის მოდელის თანახმად ატომში დადებითი მუხტი განაწილებულია თანაბრად მუდმივი სიმკვრივით მთელ მის მოცულობაში. ამ უწყვეტად განაწილებულ დადებით მუხტებში ჩაქსოვილი არიან ელექტრონები.

განვიხილოთ $+p$ მოცულობითი სიმკვრივით დამუხტული R რადიუსიანი სფერო (ნახ. 7.1). ცენტრიდან r მანძილზე მოთავსებულია ელექტრონი. თანაბრად დამუხტული სფეროს შიგნით, სფეროს ცენტრიდან r მანძილზე დაძაბულობა:



ნახ. 7.1.

$$\vec{E} = \frac{e}{R^3} \vec{r} \quad (7.1)$$

ელექტრონზე მოქმედი ძალა:

$$F = -eE = -\frac{e^2}{R^3} r = -kr \quad (7.2)$$

ასეთი კვაზიდრეკადი ძალის მოქმედებით ელექტრონი შეასრულებს ჰარმონიულ რხევით მოძრაობას და გამოსხივდება,

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} = \sqrt{\frac{e^2}{mR^3}} \quad (7.3)$$

სიხშირის მონოქრომატული გამოსხივება.

(7.3) გამოსახულებიდან,

$$R = \left(\frac{e^2}{m\omega^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (7.4)$$

$\lambda = 6000 \text{ \AA}$ ტალღის სიგრძის შესაბამისი გამოსხივების სიხშირე,

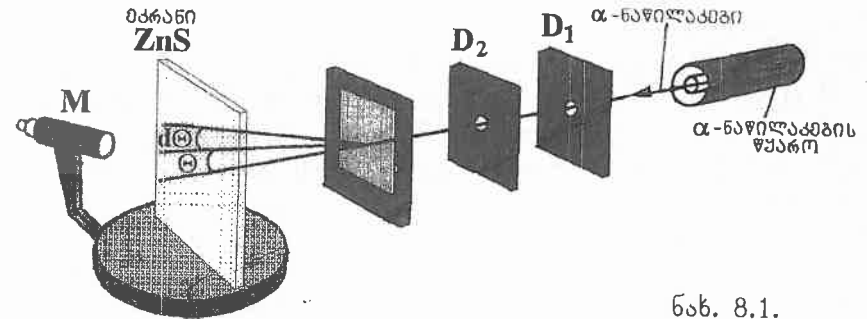
$$\omega \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ რად/წმ, ამიტომ, } R = \left[\frac{(4.8 \cdot 10^{-10})^2}{9.1 \cdot 10^{-28} \cdot (3 \cdot 10^{15})^2} \right]^{\frac{1}{3}} \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ სმ}$$

მიღებული მნიშვნელობა ემთხვევა სხვა მეთოდებით მიღებული ატომების ზომებს, რაც შეიძლება განვიხილოთ ტომსონის მოდელის მტკიცებულობად. მაგრამ, ატომის აგებულების ტომსონის მოდელი საჭიროებდა ექსპერიმენტალურ დასაბუთებას. ამისათვის საჭირო იყო ატომის ზონდირება დამუხტული ნაწილაკებით. რაც შეიძლება შემდეგნაირად გაკეთდეს. ლითონის თხელ სამიზნეზე მიმართავენ დამუხტული ნაწილაკების (სწრაფი ელექტრონების ან დადებითი იონების) ნაკადს. სამიზნეში გავლისას დამუხტული ნაწილაკები ურთიერთქმედებენ ატომებთან, განიცდიან გაბნევას და გამოდიან ნაკადიდან, რის შედეგადაც ნაკადის ინტენსივობა მცირდება.

ატომის აგებულების შესწავლის პირველი ექსპერიმენტები ჩატარებული იქნა გერმანელი მეცნიერის ლენარდის (1862-1947) მიერ 1903 წ. მის მიერ ნაჩვენები იქნა, რომ ატომში ნივთიერების (ელექტრონების და დადებითი მუხტის) მიერ დაკავებული სივრცე უმნიშვნელოა, ატომი შიგნით თითქმის ცარიელია.

§8. რეზერფორდის ცდა

ატომის აგებულების შესახებ მნიშვნელოვანი ექსპერიმენტი იქნა ჩატარებული ინგლისელი ფიზიკოსის რეზერფორდის (1871-1937) მიერ 1911წ. რეზერფორდმა მსუბუქი ელექტრონების ნაკადის ნაცვლად გამოიყენა მძიმე α (ალფა) ნაწილაკები. α ნაწილაკები მიიღებიან ზოგიერთი მძიმე ელემენტის ბუნებრივი რადიოაქტიური დაშლის შედეგად. α ნაწილაკები წარმოადგენენ ჰელიუმის ატომის ბირთვის და შედგება ორი პროტონისა და ორი ნეიტრონისაგან. იმ დროისათვის არ იყო ცნობილი ნეიტრონების არსებობა, მაგრამ 1909 წ. რეზერფორდის და როუდსის მიერ განსაზღვრული იქნა, რომ α ნაწილაკების მუხტი ტოლია $+2e$. α ნაწილაკების მასა ~ 8000 -ჯერ აღემატება ელექტრონის მასას. სხვადასხვა რადიოაქტიური ელემენტის მიერ გამოსხივებული α ნაწილაკების ენერჯია $10^6 \div 10^7$ ევ რიგისაა. რეზერფორდის ცდაში გამოიყენებოდა რადიოაქტიური ელემენტი პოლონიუმი. α ნაწილაკები ელექტრონებთან დაჯახებისას თითქმის არ გადაიხრებიან. α ნაწილაკები ურთიერთქმედებენ მხოლოდ დიდი მასის ნაწილაკებთან. α ნაწილაკების გაბნევის შესწავლის დანადგარის სქემა გამოსახულია ნახაზზე (ნახ. 8.1). α ნაწილაკების წყაროდან გამოსხივებული



ნახ. 8.1.

ლი α ნაწილაკებიდან D_1 და D_2 დიაფრაგმების საშუალებით გამოიყოფა α ნაწილაკების პარალელური ნაკადი. α ნაწილაკების ნაკადის გზაზე მოთავსებულია $10^{-7} - 10^{-6}$ მ სისქის ლითონის ფირფიტა. ფირფიტაში გაბნევის შემდეგ α ნაწილაკები ეცემიან გოგირდოვანი თუთიით დაფარული ეკრანს. ეკრანზე მოხვედრისას ყოველი α ნაწილაკი იწვევს ნათებას, რასაც აკვირდებიან ეკრანის წინ მოთავსებული მიკროსკოპის საშუალებით. მიკროსკოპი და ეკრანი მოთავსებულია გრადუსიანი დანაყოფის მქონე სადგამზე. სადგამის სხვადასხვა კუთხით მობრუნებისას ეკრანზე ხვდებოდნენ სხვადასხვა კუთხით გაბნეული α ნაწილაკები. აღწერილი დანადგარით შესაძლებელი იყო 150° -მდე კუთხით გაბნეული α ნაწილაკების დაკვირვება. ცდის მიზანი იყო \oplus , $\oplus + d\oplus$ კუთხეში 1° -ში გაბნეული ნაწილაკების დათვლა და მიღებული შედეგების შედარება რეზერფორდის და ტომსონის თეორიულ მონაცემებთან. ექსპერიმენტმა გვიჩვენა, რომ α ნაწილაკების ნაკადის სამიზნეში გავლისას ადგილი ჰქონდა α ნაწილაკების გაბნევას. ამასთან აღმოჩნდა რომ α ნაწილაკების მნიშვნელოვანი ნაწილი გადაიხრებოდა $2-3^\circ$ კუთხით. გარდა ამისა ადგილი ჰქონდა ზოგიერთი α ნაწილაკის ძალიან მცირე ნაწილის გადახრას 90° კუთხით. ხოლო ზოგი კი გადაიხრებოდა 180° გრადუსიანი კუთხითაც. რეზერფორდმა თავისი ექსპერიმენტიდან გამოიტანა შემდეგი დასკვნა, რომ ატომში დადებითი მუხტი განაწილებულია არა მის მთელ მოცულობაში არამედ მოთავსებული უნდა იყოს მის ძალიან მცირე 10^{-13} სმ მოცულობის არეში, ატომის ცენტრში. ამასთან ამ ცენტრის მახლობლად ელექტრული ველი უნდა იყოს ძლიერი. ამიტომ α ნაწილაკები რაც უფრო ახლოს ჩაუვლიან ამ ცენტრს,

მით უფრო მეტი კუთხით გადაიხრებიან. თავისი ექსპერიმენტის საფუძველზე რეზერფორდმა ჩამოაყალიბა ატომის აგებულების ბირთვული მოდელი, რომ ატომი წარმოადგენს მის ცენტრში ძალიან მცირე მოცულობაში კონცენტრირებული დადებითი მუხტის და ამ ცენტრის გარშემო მოძრავი ელექტრონების სისტემას. ამ დადებით ცენტრს რეზერფორდმა ბირთვი უწოდა. აქედან წარმოსდგება სახელწოდება ატომის აგებულების ბირთვული მოდელი. რადგანაც α ნაწილაკები ურთიერთქმედებენ დიდი მასის ნაწილაკებთან, ამიტომ ატომის ძირითადი მასა მოდავსებული უნდა იყოს ბირთვში. ბირთვული მოდელი მოგვარონებს პლანეტურ სისტემას, ამიტომ ბირთვულ მოდელს ხშირად პლანეტარულ მოდელსაც უწოდებენ.

§9. რეზერფორდის ფორმულა

რეზერფორდმა დაამუშავა α ნაწილაკის გაბნევის რაოდენობრივი თეორია. ამ თეორიაში განიხილება α ნაწილაკების ბირთვთან დრეკადი გაბნევა. α ნაწილაკების $+ze$ ბირთვთან ურთიერთქმედება აღიწერება კულონის კანონით. განვიხილოთ α ნაწილაკების მოძრაობა უძრავი ბირთვის ველში (ნახ. 9.1). ურთიერთქმედების პოტენციალური ენერგია ტოლია:

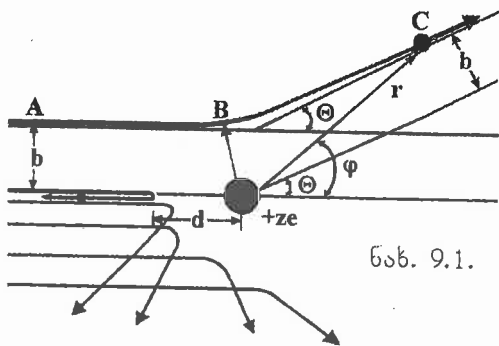
$$U = \frac{2ze^2}{r} \quad (9.1)$$

იმისათვის, რომ გადავწყვიტოთ ეს ამოცანა ვისარგებლოთ იმპულსის მომენტისა, და ენერგიის შენახვის კანონებით, რომლებიც წარმოგადგინოთ პოლარულ კოორდინატებში:

$$mr^2\dot{\phi} = L \quad (9.2)$$

$$\frac{m}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\phi}^2) + \frac{2ze^2}{r} = E \quad (9.3)$$

(9.2)-დან განვსაზღვროთ $\dot{\phi}$,



$$\dot{\phi} = \frac{L}{mr^2} \quad (9.4)$$

და დროითი წარმოებულებიდან გადავიღეთ $\dot{\phi}$ კუთხით წარმოებულზე, რისთვისაც ვისარგებლოთ თანაფარდობით:

$$\dot{r} = \frac{dr}{d\phi} \cdot \frac{d\phi}{dt} = \frac{L}{mr^2} \frac{dr}{d\phi} \quad (9.5)$$

(9.4) და (9.5) მნიშვნელობები გავითვალისწინოთ (9.3) გამოსახულებაში გვექნება:

$$\frac{m}{2} \left[\frac{L^2}{m^2 r^4} \left(\frac{dr}{d\phi} \right)^2 + r^2 \frac{L^2}{m^2 r^4} \right] + \frac{2ze^2}{r} = E \quad (9.6)$$

გამარტივებისა და გარდაქმნების შედეგად მიიღება:

$$\frac{1}{r^4} \left(\frac{dr}{d\phi} \right)^2 = \frac{2mE}{L^2} - \frac{4mze^2}{L^2} \frac{1}{r} - \frac{1}{r^2} \quad (9.7)$$

შემოვიტანოთ აღნიშვნა: $\rho = \frac{1}{r}$; რადგან $\frac{dr}{d\phi} = -\frac{1}{\rho^2} \frac{d\rho}{d\phi}$, ამიტომ

(9.7) მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$\left(\frac{d\rho}{d\phi} \right)^2 = \frac{2mE}{L^2} - \frac{4mze^2}{L^2} \rho - \rho^2 \quad (9.8)$$

გავადიფერენციალოთ მიღებული გამოსახულება და მოვახდინოთ გარდაქმნები, მიიღება:

$$\frac{d^2\rho}{d\phi^2} + \rho = -\frac{2mze^2}{L^2} \quad (9.9)$$

(9.9) წარმოადგენს მეორე რიგის წრფივ არაერთგვაროვნ დიფერენციალურ განტოლებას, რომლის ამონახსნი წარმოადგენს შესაბ-

ამისი არაერთგვაროვანი განტოლების კერძო ამონახსნისა და ერთგვაროვანი განტოლების ზოგადი ამონახსნის ჯამს. არაერთგვაროვანი განტოლების კერძო ამონახსნი

$$\rho_1 = C = -\frac{2mze^2}{L^2} \quad (9.10)$$

ხოლო ერთგვარი განტოლების ზოგადი ამონახსნი:

$$\rho_2 = A \cos \varphi + B \sin \varphi \quad (9.11)$$

(9.9) განტოლების ზოგადი ამონახსნი ჩაიწერება ასე:

$$\rho = \rho_1 + \rho_2 = C + A \cos \varphi + B \sin \varphi \quad (9.12)$$

სადაც A და B ნებისმერი მუდმივებია, რომლებიც განისაზღვრებიან საწყისი პირობებით. საწყის მდგომარეობაში, როცა $\varphi = \pi$,

$r = \infty$; ამიტომ $\rho = \frac{1}{\infty} = 0$. რომლის (9.11) გამოსახულებაში გათვალისწინებით მიიღება:

$$A = C \quad (9.13)$$

მეორე პირობა განისაზღვრება შემდეგნაირად. ტრაექტორიის ნებისმიერ წერტილში ორდინატა დაკავშირებულია r და φ სიდიდეებთან შემდეგი თანაფარდობით $y = r \sin \varphi$, ან

$$\frac{1}{y} = \frac{1}{r \sin \varphi} = \frac{\rho}{\sin \varphi}$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ (9.12) და (9.13) მნიშვნელობებს, გვექნება:

$$\frac{1}{y} = \frac{C(1 + \cos \varphi)}{\sin \varphi} + B \quad (9.14)$$

როცა $\varphi = \pi$, y ორდინატა ტოლია b სამიზნე მანძილის. სამიზნე მანძილი წარმოადგენს იმ მინიმალურ მანძილს რომელზედაც მიუ-

ახლოვდება α ნაწილაკი ბირთვის, თუ მათ შორის ურთიერთქმედებას არ ექნება ადგილი. ამ შემთხვევაში (9.14) გამოსახულების მარჯვენა ნაწილში პირველი წევრი ნულის ტოლია და გვექნება:

$$B = \frac{1}{b}$$

თუ A და B კოეფიციენტებს მიღებულ მნიშვნელობებს გავითვალისწინებთ (9.12) გამოსახულებაში გვექნება:

$$\rho = C(1 + \cos \varphi) + \frac{1}{b} \sin \varphi \quad (9.15)$$

გაბნევის შემდეგ α ნაწილაკების გაბნევის φ კუთხე, ცხადია, რომ ტოლია ჰიპერბოლის ასიმპტოტებს შორის Θ კუთხის. ხოლო გადახრის შემდეგ $\rho = 0$, ამიტომ (9.15)-დან მიიღება:

$$-\frac{1}{bC} = \frac{1 + \cos \Theta}{\sin \Theta} = \operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2} \quad (9.16)$$

მიღებულ ფორმულაში თუ გავითვალისწინებთ ტრიგონომეტრიული გარდაქმნის ფორმულებს და C მნიშვნელობას, გვექნება:

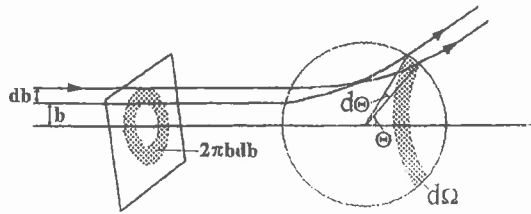
$$\operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2} = \frac{L^2}{2mze^2 b} \quad (9.17)$$

მოძრაობის რაოდენობის მომენტს თუ გამოვსახავთ სამიზნე b მანძილით $L = bmv$, გვექნება:

$$\operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2} = \frac{bmv^2}{2ze^2} \quad (9.18)$$

(9.18) განტოლების შემოწმება ექსპერიმენტალურად შეუძლებელია, რადგან შეუძლებელია სამიზნე მანძილის განსაზღვრა. სინამდვილეში განისაზღვრება Θ და $d\Theta$ კუთხით გაბნეული dN ნაწილაკების რიცხვი, ან $d\Omega = \frac{dS}{r^2}$ სხეულოვან კუთხეში გაბნეული ნაწილაკების რიცხვი. ცხადია, რომ Θ და $\Theta + d\Theta$ კუთ-

ზით გადაიხრებიან α ნაწილაკები რომელთა სამიზნე მანძილი მოთავსებულია b და $b+db$ შორის (ნახ. 9.2) . ე.ი. α ნაწილაკები რომლებიც გაივლიან b და $b+db$ რადიუსის წრეწირებით შემოსაზღვრულ რგოლში. ყოველი ასეთი რგოლის ფართობი ტოლია:



ნახ. 9.2.

$$dS = d(\pi b^2) = 2\pi b db$$

თუ ამ ფართობს გავავმრავლებთ ნაწილაკთა ნაკადზე, მივიღებთ $(\Theta, \Theta + d\Theta)$ კუთხეებით გაბნეულ ნაწილაკთა რიცხვს: $dn = 2\pi J b db$. საიდანაც გაბნევის ეფექტური დიფერენციალური განიკვეთი ტოლია:

$$d\sigma = \frac{dn}{J} = 2\pi b db \quad (9.19)$$

სადაც, dn - ერთ წამში $(\Theta, \Theta + d\Theta)$ კუთხეებზე გაბნეულ ნაწილაკთა რიცხვია, ხოლო J - დაცემულ ნაწილაკთა ნაკადი. (9.18)-დან განვსაზღვროთ b , და ავიყვანოთ კვადრატში:

$$b^2 = \left(\frac{2ze^2}{mv^2} \right)^2 \text{ctg}^2 \frac{\Theta}{2} \quad (9.20)$$

მიღებული გავადიფერენციალოთ და გავითვალისწინოთ (9.19) გამოსახულებაში:

$$d\sigma = 2\pi \frac{1}{2} \left(\frac{2ze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{\text{ctg} \frac{\Theta}{2} d\Theta}{\sin^2 \frac{\Theta}{2}} \quad (9.21)$$

სადაც N არის მინუსი შეიძლება მხედველობაში არ მივიღოთ: რადგან ის გვიჩვენებს, რომ b სამიზნე მანძილის გაზრდისას Θ კუთხე მცირდება (და, პირიქით). (9.21) ფორმულაში თუ გავითვალისწინებთ სხეულოვანი კუთხის მნიშვნელობას:

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} = 2\pi \sin \Theta d\Theta$$

გვექნება:

$$d\sigma = \left(\frac{ze^2}{mv^2} \right) \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\Theta}{2}} \quad (9.22)$$

ექსპერიმენტის შედეგებთან შედარების მიზნით საჭიროა ვიცოდეთ მაკროსკოპული კვეთა, ე.ი. 1სმ^3 მოცულობაში ყველა გამბნევი ბირთვების ეფექტურ კვეთათა ჯამი, რომელიც ტოლია:

$$\Sigma = n d\sigma$$

სადაც n არის 1სმ^3 მოცულობაში ყველა გაბნეული ბირთვების რაოდენობა. (9.22)-დან თუ გავითვალისწინებთ $d\sigma$ მნიშვნელობას, გვექნება:

$$\Sigma = n \left(\frac{ze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\Theta}{2}} \quad (9.23)$$

ერთ წამში გამბნევე სამიზნეზე დაცემულ α ნაწილაკების რიცხვი ავლნიშნავთ N , მაშინ dN სხეულოვან კუთხეში გაბნეული α ნაწილაკების საშუალო რიცხვი ტოლი იქნება:

$$dN = N\Sigma = Nn \left(\frac{ze^2}{mv^2} \right) \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\Theta}{2}} \quad (9.24)$$

(9.24) გადავწეროთ შემდეგნაირად:

$$dN \sin^4 \frac{\Theta}{2} = Nn \left(\frac{ze^2}{mv^2} \right) d\Omega \quad (9.25)$$

$$dN \sin^4 \frac{\Theta}{2} = const \quad (9.26)$$

რაც პირველად ექსპერიმენტალურად შემოწმებული იქნა რეზერფორდის მიერ.

რეზერფორდის ფორმულის საშუალებით შეიძლება განვსაზღვროთ გამბნევი ატომების z რიცხვი. აღმოჩნდა, რომ z ტოლია ელემენტთა პერიოდულ სისტემაში ელემენტის რიგითი ნომრის. რაც გვიჩვენებს, რომ ელემენტთა პერიოდულ სისტემაში ელემენტები განლაგებული არიან არა ატომური მასის ზრდის მიხედვით, არამედ z რიცხვის ზრდის მიხედვით. ეს წარმოადგენს რეზერფორდის ცდის პირველ მნიშვნელოვან შედეგს.

მეორე, მნიშვნელოვანი შედეგი იყო ატომში მუხტის განაწილება. მრავალი ნაწილაკი გადაიხრებოდა დიდი კუთხეებით. ასეთი დიდი კუთხეებით გადახრა შესაძლებელია იმ შემთხვევაში, როცა ბირთვის დადებითი მუხტი კონცენტრირებულია მოცულობაში, რომლის ხაზოვანი ზომა ნაკლებია (9.18) ფორმულით განსაზღვრული ამ კუთხეების შესაბამისი სამიზნე მანძილის:

$$b = \frac{2ze^2}{mv^2} \operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2} = \frac{ze^2}{mv^2/2} \operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2} = \frac{ze^2}{K_\alpha} \operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2} \quad (9.27)$$

სადაც, K_α - α ნაწილაკების კინეტიკური ენერჯია. რეზერფორდის ცდაში გამოიყენებოდა ოქროს ფირფიტა ($z = 79$) და $K_\alpha \approx 5$ მეგ ენერჯიის α ნაწილაკები, რომელთა (9.27) ფორმულაში გათვალისწინებით მიიღება:

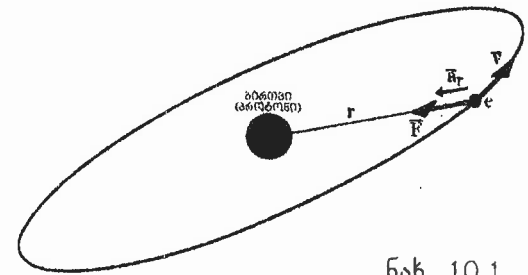
$$b = \frac{ze^2}{K_\alpha} \operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2} = \frac{79 \cdot (4,8 \cdot 10^{-10})^2}{5 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2} \approx 2,5 \cdot 10^{-13} \text{ სმ}$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ ატომის დადებითი მუხტი კონცენტრირებულია 10^{-13} სმ მოცულობის არეში, რომელსაც ატომის ბირთვს უწოდებენ.

§.10 ატომის აგებულების ბირთვული მოდელი

თავისი ცდების საფუძველზე რეზერფორდმა მოგვცა ატომის აგებულების ბირთვული მოდელი. ამ მოდელის თანახმად, ატომის მთელ მოცულობასთან შედარებით ძალიან მცირე, 10^{-13} სმ რადიუსის არეში, მოთავსებულია მისი მთლიანი დადებითი მუხტი $+ze$, და ატომის პრაქტიკულად მთლიანი მასა. ბირთვის გარშემო 10^{-8} სმ ზომის არეში მოძრაობენ ელექტრონები, რომელთა მასა შეადგენს ბირთვის მასის მცირე ნაწილს. ატომის აგებულების რეზერფორდის ბირთვული მოდელი მოგვაგონებს პლანეტარულ სისტემას: სისტემის ცენტრში მოთავსებულია "მზე"- ბირთვი, ხოლო მის გარშემო ორბიტებზე მოძრაობენ "პლანეტები"- ელექტრონები. ამიტომ ამ მოდელს ხშირად პლანეტარულ მოდელსაც უწოდებენ. ატომში ელექტრონების ორბიტები სტაციონარულია. ატომი წარმოადგენს მდგრად სისტემას. რაც არ თანხვედბა ბირთვული მოდელის კლასიკურ წარმოდგენებთან. განვიხილოთ მარტივი ატომის- წყალბადის ატომის ბირთვული მოდელი. წყალბადის ატომი შედგება ბირთვის (პროტონის) და მის გარშემო მოძრავი ერთი ელექტრონისაგან. სიმარტივისათვის დაუშვათ, რომ ელექტრონი მოძრაობს უძრავი ბირთვის (პროტონის) გარშემო წრიულ ორბიტაზე (ნახ. 10.1). ორბიტაზე მოძრავი ელექტრონის შემაკავებელ ძალას წარმოადგენს ელექტრონისა და პროტონის შორის მოქმედი კულონური მიზიდულობის ძალა:

$$F = \frac{e^2}{r^2} \quad (10.1)$$



ნახ. 10.1.

სადაც- r წრიული ორბიტის რადიუსია. ნიუტონის მეორე კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{r^2} \quad (10.2)$$

სადაც- $a = \frac{v^2}{r}$ ცენტრისკენული აჩქარებაა.

(10.2) ფორმულიდან შეიძლება განვსაზღვროთ წყალბადის ატომში ელექტრონის ორბიტაზე მოძრაობის რადიუსი, სიჩქარე, კინეტიკური და პოტენციური ენერგია და სრული ენერგია. ელექტრონის ორბიტის რადიუსი:

$$r = \frac{e^2}{mv^2} \quad (10.3)$$

ორბიტაზე ელექტრონის სიჩქარე:

$$v^2 = \frac{e^2}{mr} \quad (10.4)$$

ელექტრონის კინეტიკური ენერგია:

$$K = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r} \quad (10.5)$$

ბირთვისა და ელექტრონის შორის ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგია:

$$P = -\frac{e^2}{r} \quad (10.6)$$

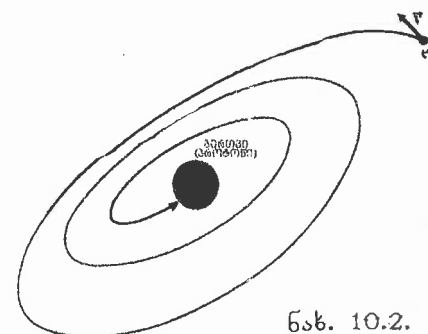
სისტემის სრული ენერგია:

$$E = K + P = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r} - \frac{e^2}{r} = -\frac{e^2}{2r} \quad (10.7)$$

ნიშანი მინუსი გვიჩვენებს, რომ სისტემა იმყოფება ბმულ მდგომარეობაში. ბმის ენერგია წარმოადგენს იმ მინიმალურ ენერგიას რომელიც საჭიროა ატომში ელექტრონის სრული მოშორებისათვის, ანუ, ატომის იონიზაციისათვის. ექსპერიმენტალურად განსაზღვრული იყო, რომ წყალბადის ატომის იონიზაციის ენერგია ტოლია 13.6 ევ. იონიზაციის ენერგიის ამ მნიშვნელობას თუ გავითვალისწინებთ (10.7) ფორმულაში, შეიძლება განვსაზღვროთ წყალბადის ატომში ელექტრონის ორბიტაზე მოძრაობის რადიუსის მნიშვნელობა: $r = 0.53 \cdot 10^{-8} \text{ სმ} = 0.53 \text{ \AA}$. რადიუსის ცნობილი მნიშ-

ვნელობის მიხედვით შეიძლება განვსაზღვროთ სიჩქარე, აჩქარება და ენერგია. მაგალითად, აჩქარება ტოლია: $a = \frac{v^2}{r} \approx 10^{24} \text{ სმ/წმ}^2$.

კლასიკური ელექტროდინამიკის კანონების თანახმად ასეთი დიდი აჩქარებით მოძრავი მუხტი უნდა ასხივებდეს ენერგიას ელექტრომაგნიტური ტალღების სახით. თუ ადგილი ექნება ენერგიის გამოსხივებას რაღაც დროის შემდეგ, ელექტრონის ენერგია სისტემატურად უნდა კლებულობდეს, ელექტრონი უნდა მოძრაობდეს სპირალურ ტრაექტორიაზე და ბოლოს უნდა დაეცეს ბირთვს, როგორც ეს ნაჩვენებია ნახ.10.2). ამიტომ ატომი როგორც მდგრადი სისტემა არ უნდა არსებობდეს. სინამდვილეში ატომი წარმოადგენს მდგრად სისტემას. გარდა ამისა რადგან ატომი უნდა ასხივებდეს ენერგიას უწყვეტად, ამიტომ სპექტრი უნდა იყოს უწყვეტი და არა ხაზოვანი, როგორც ეს დაიკვირვებოდა ექსპერიმენტალურად. რაც წინააღმდეგობაშია კლასიკური მექანიკის კანონებთან.



ნახ. 10.2.

§11. ბორის თეორია

აღნიშნული სიძნელების დასაძლევად დანიელმა ფიზიკოსმა ნ. ბორმა (1885-1962) მოგვცა თეორია რომელიც ცნობილია ბორის თეორიის სახელწოდებით. ბორმა ჩამოაყალიბა დებულებები რომელსაც ბორის პოსტულატები ეწოდება. ბორის პირველი პოსტულატი მდგომარეობს შემდეგში:

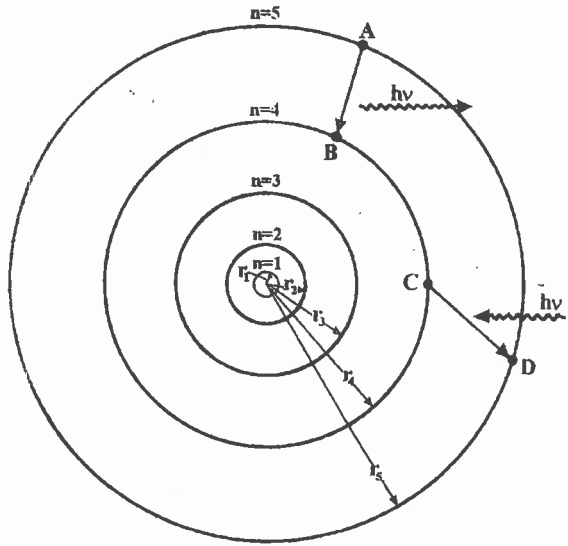
ატომები (ატომური სისტემები) იმყოფებიან გასაზღვრულ სტაციონალურ მდგომარეობაში. სტაციონალურ მდგომარეობაში ატომები (ატომური სისტემები) არ გამოასხივებენ და არ შთანთქავენ ენერგიას. სტაციონალურ მდგომარეობაში ატომებს (ატომურ სისტემებს) გააჩნიათ ენერგიის დისკრეტული მნიშვნელობები E_1, E_2, \dots ; ენერგიის ყოველგვარი ცვლილება შეიძლება მოხდეს ერთი სტაციონალურ მდგომარეობიდან მეორე სტაციონალურ მდგომარეობაში გადასვლისას.

ბორის მეორე პოსტულატი მდგომარეობს შემდეგში:

ერთი სტაციონალური მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლისას ატომები გამოსხივებენ ან შთანთქავენ მკაცრად განსაზღვრული სიხშირის ენერგიას. ენერგიის გამოსხივება ან შთანთქმა ხდება კვანტის სახით (ნახ. 11.1). გამოსხივებული კვანტის ენერგია განისაზღვრება შემდეგი პირობით:

$$h\nu_{kn} = E_k - E_n \quad (11.1)$$

როცა $E_k > E_n$, ადგილი აქვს გამოსხივებას, როცა $E_n > E_k$ შთანთქმას. ბორის პოსტულატები წინააღმდეგობაში აღმოჩნდა კლასიკური მექანიკის კანონებთან. ბორის პოსტულატების თანახმად ატომს გააჩნია ენერგიის დისკრეტული მნიშვნელობები, რომელთაც შეესაბამება სტაციონარული კვანტური ორბიტები, ხოლო კლასიკური მექანიკის კანონების თანახმად ატომს გააჩნია ენერგიის უწყვეტი მნიშვნელობები, ატომი ლებულობს ენერგიის ნებისმიერი მნიშვნელობებს. ამიტომ აქედან შეიძლება გამოვიტანოთ დასკვნა, რომ კლასიკური მექანიკის კანონები არ შეიძლება გამოვიყენოთ ატომური მოვლენების შესწავლისათვის. აღმოჩნდა, რომ მცირე ნაწილაკები ემორჩილებიან ტალღური მექანიკის, ან, კვანტური მექანიკის კანონებს. მაგრამ ეს კანონები აღმოჩენილი იქნა ბორის თეორიიდან 20 წლის შემდეგ. ამიტომ ატომური თეორიის განვითარების საწყის სტადიაზე ატომური მოვლენების ასახსნელად გამოიყენებოდა შემდეგი მეთოდი. კლასიკური მექანიკის კანონების საფუძველზე აიხსნებოდა ამოცანა, ხოლო შემდეგ სპეციალურ პოსტულატის საფუძველზე შეიძლება კვანტური ორბიტები (ნახ. 11.2). ეს სპეციალური პოსტულატი, (ზოგჯერ მას მესამე პოსტულატს უწოდებენ), მდგომარეობს შემდეგში: ყველა შესაძლო ორბიტიდან ატომში შეიძლე-



ნახ. 11.1.

ბა გვექონდეს მხოლოდ ისეთი, რომლის მოძრაობის რაოდენობის მომენტი მთელი რიცხვის ჯერადია. ეს პირობა შემდეგნაირად ჩაიწერება:

$$L = mvr = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar \quad (11.2)$$

კლასიკური თეორიის თანახმად, წყალბადის ატომში ელექტრონის ორბიტაზე მოძრაობის რადიუსი:

$$r = \frac{e^2}{m\nu^2} \quad (11.3)$$

ორბიტაზე ელექტრონის მოძრაობის სიჩქარე:

$$\nu^2 = \frac{e^2}{mr} \quad (11.4)$$

(11.2) პირობიდან განვსაზღვროთ r და გავითვალისწინოთ (11.3) გამოსახულებაში:

$$\nu^2 = \frac{e^2}{m \frac{n\hbar}{m\nu}} = \frac{e^2}{n\hbar}$$

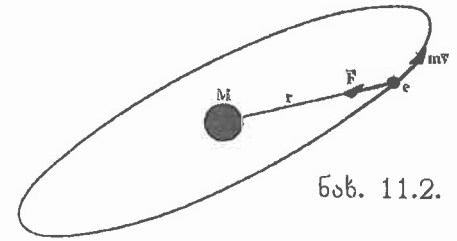
საიდანაც,

$$\nu = \frac{e^2}{n\hbar} \quad (11.5)$$

ასევე შეიძლება განვსაზღვროთ ელექტრონის ორბიტის რადიუსი, თუ გავითვალისწინებთ (11.2) ფორმულიდან სიჩქარის ნიშვნელობას (11.4) ფორმულაში:

$$r = \frac{e^2}{m \frac{n^2\hbar^2}{m^2r^2}} = \frac{e^2mr^2}{n^2\hbar^2}$$

საიდანაც,



ნახ. 11.2.

$$r = r_n = \frac{\hbar^2 n^2}{me^2} \quad (11.6)$$

სადაც $n=1,2,\dots$. როცა $n=1$, წყალბადის ატომისათვის გვექნება:

$$r_1 = r_B = \frac{\hbar^2}{me^2} = \frac{(1.05 \cdot 10^{-27})^2}{9.1 \cdot 10^{-28} \cdot (4.8 \cdot 10^{-10})^2} = 0.53 \text{ \AA}$$

ამ სიდიდეს წყალბადის ატომის ელექტრონის პირველი ორბიტის რადიუსი (ან, ბორის ორბიტის რადიუსი) ეწოდება. ბორის ორბიტის რადიუსის მნიშვნელობის გათვალისწინებით (11.6) ფორმულა ასე ჩაიწერება:

$$r_n = n^2 r_B \quad (11.7)$$

კინეტიკური ენერგია,

$$K = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r} = \frac{1}{2} \frac{e^2}{\frac{\hbar^2 n^2}{me^2}} = \frac{1}{2} \frac{me^4}{\hbar^2 n^2} \quad (11.8)$$

პოტენციური ენერგია,

$$P = -\frac{e^2}{r} = -\frac{e^2}{\frac{\hbar^2 n^2}{me^2}} = -\frac{me^4}{\hbar^2 n^2} \quad (11.9)$$

სრული ენერგია,

$$E = K + P = \frac{1}{2} \frac{me^4}{\hbar^2 n^2} - \frac{me^4}{\hbar^2 n^2} = -\frac{1}{2} \frac{me^4}{\hbar^2 n^2} \quad (11.10)$$

რიცხვით მნიშვნელობების გათვალისწინებით მივიღებთ:

$$E = -\frac{1}{2} \frac{me^4}{\hbar^2 n^2} = -\frac{1}{2} \frac{9.1 \cdot 10^{-28} (4.8 \cdot 10^{-10})^4}{(1.05 \cdot 10^{-27})^2 n^2} = -\frac{13.6}{n^2} \text{ ევ} \quad (11.11)$$

$n=1$ შესაბამის ენერგეტიკულ დონეს ეწოდება ძირითადი (ან, ბორმალური) დონე. ყველა დანარჩენ $n>1$ მდგომარეობას ეწოდება ალგზნებული. n გაზრდისას და $n=\infty$ მიახლოებისას ენერგეტიკული დონეები თანდათანობით მიუახლოვდებიან ერთმანეთს ისე, რომ მათ შორის განსხვავება შეუძლებელი იქნება, ე.ი. ენერგეტიკული დონეების განაწილება არ გადაიქცევა პრაქტიკულად უწყვეტ სპექტრად. რაც კარგ თანხმობაშია კლასიკურ თეორიასთან და თანადობის პრინციპთან. ენერგეტიკული დონეების შერწყმის ზევით (სადაც $n=\infty$) ენერგეტიკულ მდგომარეობას შეესაბამება დადებითი ენერგია ($E>0$). სისტემა არ იმყოფება ბმულ მდგომარეობაში, ე.ი. ელექტრონი იმყოფება თავისუფალ მდგომარეობაში.

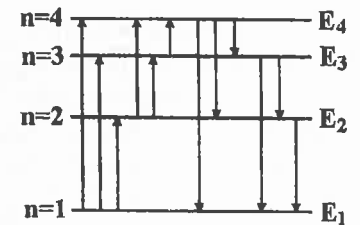
ძირითადი მდგომარეობიდან უფრო მაღალ ენერგეტიკულ დონეზე გადასვლას შეესაბამება ატომის ალგზნებული მდგომარეობა. ენერგიას, რომელიც საჭიროა ატომის ალგზნებულ მდგომარეობაში გადასვლისათვის, ალგზნების ენერგია ეწოდება. მაგალითად, წყალბადის ატომის პირველი ალგზნების ენერგია ტოლია:

$$E_{\text{ალგზნ}} = -3.40 - (-13.6) = 10.2 \text{ ევ}$$

ენერგიას, რომელიც საჭიროა მოცემულ ალგზნებულ მდგომარეობაში მყოფი ატომიდან ელექტრონის მოშორებისათვის ბმის ენერგია ეწოდება.

ენერგიას, რომელიც საჭიროა ძირითად მდგომარეობაში მყოფი ელექტრონის მოშორებისათვის, იონიზაციის ენერგია ეწოდება. (11.11) ფორმულის თანახმად, წყალბადის ატომის იონიზაციის ენერგია $E_{\text{იონ}} = -13.6$ ევ. ძირითად მდგომარეობაში წყალბადის ატომის ბმის ენერგია და იონიზაციის ენერგია ტოლია: $E_{\text{იონ}} = E_{\text{ბმ}} = 13.6$ ევ.

ატომის ენერგეტიკული მდგომარეობის გრაფიკული გამოსახვისათვის სარგებლობენ ენერგიის დონეების (ან, თერმების) დიაგრამებით როგორც ეს ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 11.3). ამისათვის იქცევიან შემდეგნაირად: ჰორიზონტალურად გადაზომავენ ენერგიის დონეებს, ხოლო ვერტიკალურად გადასვლის სიხშ-



ნახ. 11.3.

ირეებს (გამოსხივება ან შთანთქმა). როგორც ნახაზიდან (ნახ. 11.3) ჩანს, შესაძლებელია მხოლოდ შემდეგი გადასვლები:

$$\begin{aligned} \nu_{4,1} &= \frac{E_4 - E_1}{h} & \nu_{4,2} &= \frac{E_4 - E_2}{h} \\ \nu_{3,1} &= \frac{E_3 - E_1}{h} & \nu_{3,2} &= \frac{E_3 - E_2}{h} \\ \nu_{2,1} &= \frac{E_2 - E_1}{h} & \nu_{4,3} &= \frac{E_4 - E_3}{h} \end{aligned}$$

ზნირად ამ ვერტიკალურ ხაზებს გადაზომავენ ისეთი მაშტაბით, რომ პროპორციული იყოს გამოსხივებული სიხშირის.

ელექტრონის სტაციონარულ ორბიტაზე მოძრაობის სიჩქარე შეიძლება გამოვსახოთ გამოსახულებით:

$$v = \frac{e^2}{\hbar n} = \frac{\alpha c}{n}$$

$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137.03604} \approx \frac{1}{137}$ უწოდებენ ნაზი სტრუქტურის მუდმივას. წყალბადის ატომში ელექტრონის ბორის ორბიტის რადიუსზე მოძრაობის სიჩქარე:

$$v = \alpha c = \frac{c}{137} = 0.0073c$$

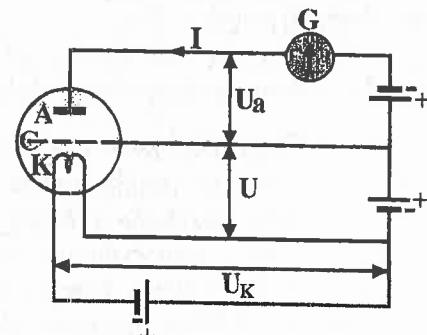
თუ (11.10) ფორმულაში გავითვალისწინებთ α მუდმივას გვექნება:

$$E = -\frac{1}{2} \frac{me^4}{\hbar^2 n^2} = -\frac{1}{2} \frac{m}{n^2} \alpha^2 c^2 = -\frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{n^2} mc^2$$

ე.ი. ენერჯია გამოსახება ელექტრონის mc^2 საკუთარი ენერჯიით. ბორის თეორია წარმოადგენდა მნიშვნელოვან ეტაპს ატომური ფიზიკის შესწავლის საქმეში, მაგრამ გააჩნდა მთელი რიგი ნაკლოვანებები. კერძოდ ის წარმოადგენდა ნახევრადკლასიკურ, ნახევრადკვანტურ თეორიას. ბორის თეორიით შეუძლებელი აღმოჩნდა წყალბადის ატომის შემდეგ ყველაზე მარტივი ატომის ჰელიუმის ატომის ახსნა, ტუტე ლითონების ატომების სპექტრის დუბლეტური ბუნების ახსნა, გაცვლითი ძალების ბუნების გაგება, და ა.შ.

§12. ფრანკისა და ჰერცის ცდა

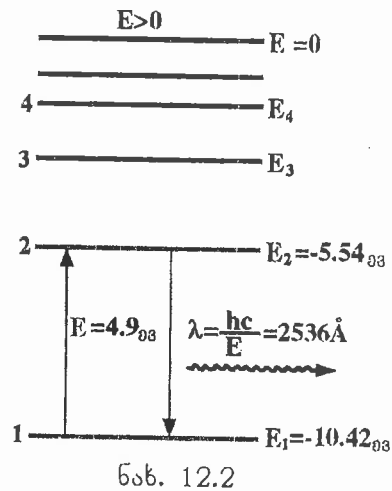
ბორის თეორიამ თავისი ექსპერიმენტალური დასაბუთება ჰპოვა გერმანელი ფიზიკოსების გ. ფრანკისა (1867-1975) და ჯ. ჰერცის (1882-1964) ცდებში. ფრანკისა და ჰერცის ცდის იდეა იყო ბორის თეორიის სტაციონალური მდგომარეობების არსებობის შემოწმება. ფრანკისა და ჰერცის ცდაში ელექტრონებით ხდებოდა გაიშვიათებული აირის ატომების ბომბარდირება. ელექტრონების ნაკადის აირში გავლისას ადგილი ექნება დრეკადი დაჯახებას, რადგან ელექტრონების მასა გაცილებით მცირეა ატომების მასასთან შედარებით. რის შედეგად ელექტრონების ენერჯია უმნიშვნელოდ შეიცვლება. ხოლო, თუ ელექტრონების ატომებთან დაჯახება არადრეკადია, მაშინ ელექტრონები მთლიანად ან ნაწილობრივ გადასცემენ ატომებს თავიანთ ენერჯიას. მექანიკის კანონების თანახმად ატომების ენერჯიის ცვლილება დამოკიდებულია სამიზნე პარამეტრზე რადგან სამიზნე პარამეტრი შეიძლება იცვლებოდეს ნებისმიერად, ამიტომ ატომში ენერჯიის ცვლილება უნდა ხდებოდეს ნებისმიერად. ე.ი. ენერჯიის ცვლილება უნდა ღებულადეს ყველა შესაძლო მნიშვნელობას. ბორის თეორიის თანახმად ენერჯიის ცვლილება ატომში უნდა ხდებოდეს დისკრეტულად, განსაზღვრული პორციებით და ეს ენერჯიის ცვლილება ტოლი უნდა იყოს ორ სტაციონალურ მდგომარეობებს შორის ენერჯიის სხვაობის. ფრანკისა და ჰერცის ცდა სქემატურად შემდეგნაირად შეიძლება გამოვსახოთ (ნახ. 12.1). ცდაში გამოყენებულია აერმოელექტრონული მილაკი რომელიც შედგება კათოდისაგან (K), ბადისაგან (C) და ანოდისაგან (A). აირად გამოიყენებოდა ვერცხლისწყლის ორთქლი. კათოდიდან ამოფრქვეული ელექტრონები, მოძრაობენ კათოდსა და ბადეს შორის მოდებულ ამაჩქარებელ ელექტრულ ველში აჩქარებულად. ბადესა და ანოდს შორის მოდებულია დაახლოებით 0,5 ვ ტოლი უარყოფითი დამამუხრუჭებელი პოტენციალთა სხვაობა. წრედში ჩართულია გალვანომეტრი. კათოდიდან ამოფრქვეული ელექტრონები მოძრაობისას განიცდიან დაჯახებას



ნახ. 12.1.

ვერცხლისწყლის ატომებთან. ვერცხლისწყლის ატომების შიგა ელექტრონების მოშორება საკმაოდ ძნელია. ასეთი ელექტრონების ბმის ენერგია აღწევს რამოდენიმე ელექტრონვოლტს. გარე (სავალენტო) ელექტრონები დაცული არიან შიგა ელექტრონების მხრივ მაეკრანირებელი მოქმედებისაგან. ამიტომ ამ ელექტრონების ბმის ენერგია შეადგენს მხოლოდ რამოდენიმე ელექტრონვოლტს. ასეთი ელექტრონების ენერგეტიკული დონეების დიაგრამა ნაჩვენებია ნახ. 12.2). ამ ენერგეტიკულ დონეებს ჩვეულებრივ ოპტიკურ დონეებს უწოდებენ, რადგან მათ შორის ნებისმიერი გადასვლებისას შთაინთქმება ან გამოსხივდება ფოტონები რომელთა ტალღის სიგრძეები მოთავსებულია სპექტრის ხილულ ან მეზობელ ნაწილში. როგორც ნახ. 12.2) აჩვენებს ვერცხლისწყლის ატომების სავალენტო ელექტრონების ძირითადი მდგომარეობის ენერგია ტოლია $E_1 = -10.42$ ევ. პირველი აღზნებული მდგომარეობის ენერგია ტოლია $E_2 = -5.54$ ევ ტოლია. ელექტრონის ძირითადი მდგომარეობიდან პირველ აღზნებულ მდგომარეობაში გადასვლის ენერგია ტოლია:

$$E = E_2 - E_1 = -5.54 - (-10.42) = 4.88 \text{ ევ}$$



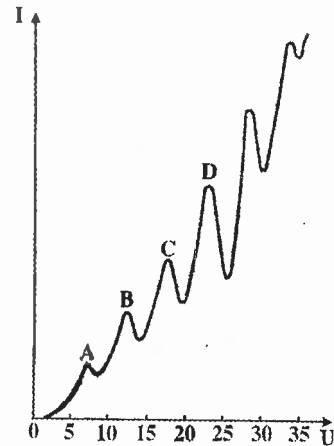
ნახ. 12.2

ამ ენერგიას ვერცხლისწყლის ატომის პირველი აღზნების კრიტიკულ პოტენციალს უწოდებენ. აღზნებულ მდგომარეობაში გადასვლის შემდეგ ძალიან მცირე დროის შემდეგ ($\sim 10^{-8}$ წმ) ისევ უბრუნდება ძირითად მდგომარეობას. ასეთი გადასვლისას გამოსხივდება $E = 4.88$ ევ ენერგიის და $\lambda = hc/E = 2536 \text{ \AA}$ ტალღის სიგრძის ფოტონი. როცა ელექტრონის ენერგია ნაკლებია 4,88 ევ, მაშინ ელექტრონის დაჯახება ვერცხლისწყლის ატომებთან დრეკალია, ე.ი. ელექტრონის გადატანითი მოძრაობის კინეტიკური ენერგია უცვლელი რჩება. ხოლო, როცა ელექტრონის კინეტიკური ენერგია აღემატება 4,88 ევ ადგილი აქვს არადრეკად დაჯახებას, რომლის დროსაც ვერცხლისწყლის ატომებს გადაეცემათ ელექტრონ-

ების კინეტიკური ენერგია, რის შედეგადაც ვერცხლისწყლის ატომში ელექტრონები გადადიან ძირითადი მდგომარეობიდან პირველ აღზნებულ მდგომარეობაში. რადგან აღზნებულ მდგომარეობაში ყოფნის დრო ძალიან მცირეა ($\sim 10^{-8}$ წმ) ატომი ბრუნდება ძირითად მდგომარეობაში, ისე, რომ ამასთან ერთად გამოასხივებს

$E = 4.88$ ევ ენერგიის და $\lambda = hc/E = 2536 \text{ \AA}$ ტალღის სიგრძის ფოტონს. თუ დაჯახება დრეკალია, ე.ი. ელექტრონები ატომებთან დაჯახებისას არ გადასცემენ თავიანთ ენერგიას, ასეთი ელექტრონები გაივლიან ბადეს, გადალახავენ დამამუხრუჭებელ პოტენციალთა სხვაობას და აღწევენ ანოდს. ექსპერიმენტში იზომებოდა ელექტრონების ენერგეტიკული განაწილება დაჯახებამდე და დაჯახების შემდეგ და აიგებოდა ანოდური დენის ელექტრონების კინეტიკურ ენერგიაზე დამოკიდებულების გრაფიკი (ნახ. 17.3), რომელსაც უნდა ჰქონდეს თერმოელექტრული მილაკის ვოლტამპერული მახასიათებლის ანალოგიური სახე: ე.ი. ამაჩქარებელ პოტენციალთა სხვაობის გაზრდისას ან რაც იგივეა, ელექტრონების კინეტიკური ენერგიის გაზრდისას დენი იზრდება, მიაღწევს მაქსიმუმს და პოტენციალთა სხვაობის შემდგომი გაზრდისას აღარ იცვლება, გვაქვს ნაჯერობის დენი. ამ შემთხვევაში დენის დამოკიდებულება დაბვანე აღიწერება:

$$I = BV^{\frac{3}{2}}$$



ნახ. 12.3.

კანონით, ხოლო ფრანკისა და პერცის ცდაში დასაწყისში დენი იცვლებოდა თერმოელექტრონული მილაკის ვოლტამპერული მახასიათებლის ანალოგიურად, ხოლო ენერგიის რაღაც მნიშვნელობისას ის აღწევს მაქსიმუმს და შემდეგ სწრაფად ეცემა რაღაც მინიმუმამდე, ხოლო ამის შემდეგ კვლავ იზრდება, მიაღწევს მაქსიმუმს, შემდეგ კვლავ ეცემა მინიმუმამდე და ა.შ.

ფრანკისა და პერცის ცდის შედეგები შემდეგნაირად შეიძლება აიხსნას. თავდაპირველად კათოდიდან ამოფრქვეული ელექტრონები მოძრაობენ ანოდისაკენ და აღწევენ ანოდს, მანამ სანამ

მათი ენერგია არ მიაღწევს 4,88 ევ. ამის შემდეგ დენი სწრაფად ეცემა. ამ შემთხვევაში, სანამ ელექტრონების ენერგია გახდებოდა 4,88 ევ ტოლი ისინი განიცდიან ატომებთან დრეკად დაჯახებას, ამიტომ ისინი ენერგიას არ გადასცემენ ატომებს და აღწევენ ანოდამდე, რაც თვალნათლივ ჩანს ნახაზზე (ნახ. 12.3), ხოლო როცა მიაღწევს 4,88 ევ ელექტრონები განიცდიან არადრეკად დაჯახებას, ამიტომ არადრეკადი დაჯახებისას ელექტრონები ატომებს გადასცემენ ენერგიას მთლიანად ან ნაწილობრივ, ვერ გადალახავენ დამამუხრუჭებელ ველს და რჩებიან ბადეზე. ამის შემდეგ ელექტრონებს, რომელთაც გააჩნია 4,88 ევ ენერგია აგრძელებენ მოძრაობას, რის შედეგად დენი კვლავ იზრდება წრედში, მანამ სანამ ელექტრონის კინეტიკური ენერგია არ გახდება 9,8 ევ ტოლი. ამის შემდეგ დენი კვლავ მცირდება რაღაც მინიმუმამდე და ა.შ. ვოლტამპერულ მახასიათებელზე გვეჩვენება მაქსიმუმებისა და მინიმუმების თანმიმდევრობა. ამასთან ყოველ ორ მომდევნო მაქსიმუმებს შორის სხვაობა 4,88 ევ ტოლია. ე.ი. ფრანკისა და ჰერცის ცდიდან გამომდინარეობს რომ ელექტრონების ატომებთან დაჯახებისას ენერგიის ყოველგვარი ცვლილება 4,88 ევ ტოლია, ე.ი. ენერგიის ცვლილება ხდება არა ნებისმიერად, არამედ დისკრეტულად განსაზღვრული პორციებით, რაც მიგვითითებს ბორის თეორიის სამართლიანობაზე, რომ ატომში არსებობენ სტაციონალური მდგომარეობები. ამ ცდების გამო ფრანკსა და ჰერცს მიენიჭათ ნობელის პრემია 1924 წელს.

§13. წყალბადის ატომის სპექტრული კანონზომიერება

ბორის მეორე პოსტულატის თანახმად ელექტრონის ერთი სტაციონარული მდგომარეობიდან, მეორე, ნაკლები ენერგიის მქონე სტაციონარულ მდგომარეობაში გადასვლისას გამოსხივდება ენერგია (კვანტის სახით), რომლის სიხშირე განისაზღვრება ფორმულით:

$$\nu_{kn} = \frac{E_k - E_n}{h} = \frac{E_k - E_n}{2\pi\hbar} \quad (13.1)$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ ენერგიის მნიშვნელობებს:

$$\nu = \frac{1}{2\pi\hbar} \left[\left(-\frac{1}{2} \frac{me^4}{\hbar^2 k^2} \right) - \left(-\frac{1}{2} \frac{me^4}{\hbar^2 n^2} \right) \right] = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (13.2)$$

სადაც, $R = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3} = \frac{9,1 \cdot 10^{-28} \cdot (4,8 \cdot 10^{-10})^4}{4 \cdot 3,14 (1,05 \cdot 10^{-27})^3} = 3,28985 \cdot 10^{15} \text{ წმ}^{-1}$, რიბერგის მუდმივას უწოდებენ.

აქედან, თუ გადავალთ ტალღის სიგრძეებზე, გვეჩვენება:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3 c} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (13.3)$$

სადაც,

$$R = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3 c} = \frac{9,1 \cdot 10^{-28} \cdot (4,8 \cdot 10^{-10})^4}{4 \cdot 3,14 (1,05 \cdot 10^{-27})^3 \cdot 3 \cdot 10^{10}} = 1,0973731 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$$

რომელსაც აგრეთვე რიბერგის მუდმივას უწოდებენ. ის პირველად განსაზღვრული იქნა შვედი ფიზიკოსის ი. რიბერგის (1854-1919) მიერ. (18.3) ფორმულას ბალმერის ფორმულას უწოდებენ. მას ჩვეულებრივ ჩაწერენ შემდეგი სახით:

$$\nu^* = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3 c} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (13.4)$$

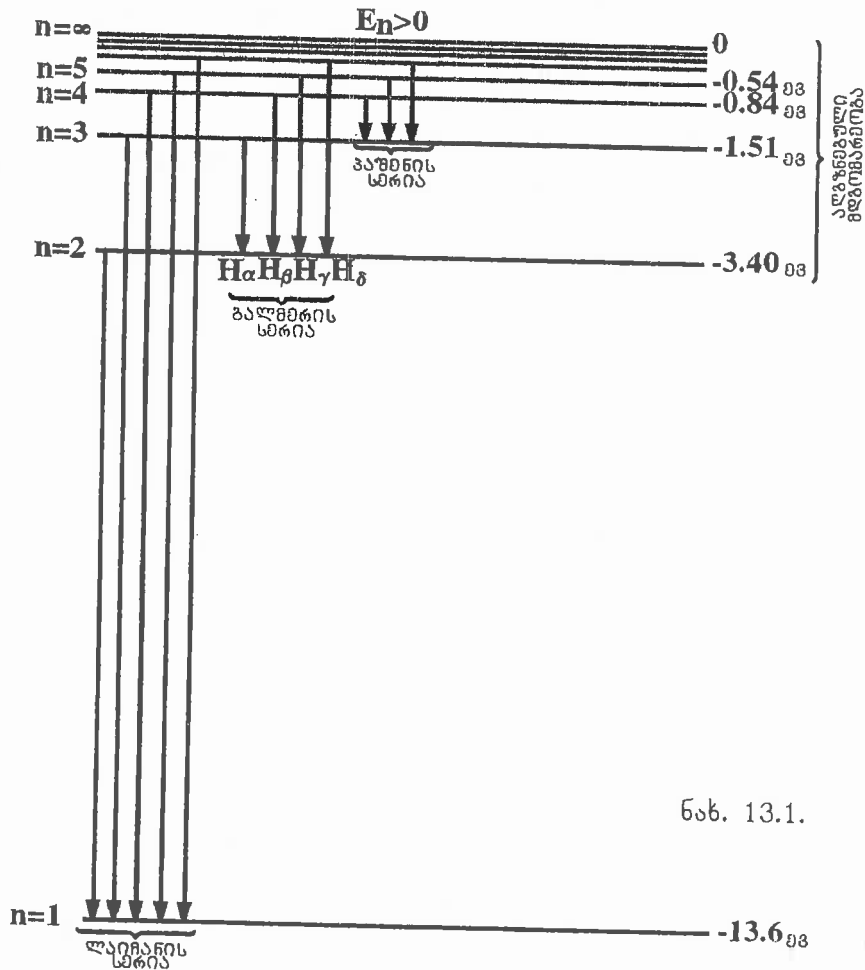
$\nu^* = \frac{1}{\lambda}$ უწოდებენ ტალღურ რიცხვს, და გვიჩვენებს ვაკუუმში 1 სმ მანძილზე ტალღათა რიცხვს.

ენერგეტიკული მდგომარეობის დიაგრამაზე ნაჩვენებია სხვადასხვა შესაძლო გადასვლები (ნახ. 13.1).

$k = 2,3,4, \dots \infty$ მდგომარეობიდან $n = 1$ ძირითად მდგომარეობაში:

$$\nu^* = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (k = 2,3,4, \dots \infty)$$

ეს სერია აღმოჩენილი იქნა ამერიკელი ფიზიკოსის ტ. ლაიმანის (1874-1954) მიერ 1916წ., სპექტრის ულტრაიისფერ არეში და მას



ნახ. 13.1.

ლაიმანის სერიას უწოდებენ.

$k = 3, 4, \dots, \infty$ მდგომარეობიდან $n = 2$ მდგომარეობაში:

$$\nu^* = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (k = 3, 4, 5, \dots, \infty)$$

ეს სერია აღმოჩენილი იქნა შვეიცარიელი ფიზიკოსის ბალმერის (1825-1898) მიერ 1885წ., და მას ბალმერის სერიას უწოდებენ. ამ სერიის ოთხი პირველი ხაზი მდებარეობს სპექტრის ხილულ არეში, ხოლო დანარჩენი ულტრაიისფერ არეში.

$k = 4, 5, 6, \dots, \infty$ მდგომარეობიდან $n = 3$ მდგომარეობაში:

$$\nu^* = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (k = 4, 5, 6, \dots, \infty)$$

ეს სერია აღმოჩენილი იქნა გერმანელი ფიზიკოსის ფ. პაშენის (1865-1947) მიერ 1908წ., სპექტრის ხილულ არეში. სპექტრის ინფრაწითელ არეში მიიღება ბრეკეტის, პფუნდის, ჰემფრის და ა.შ. სერიები.

ლაიმანის სერიის მაქსიმალური ტალღის სიგრძე მიიღება როცა $k = 2$, და ის ტოლია $\lambda_{\max} = \frac{4}{3} \frac{1}{R} = 1.2156731 \cdot 10^3 \text{ \AA}$. შესაბამის ხაზს, წყალბადის რეზონანსული ხაზი ეწოდება. მაქსიმალური სიხშირე (ტალღური რიცხვი) მიიღება როცა $k = \infty$. ამ სიხშირეს სერიის საზღვარი ეწოდება. მაგალითად, ბალმერის სერიის საზღვარი ტოლია:

$$\nu^* = \frac{R}{4} = 27419.69 \cdot 10^{-8} \text{ \AA}^{-1}, \text{ ან, } \lambda = \frac{4}{R} = 3.645068 \cdot 10^3 \text{ \AA}.$$

მოცემული სერიისათვის $k = n+1, k = n+2, n+3, \dots, k$ სიდიდის უსასრულოდ გაზრდისას წყალბადის ყველა სპექტრის სიხშირეები (ტალღის სიგრძეები) მიისწრაფვის შესაბამისი საზღვრისაკენ. მოცემული სერიის საზღვარი განისაზღვრება $T(k) = \frac{R}{k^2}$ სიდიდით.

(13.3) ბალმერის ფორმულა გადავწეროთ შემდეგი სახით:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{R}{n^2} - \frac{R}{k^2}$$

შემოვიტანოთ აღნიშვნა: $T(n) = \frac{R}{n^2}$ და $T(k) = \frac{R}{k^2}$; $T(n)$ და $T(k)$

რიცხვებს სპექტრალურ თერმებს ან უბრალოდ თერმებს უწოდებენ. როცა ცნობილია თერმების მთელი სისტემა, შეიძლება გამოვთვალოთ ნებისმიერი სპექტრალური ხაზის ტალღური რიცხვი, როგორც ამ სისტემის ორი წევრის სხვაობა. თუ შევადგენთ თერმების სხვადასხვა კომბინაციას, შეიძლება ვიპოვოთ ამ ატომის სპექტრალური ხაზების ყველა შესაძლო სიხშირეები. რაც ცნობილია რიტცის კომბინაციური პრინციპის სახელით, რომელიც დადგენილი იქნა შვეიცარიელი ფიზიკოსის რიტცის (1878-1909) მიერ 1908წ.

§14. ბირთვის მოძრაობით გამოწვეული შესწორება

ბორის თეორიაში იგულისხმება რომ ელექტრონები მოძრაობენ უძრავი ბირთვის გარშემო, მაგრამ რეალურად ელექტრონები და ბირთვი მოძრაობენ საერთო მასათა ცენტრის გარშემო (ნახ. 14.1). ნახაზის თანახმად,

$$r = r_e + r_n \quad (14.1)$$

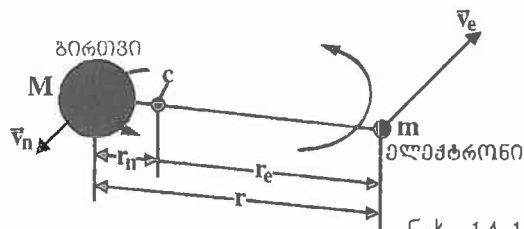
სადაც r ბირთვიდან ელექტრონამდე მანძილია, r_e ელექტრონიდან საერთო მასათა ცენტრამდე მანძილი, r_n ბირთვიდან საერთო მასათა ცენტრამდე მანძილი. მასათა ცენტრის განმარტების თანახმად,

$$Mr_n = mr_e \quad (14.2)$$

(14.1) და (14.2) ფორმულებიდან შეიძლება განვსაზღვროთ r_e და r_n სიდიდეები:

$$r_e = \frac{M}{m+M} r \quad (14.3)$$

$$r_n = \frac{m}{m+M} r \quad (14.4)$$



ნახ. 14.1.

სისტემის იმპულსის მომენტი საერთო მასათა ცენტრისადმი:

$$L = mv_e r_e + Mv_n r_n$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ კავშირს ხაზოვან სიჩქარესა და კუთხურ სიჩქარეს შორის $v = \omega r$, გვექნება:

$$L = m\omega r_e^2 + M\omega r_n^2 \quad (14.5)$$

(14.5) გამოსახულებაში გავითვალისწინოთ (14.3) და (14.4) მნიშვნელობები, გვექნება:

$$L = \mu\omega r^2$$

სადაც,

$$\mu = \frac{mM}{m+M} \quad (14.6)$$

სისტემის დაყვანილ მასა. ბორის პოსტულატის თანახმად:

$$\mu\omega r^2 = n\hbar \quad (14.7)$$

სისტემის კინეტიკური ენერჯია,

$$K = \frac{1}{2}mv_e^2 + \frac{1}{2}Mv_n^2 \quad (14.8)$$

სადაც, ხაზოვან სიჩქარესა და კუთხურ სიჩქარეს შორის კავშირის გათვალისწინებით მივიღებთ:

$$K = \frac{1}{2}\mu\omega^2 r^2 \quad (14.9)$$

სისტემის პოტენციური ენერჯია,

$$P = -\frac{e^2}{r} \quad (14.10)$$

ხოლო სისტემის სრული ენერგია,

$$E = K + \Pi = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r} - \frac{e^2}{r} = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{r} \quad (14.11)$$

ნიუტონის მეორე კანონის თანახმად შეიძლება დავწეროთ:

$$\frac{e^2}{r^2} = m \frac{v^2}{r} = m \omega^2 r_e$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ (14.3) ფორმულიდან r_e მნიშვნელობას გვექნება:

$$\frac{e^2}{r^2} = \frac{mM}{m+M} \omega^2 r$$

ან,

$$\frac{e^2}{r^2} = \mu \omega^2 r \quad (14.12)$$

ამ განტოლებაში გავითვალისწინოთ ω მნიშვნელობა (14.7) ფორმულიდან, გვექნება:

$$\frac{e^2}{r^2} = \mu \left(\frac{n\hbar}{\mu r^2} \right)^2 r$$

საიდანაც,

$$r = \frac{\hbar^2 n^2}{\mu e^2} \quad (14.13)$$

რაც ემთხვევა (11.6) იმ განსხვავებით, რომ აქ ელექტრონის m მასის ნაცვლად გვაქვს μ დაყვანილი მასა.

(14.9) ფორმულაში გავითვალისწინოთ (14.7) გამოსახულებიდან ω მნიშვნელობა, ხოლო (14.13) ფორმულიდან r მნიშვნელობა, კინეტიკური ენერგიისათვის მივიღებთ:

$$K = \frac{1}{2} \frac{\mu e^4}{\hbar^2 n^2} \quad (14.14)$$

პოტენციური ენერგია ტოლი იქნება:

$$P = -\frac{\mu e^4}{\hbar^2 n^2} \quad (14.15)$$

სისტემის სრული ენერგია:

$$E = K + P = -\frac{1}{2} \frac{\mu e^4}{\hbar^2 n^2} \quad (14.16)$$

E_k ენერგიის სტაციონარული მდგომარეობიდან E_n ენერგიის სტაციონარულ მდგომარეობაში გადასვლისას ($E_k > E_n$), გამოსხივდება კვანტი რომლის სიხშირე:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{E_k - E_n}{h} = \frac{E_k - E_n}{2\pi\hbar} \quad (14.17)$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ ენერგიის მნიშვნელობას (14.15) ფორმულიდან, მივიღებთ:

$$\frac{1}{\lambda} = R_\mu \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right)$$

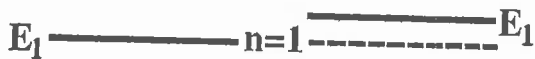
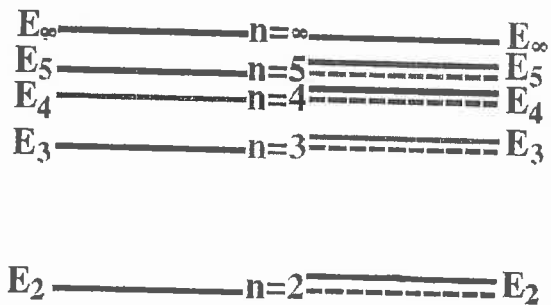
სადაც- $R_\mu = \frac{\mu e^4}{4\pi\hbar^3 c} = 1.0967758 \cdot 10^5 \text{ სმ}^{-1}$, რიდბერგის მუდმივაა.

R_μ სიდიდის ფარლობა R_R მუდმივასთან:

$$\frac{R_\mu}{R} = \frac{\mu}{m} = \frac{1}{1 + \frac{m}{M}} < 1 \quad (14.19)$$

ბირთვის მოძრაობით გამოწვეული შესწორების გათვალისწინებით განსაზღვრული ენერგეტიკულ დონეებს თუ შევადარებთ შეს-

წორების გარეშე განსაზღვრულ დონეებს, ვნახავთ, რომ n ერთი და იგივე მნიშვნელობებისათვის E (შესწორებით) $> E$ (შესწორების გარეშე). შესაბამისად, შესწორებით განსაზღვრული დონეები წანაცვლებულია E_{∞} მხარეს (ნახ 14.2).



ნახ 14.2.

§15. თანადროის პრინციპი

ვნახეთ რომ ატომური მოვლენების შესწავლისას ზოგიერთი საკითხი არ აიხსნება კლასიკური მექანიკის კანონებით. ამიტომ ვისარგებლეთ კვანტური თეორიის კანონებით. კიდევ ერთხელ განვიხილოთ კვანტური თეორიისა და კლასიკური თეორიის ურთიერთდამოკიდებულების საკითხი. კლასიკური მექანიკის კანონების თანახმად ატომში ელექტრონი უნდა ასხივებდეს უწყვეტად, ენერგია თანდათანობით უნდა კლებულობდეს და დაეცეს ბირთვის. ამიტომ, ატომი როგორც მდგრადი სისტემა არ უნდა არსებობდეს. სინამდვილეში ატომი მდგრადი სისტემაა, რაც აიხსნა კვანტური მექანიკის კანონების თანახმად ბორის თეორიის საფუძველზე. ამ თეორიის თანახმად ატომი ასხივებს მხოლოდ ერთი ენერგეტიკული დონიდან მეორეზე გადასვლის დროს.

კლასიკური თეორიის თანახმად ბირთვის გარშემო წრიულ ორბიტაზე ელექტრონის გარშემოქცევის სიხშირე ტოლია:

$$v^* = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2}{mr^3}} \quad (15.1)$$

ბორის მოდელის თანახმად, სტაციონარული ორბიტის რადიუსი:

$$r = \frac{\hbar^2 n^2}{me^2} \quad (15.2)$$

რომლის (15.1)-ში გათვალისწინებით მივიღებთ:

$$v^* = \frac{1}{2\pi} \frac{me^4}{\hbar^3 n^3} \quad (15.3)$$

კლასიკური ელექტრომაგნიტური თეორიის თანახმად გარშემოქცევის სიხშირე ტოლია ელექტრომაგნიტური გამოსხივების სიხშირის.

ბორის თეორიის თანახმად ერთი სტაციონალური მდგომარეობიდან, მეორე სტაციონალური მდგომარეობაში გადასვლისას გამოსხივებული კვანტის სიხშირე:

$$v = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (15.4)$$

(15.4) გადავწეროთ შემდეგნაირად:

$$v = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3} \frac{k^2 - n^2}{k^2 n^2} = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3} \frac{(k-n)(k+n)}{k^2 n^2} \quad (15.5)$$

შეიძლება გავაკეთოთ ასეთი დაშვება:

$$\begin{aligned} k - n &= \Delta n \\ k + n &\approx 2n \\ k^2 n^2 &= n^4 \end{aligned} \quad (15.6)$$

რომელიც გავითვალისწინოთ (15.5) გამოსახულებაში, გვექნება:

$$v = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3} \frac{\Delta n \cdot 2n}{n^4} = \frac{me^4}{2\pi\hbar^3 n^3} \Delta n \quad (15.7)$$

როცა $\Delta n = 1$, ეს განტოლება ემთხვევა ელექტრონის გარშემოქცევის სიხშირის კლასიკურ განტოლებას. ხოლო, როდესაც $\Delta n = 2, 3, 4, \dots$ მიიღება ძირითადი სიხშირის ჰარმონიკები. ე.ი. ბორის მოდელის გამოყენებით მიიღება კლასიკური მეთოდით მიღებული შედეგების ანალოგიური შედეგები. (15.3) და (15.7) გამოსახულებებს თუ შევადარებთ ერთმანეთს მივიღებთ:

$$v^* = v \quad (15.8)$$

თუ მეზობელ დონეებს შორის სხვაობა ტოლია Δn , მაშინ (15.8) მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$v^* = \Delta n v \quad (15.9)$$

(15.8) და (15.9) წარმოადგენს თანამედროვე ფიზიკის ზოგადი პრინციპის- თანადობის (შესაბამისობის) პრინციპის კერძო შემთხვევას.

§16. ატომში ელექტრონის ორბიტაჟი

ჩვენ აქამდე ვგულისხმობდით რომ ატომში ელექტრონი მოძრაობს ბირთვის გარშემო წრიულ ორბიტაზე. განვიხილოთ თუ როგორია ელექტრონის მოძრაობის ორბიტა სინამდვილეში. ამისათვის განვიხილოთ ელექტრონის მოძრაობა $+ze$ მუხტის მქონე ბირთვის გარშემო. ამასთან, რადგან ბირთვის მასა გაცილებით მეტია ელექტრონის მასაზე, ბირთვი ჩავთვალოთ უძრავად. ურთიერთქმედების პოტენციალური ენერგია ტოლი იქნება:

$$U = -\frac{ze^2}{r}$$

იმისათვის რომ გადავწყვიტოთ ეს ამოცანა ვისარგებლოთ ენერგიის და იმპულსის მომენტის შენახვის კანონებით. ამასთან ჩავწეროთ ისინი პოლარულ კოორდინატებში:

$$\frac{m}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\phi}^2) - \frac{ze^2}{r} = E \quad (16.1)$$

$$mr^2\dot{\phi} = L \quad (16.2)$$

(16.2)-დან განვსაზღვროთ $\dot{\phi}$,

$$\dot{\phi} = \frac{L}{mr^2} \quad (16.3)$$

და დროითი წარმოებულისა და გადავიდეთ ϕ კუთხით წარმოებულზე, რისთვისაც ვისარგებლოთ თანაფარდობით:

$$\dot{r} = \frac{dr}{d\phi} \cdot \frac{d\phi}{dt} = \frac{L}{mr^2} \frac{dr}{d\phi} \quad (16.4)$$

(16.3) და (16.4) მნიშვნელობები გავითვალისწინოთ (16.1)-ში. გვექნება:

$$\frac{m}{2} \left[\frac{L^2}{m^2 r^4} \left(\frac{dr}{d\phi} \right)^2 + r^2 \frac{L^2}{m^2 r^4} \right] - \frac{ze^2}{r} = E \quad (16.5)$$

გამარტივებისა და გარდაქმნების შედეგად მიიღება:

$$\frac{1}{r^4} \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 = \frac{2mE}{L^2} + \frac{2mze^2}{L^2} \frac{1}{r} - \frac{1}{r^2} \quad (16.6)$$

შემოვიტანოთ აღნიშვნა: $\rho = \frac{1}{r}$; რადგან $\frac{dr}{d\varphi} = -\frac{1}{\rho^2} \frac{d\rho}{d\varphi}$, ამიტომ (16.6) მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$\left(\frac{d\rho}{d\varphi} \right)^2 = \frac{2mE}{L^2} + \frac{2mze^2}{L^2} \rho - \rho^2 \quad (16.7)$$

გავადიფერენციალოთ მიღებული გამოსახულება და მოვახდინოთ გარდაქმნები, მივიღებთ:

$$\frac{d^2\rho}{d\varphi^2} + \rho = \frac{mze^2}{L^2} \quad (16.8)$$

(16.8) წარმოადგენს მეორე რიგის წრფივ არაერთგვაროვნ დიფერენციალურ განტოლებას, რომლის ამონახსნი წარმოადგენს შესაბამისი არაერთგვაროვანი განტოლების კერძო ამონახსნისა და ერთგვაროვანი განტოლების ზოგადი ამონახსნის ჯამს:

$$\rho = \rho_1 + \rho_2 = C + A \cos \varphi + B \sin \varphi \quad (16.9)$$

არაერთგვაროვანი განტოლების კერძო ამონახსნი:

$$\rho_1 = C = \frac{mze^2}{L^2} \quad (16.10)$$

ხოლო ერთგვარი განტოლების ზოგადი ამონახსნი:

$$\rho_2 = A \cos \varphi + B \sin \varphi \quad (16.11)$$

(16.8) განტოლების ამონახსნი ჩაიწერება ასე:

$$\rho = \frac{mze^2}{L^2} + A \cos \varphi + B \sin \varphi \quad (16.12)$$

სადაც- A და B ნებისმიერი მუდმივებია, რომლებიც განისაზღვრებიან საწყისი პირობიდან. საწყისი პირობა ავირჩიოთ ისე, რომ φ კუთხე ავითვალთ რადიუს-ვექტორის იმ მდებარეობიდან როცა r გააჩნია მინიმალური მნიშვნელობა, ე.ი. $r = r_{\min}$, და ცხადია, რომ ამ შემთხვევაში $\rho = \frac{1}{r} = \frac{1}{r_{\min}} = \rho_{\max}$. ამ შემთხვევაში

რადგან $\varphi = 0$, $\frac{d\rho}{d\varphi} = 0$, და (16.12) ფორმულიდან გვექნება:

$$\frac{d\rho}{d\varphi} = 0 = A \sin \varphi + B \cos \varphi$$

ან რაც იგივეა,

$$0 = 0 - A \sin 0 + B \cos 0$$

აქედან მიიღება, რომ

$$B = 0$$

ამიტომ საბოლოოდ გვექნება რომ:

$$\rho = \frac{mze^2}{L^2} + A \cos \varphi \quad (16.13)$$

მივიღეთ ელექტრონის ორბიტის განტოლება. რომ განვსაზღვროთ თუ რას წარმოადგენს ელექტრონის მოძრაობის ტრაექტორია, (16.13) განტოლება შევადართო ანალიზური გეომეტრიიდან ცნობილი მრუდების განტოლებას. ჩავწერთ მეორე რიგის მრუდების განტოლება პოლარულ კოორდინატებში:

$$r = \frac{a(1-\varepsilon^2)}{1+\varepsilon \cos \varphi} \quad (16.14)$$

სადაც- a დიდი ნახევარღერძია, ε - ექსცენტრისიტეტი. ცხადია, რომ ρ ტოლი იქნება:

$$\rho = \frac{1 + \varepsilon \cos \varphi}{a(1 - \varepsilon^2)} \quad (16.15)$$

თუ შევადარებთ (16.13) და (16.15) ფორმულებს ერთმანეთს გვექნება:

$$\frac{mze^2}{L^2} = \frac{1}{a(1 - \varepsilon^2)}, \quad A = \frac{\varepsilon}{a(1 - \varepsilon^2)} \quad (16.16)$$

ეს კი ნიშნავს, რომ ელექტრონის ტრაექტორიას წარმოადგენს მეორე რიგის მრუდი. იმსათვის რომ განვსაზღვროთ თუ კონკრეტულად რა მრუდია ვისარგებლოთ (16.7) გამოსახულებით:

$$\left(\frac{d\rho}{d\varphi}\right)^2 = \frac{2mE}{L^2} + \frac{2mze^2}{L^2}\rho - \rho^2$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\frac{d\rho}{d\varphi} = 0$, გვექნება:

$$\frac{2mE}{L^2} + 2\frac{mze^2}{L^2}\rho - \rho^2 = 0$$

და,

$$\rho^2 - 2\frac{mze^2}{L^2}\rho - \frac{2mE}{L^2} = 0 \quad (16.17)$$

მივიღეთ კვადრატული განტოლება, რომლის ამონახსნები აკმაყოფილებენ პირობას:

$$\rho_{\max} + \rho_{\min} = 2\frac{mze^2}{L^2}, \quad \rho_{\max} \cdot \rho_{\min} = -\frac{2mE}{L^2} \quad (16.18)$$

როცა ენერგია უარყოფითია ($E < 0$), მაშინ $\rho_{\max} \rho_{\min} > 0$, და ცხადია, რომ ამ შემთხვევაში არსებობს ρ (და ცხადია, რომ r) ორი დადებითი მნიშვნელობა, რომელთაგან ერთი იქნება მაქსიმუმი, მეორე მინიმუმი, ე.ი. ამ შემთხვევაში ელექტრონის მოძრაობის

ბის ორბიტას წარმოადგენს ელიფსი. ხოლო, როცა ენერგია დადებითია ($E > 0$), ამ შემთხვევაში $\rho_{\max} \rho_{\min} < 0$, და განტოლებას გააჩნია ორი ამონახსნი, რომელთაგან ერთი დადებითია, მეორე უარყოფითი. ელექტრონის ორბიტის რადიუს-ვექტორის დადებითი და უარყოფითი მნიშვნელობები შეესაბამება ჰიპერბოლის ორ სხვადასვა შტოს. ამ შემთხვევაში ელექტრონის მოძრაობის ორბიტა იქნება ჰიპერბოლა.

შეიძლება მივიღოთ კავშირი E ენერგიასა და a დიდ ნახევარღერძს შორის. (16.15) ფორმულის თანახმად როცა $\varphi = 0$, $r = r_{\min}$ და $\rho = \rho_{\max}$, ხოლო როცა $\varphi = \pi$, მაშინ $r = r_{\max}$ და $\rho = \rho_{\min}$; ამ პირობების გათვალისწინებით გვექნება:

$$\rho_{\max} = \frac{1}{a(1 - \varepsilon^2)}, \quad \rho_{\min} = \frac{1}{a(1 + \varepsilon^2)} \quad (16.19)$$

ρ_{\max} და ρ_{\min} მნიშვნელობებს თუ გავითვალისწინებთ (16.19) გამოსახულებიდან (16.18) გამოსახულებაში გვექნება:

$$\frac{2}{a(1 - \varepsilon^2)} = \frac{2mze^2}{L^2} \quad (16.20)$$

$$\frac{1}{a^2(1 - \varepsilon^2)} = -\frac{2mE}{L^2} \quad (16.21)$$

(16.20) და (16.21) გამოსახულებებიდან გამომდინარეობს:

$$E = -\frac{mz^2e^4(1 - \varepsilon^2)}{2L^2} \quad (16.22)$$

(16.20) გამოსახულების (16.21) გამოსახულებაზე გაყოფით, მიიღება:

$$E = -\frac{ze^2}{2a}$$

აქედან,

$$a = -\frac{ze^2}{2E} \quad (16.23)$$

რაც გვიჩვენებს, რომ ელექტრონის ენერგია დამოკიდებულია მხოლოდ მისი ორბიტის დიდ ნახევარ ლერძზე და არ არის დამოკიდებული ექსცენტრისიტეტზე: ერთნაირი დიდი ნახევარ ლერძის მქონე ყველა ორბიტას შეესაბამება ერთნაირი ენერგია.

§17. ბორ-ზომერფელდის თეორია

ბორის თეორიაში განიხილებოდა წრიული ორბიტები. გერმანელმა მეცნიერმა ზომერფელდმა (1868-1951) გაითვალისწინა ელიფსური ორბიტები და განავითარა ატომური თეორია. როცა განიხილება ელექტრონის მოძრაობა წრიულ ორბიტაზე ელექტრონის მდებარეობის დასახასიათებლად საკმარისია ერთი კოორდინატი-რადიუს-ვექტორის ცოდნა. ე.ი. საქმე გვაქვს ერთი თავისუფლების ხარისხის მქონე სისტემასთან. ელიფსური ორბიტის შემთხვევაში, ელექტრონის მდებარეობა განისაზღვრება ორი კოორდინატით, r რადიუს-ვექტორით და ϕ პოლარული კუთხით. ე.ი. ამ შემთხვევაში საქმე გვაქვს ორი თავისუფლების ხარისხის მქონე სისტემასთან. და ბოლოს, თუ გავითვალისწინებთ ორბიტების სივრცით ორიენტაციას, ამ შემთხვევაში ელექტრონის მდებარეობა განისაზღვრება სამი კოორდინატით, და შესაბამისად საქმე გვაქვს სამი თავისუფლების ხარისხის მქონე სისტემისათვის კვანტური პირობა შეიძლება გამოვიყენოთ ყოველი თავისუფლების ხარისხისათვის, რის შედეგადაც მიიღება შემდეგი კვანტური პირობები:

$$\oint p_1 dq_1 = n_1 h, \oint p_2 dq_2 = n_2 h, \dots, \oint p_i dq_i = n_i h \quad (17.1)$$

სადაც- q_1, q_2, \dots, q_i , განზოგადოებული კოორდინატებია, p_1, p_2, \dots, p_i , განზოგადოებული იმპულსები, n_1, n_2, \dots, n_i , კვანტური რიცხვებია. ორი თავისუფლების ხარისხის მქონე სისტემის შემთხვევაში, როცა ვინილავთ ელექტრონის ელიფსურ ორბიტაზე მოძრაობას, კვანტური პირობები ჩაიწერება შემდეგნაირად:

$$\oint p_r dr = n_r h = 2\pi\hbar n_r \quad (17.2)$$

$$\oint p_\phi d\phi = n_\phi h = 2\pi\hbar n_\phi \quad (17.3)$$

სადაც- $p_r = \frac{\partial K}{\partial \dot{r}} = m\dot{r}$ და $p_\phi = \frac{\partial K}{\partial \dot{\phi}} = mr^2\dot{\phi}$ განზოგადოებული იმპულსებია; n_r და n_ϕ რადიალური და აზიმუტალური კვანტური რიცხვებია; $K = \frac{1}{2m}(p_r^2 + \frac{p_\phi^2}{r^2}) = \frac{m}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\phi}^2)$ კინეტიკური ენერგია. ენერგიის შენახვის კანონის თანახმად:

$$E = K + P = \frac{1}{2m}(p_r^2 + \frac{p_\phi^2}{r^2}) - \frac{ze^2}{r} \quad (17.4)$$

(17.2) რადიალური კვანტური პირობის გამოსათვლელად p_r განზოგადოებული იმპულსი წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$p_r = \sqrt{2mE + \frac{2mze^2}{r} - \frac{n_\phi^2 \hbar^2}{r^2}}$$

ამიტომ, (17.2) რადიალური კვანტური პირობა ასე ჩაიწერება:

$$\oint \sqrt{2mE + \frac{2mze^2}{r} - \frac{n_\phi^2 \hbar^2}{r^2}} dr = 2\pi\hbar n_r \quad (17.5)$$

სადაც,

$$\oint \sqrt{2mE + \frac{2mze^2}{r} - \frac{n_\phi^2 \hbar^2}{r^2}} dr = -2\pi i (\sqrt{n_\phi^2 \hbar^2 - \frac{mze^2}{\sqrt{2mE}}})$$

ე.ი. $ize^2 \frac{m}{\sqrt{2mE}} = (n_\phi + n_r)\hbar$. აქედან კი გამოვძინარეობს:

$$E = -\frac{mz^2 e^4}{2\hbar^2 (n_r + n_\phi)^2} = -\frac{mz^2 e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (17.6)$$

სადაც, $n = n_r + n_\phi$. ე.ი. ელიფსური ორბიტების შემთხვევაში მიიღება წრიული ორბიტების შესაბამისი ენერჯის ანალოგიური მნიშვნელობა. იმ განსხვავებით, რომ მთავარი კვანტური რიცხვი წარმოადგენს რადიალური და აზიმუტალური კვანტური რიცხვების ჯამს.

(17.2) პირობიდან აგრეთვე მიიღება:

$$1 - \varepsilon^2 = \frac{n_\phi^2}{(n_r + n_\phi)^2} = \frac{n_\phi^2}{n^2} \quad (17.7)$$

(17.3) კვანტური პირობიდან მიიღება:

$$n_\phi h = \oint p_\phi d\phi = p_\phi \int_0^{2\pi} d\phi = 2\pi p_\phi$$

აქედან,

$$p_\phi = \frac{n_\phi h}{2\pi} = n_\phi \hbar \quad (17.8)$$

$p_\phi = L = \text{const}$ პირობიდან გამომდინარეობს, რომ $p_\phi = L = n_\phi \hbar$.

სადაც გათვალისწინებულია, რომ ϕ იცვლება 0-დან 2π -მდე.

(16.22) გამოსახულებაში თუ გავითვალისწინებთ (16.7) გამოსახულებას და იმპულსის მომენტის მნიშვნელობას $p_\phi = L = n_\phi \hbar$, გვექნება:

$$E = -\frac{mz^2 e^4 \left(\frac{n_\phi^2}{n^2}\right)}{2n_\phi^2 \hbar^2} = -\frac{mz^2 e^4}{2\hbar^2 n^2} \quad (17.11)$$

სადაც, $n = n_r + n_\phi$.

ე.ი. ენერჯისათვის მივიღეთ მნიშვნელობა რომელიც ანალოგიურია წრიული ორბიტის შემთხვევაში მიღებული მნიშვნელობის. ენერჯია დამოკიდებულია ერთ მთავარ კვანტურ რიცხვზე, რომელიც წარმოადგენს n_r და n_ϕ -ს ჯამს. თუ ენერჯის ამ მნიშვნელობას გავითვალისწინებთ (16.23) გამოსახულებაში გვექნება:

$$a = -\frac{ze^2}{2E} = n^2 \frac{\hbar^2}{mze^2} = n^2 \frac{a_1}{z} \quad (17.12)$$

სადაც, $a_1 = \frac{\hbar^2}{me^2}$ ბორის ორბიტის რადიუსი. ეს არის ატომში ელექტრონის მოძრაობის ორბიტის დიდი ნახევარღერძი. შეიძლება გამოვთვალოთ მცირე ნახევარღერძი თუ ვისარგებლებთ ანალიზური გეომეტრიიდან ცნობლი ფორმულით:

$$b = a\sqrt{1 - \varepsilon^2}$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ (17.12) და (17.7) გამოსახულებებიდან a და $\sqrt{1 - \varepsilon^2}$ მნიშვნელობებს, მიიღება:

$$b = n^2 \frac{a_1 n_\phi}{z n} = n n_\phi \frac{a_1}{z} \quad (17.13)$$

აზიმუტალური კვანტური რიცხვი ლებულობს მნიშვნელობებს: $n_\phi = 1, 2, \dots, n$. აქედან გამომდინარეობს, რომ n ყოველ მნიშვნელობას, ე.ი. ყოველ დიდ ნახევარღერძს შეესაბამება სხვადასხვა სიდიდის ექსცენტრისიტეტის მქონე n სხვადასხვა ორბიტა:

$$n = 1, \quad a = \frac{a_1}{z}, \quad n_\phi = 1, \quad b = \frac{a_1}{z}$$

$$n = 2, \quad a = 4 \frac{a_1}{z} \quad \begin{cases} n_\phi = 1, & b = 2 \frac{a_1}{z} \\ n_\phi = 2, & b = 4 \frac{a_1}{z} \end{cases} \quad (17.14)$$

$$n = 3, \quad a = 9 \frac{a_1}{z} \quad \begin{cases} n_\phi = 1, & b = 3 \frac{a_1}{z} \\ n_\phi = 2, & b = 6 \frac{a_1}{z} \\ n_\phi = 3, & b = 9 \frac{a_1}{z} \end{cases}$$

ნახაზზე (ნახ. 17.1) ნახვენებია ორბიტები $n=1,2,3$ შემთხვევისათვის. როგორც ვნახეთ მთავარი კვანტური რიცხვის ყოველი მნიშვნელობისათვის არსებობს ერთნაირი დიდი ნახევარღერძის მქონე n სხვადასხვა ორბიტა. ყველა ამ ორბიტას შეესაბამება ენერჯიის ერთი და იგივე მნიშვნელობები (17.14) გამოსახულებების შესაბამისად. უფრო ზუსტად ენერჯიის n ერთნაირი მნიშვნელობები.

ელექტრონის მდებარეობა სივრცეში განისაზღვრება r , Θ და ψ სამი პოლარული კოორდინატით. ამიტომ, (17.1) კვანტური პირობები ამ შემთხვევაში ჩაიწერება შემდეგნაირად,

$$\oint p_r dr = n_r h, \quad \oint p_\Theta d\Theta = n_\Theta h, \quad \oint p_\psi d\psi = n_\psi h \quad (17.15)$$

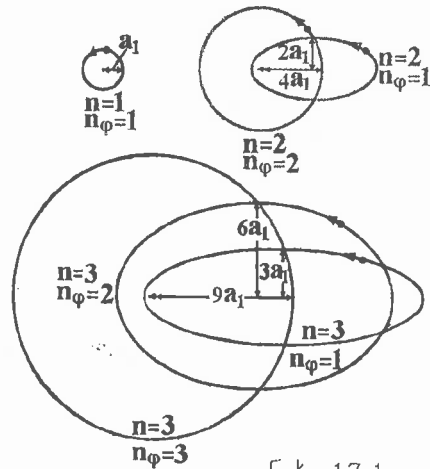
სადაც, $p_r = mr$, $p_\Theta = mr^2 \dot{\Theta}$ და $p_\psi = mr^2 \sin^2 \Theta \dot{\psi}$ განზოგადებული იმპულსებია. როგორც ნახაზიდან (ნახ. 17.2) ჩანს ψ კოორდინატი წარმოადგენს ელექტრონის მოძრაობის პროექციას ეკვატორის მიმართ. ხოლო მისი შესაბამისი p_ψ განზოგადოებული იმპულსი წარმოადგენს L სრული იმპულსის მომენტის პროექციას z ღერძზე. p_ψ განზოგადოებული იმპულსი მუდმივია $p_\psi = const$ და პირობიდან:

$$\oint p_\psi d\psi = n_\psi h$$

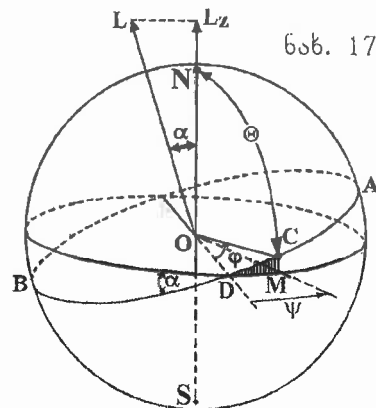
გვექნება,

$$n_\psi h = p_\psi \int_0^{2\pi} d\psi = 2\pi p_\psi$$

საიდანაც,



ნახ. 17.1.



ნახ. 17.2.

$$p_\psi = \frac{n_\psi h}{2\pi} = n_\psi \hbar \quad (17.16)$$

როგორც ჩანს იმპულსის მომენტის პროექცია ველის მიმართულებით ღებულობს კვანტურ მნიშვნელობებს. რაც გვიჩვენებს, რომ AB ორბიტის ორიენტაცია სივრცეში არ შეიძლება იყოს ნებისმიერი. არსებობს შესაძლო ორიენტაციათა დისკრეტული მნიშვნელობები. მართლაც, თუ შემოვიღებთ n_ψ რიცხვის ნაცვლად აბსოლუტური სიდიდით ტოლ m რიცხვს, რომელსაც გააჩნია როგორც დადებითი ისე უარყოფითი მნიშვნელობები, გვექნება:

$$\cos \alpha = \frac{p_\psi}{L} = \frac{m\hbar}{n_\psi \hbar} = \frac{m}{n_\psi}$$

p_ψ არის იმპულსის მომენტის პროექცია z ღერძზე (მაგნიტური ველის მიმართულებით). როგორც ნახაზიდან (ნახ. 17.2) ჩანს:

$$\cos \alpha = \frac{p_\psi}{L} = \frac{m\hbar}{n_\psi \hbar} = \frac{m}{n_\psi}$$

სადაც n_ψ შეცვლილია მისი აბსოლუტური სიდიდით ტოლი რიცხვით. როგორც ჩანს, მოძრაობის რაოდენობის მომენტის პროექცია ველის მიმართულებაზე ღებულობს კვანტურ მნიშვნელობებს. რაც გვიჩვენებს, რომ AB ორბიტის ორიენტაცია სივრცეში არ შეიძლება იყოს ნებისმიერი, არამედ არსებობს შესაძლო ორიენტაციათა დისკრეტული მწკვრივი. მაგალითად, როცა, $L = \frac{\hbar}{2\pi}$,

$n_\psi = 1$ და $\cos \alpha = \frac{m}{n_\psi} = +1; 0; -1$. ე.ი., როცა $n_\psi = 1$ შესაძლოა ორბიტის მხოლოდ სამი განსხვავებული ორიენტაცია; როცა $n_\psi = 2$ ასეთი ორიენტაცია იქნება ხუთი ($m = +2; +1; 0; -1; -2$), როცა $n_\psi = 3$ - შვიდი, და ზოგადად n_ψ ნებისმიერ მნიშვნელობის შესაბამისი შესაძლო ორიენტაციათა რიცხვი ტოლი იქნება $2n_\psi + 1$.

ჩვენს მიერ შემოღებული ორი ახალი კვანტური რიცხვი n_{\ominus} "ეკვატორული" და n_{ψ} - "განედური" დაკავშირებულია აზიმუტალურ კვანტურ რიცხვთან შემდეგნაირად: $n_{\phi} = n_{\ominus} + n_{\psi}$. რაც გვიჩვენებს, რომ ელექტრონის სრული ენერჯიის გამოსახულება შეიძლება ჩავწეროთ სახით:

$$E = \frac{mz^2 e^4}{2\hbar^2 n^2} = \frac{mz^2 e^4}{2\hbar^2 (n_r + n_{\phi})^2} = \frac{mz^2 e^4}{2\hbar^2 (n_r + n_{\ominus} + n_{\psi})^2} \quad (17.17)$$

ე.ი. ატომში სრული ენერჯია დამოკიდებულია ცალკეული კვანტური რიცხვების ჯამზე და არ არის დამოკიდებული კვანტურ რიცხვზე ცალ-ცალკე. მივიღეთ რომ ატომში სტაციონალური მდგომარეობას შეიძლება შეესაბამებოდეს ენერჯიის არა ერთი არამედ რამდენიმე მნიშვნელობა. გარდა ამისა გვაქვს ელექტრონის მოძრაობის ორბიტის ენერჯიის მოცემული მნიშვნელობისათვის სხვადასხვა ორენტაცია. ასეთ შემთხვევას უწოდებენ გადაგვარებულ მდგომარეობას. (17.17) ფორმულიდან ჩანს რომ ამ შემთხვევაშიც როცა გავითვალისწინებთ ელექტრონის ელიფსური ორბიტები და მათი ორიენტაცია სივრცეში სრული ენერჯიისათვის მივიღეთ იგივე მნიშვნელობა რაც გვქონდა წრიული ორბიტის შემთხვევაში. აქედან შეიძლება გავაკეთოთ დასკვნა, რომ ყველა ის გართულებები რაც გამოიწვია ამ შესწორებებმა შეიძლება ჩაითვალოს ზედმეტად, მაგრამ ეს ასე არ არის, რასაც ვნახავთ შემდგომში.

§18. შრედინგერის განტოლება

დე ბროილის თეორიის თანახმად თავისუფალ სივრცეში მუდმივი სიჩქარით მოძრავ ნაწილაკთან დაკავშირებულია ბრტყეული მონოქრომატული ტალღა. მაგრამ, ნაწილაკმა თავისუფალ სივრცეში და განსაკუთრებით გარეშე ძალთა ველში შეიძლება შეასრულოს სხვა სახის მოძრაობანი, რომელიც აღიწერება უფრო რთული ტალღური ფუნქციებით. ასეთი ტალღური ფუნქციები და მასთან დაკავშირებული ფიზიკური შედეგები წარმოადგენს ტალღური მექანიკის ამოცანას, რომლის ამოსახსნელად გამოიყენება ტალღური განტოლება, რომელიც განსაზღვრული იქნა ავსტრიელი ფიზიკოსის ე. შრედინგერის (1887-1961) მიერ:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi(\vec{r}, t) + U(\vec{r}, t) \psi(\vec{r}, t) \quad (18.1)$$

რომელსაც შრედინგერის დროით ან არასტაციონარული მდგომარეობის განტოლებას უწოდებენ. სადაც, i - წარმოსახვითი ერთეულია; \hbar - პლანკის მუდმივა; m - ნაწილაკის მასა; Δ - ლაპლასის ოპერატორი; $\psi(\vec{r}, t)$ - ტალღური ფუნქცია; $U(\vec{r}, t)$ - ნაწილაკის პოტენციალური ენერჯია გარეშე ძალთა ველში, რომლის მნიშვნელობა განისაზღვრება კლასიკური მექანიკიდან ყოველი ძალთა ველისათვის. შრედინგერის არასტაციონარული მდგომარეობის განტოლება შეიძლება ჩაიწეროს შემდეგი სახითაც:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \hat{H} \psi(\vec{r}, t) \quad (18.2)$$

სადაც, $H = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U(\vec{r}, t)$ ჰამილტონის ოპერატორია; თეორიული და პრაქტიკული თვალსაზრისით ძალზე მნიშვნელოვან შემთხვევას წარმოადგენს ნაწილაკის მოძრაობა სტაციონარულ პოტენციალური ველში, როცა პოტენციალური ენერჯია არ არის დამოკიდებული დროზე $U = U(\vec{r})$. ასეთ შემთხვევაში გვექნება:

$$\Delta \psi(\vec{r}) + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(\vec{r})] \psi(\vec{r}) = 0 \quad (18.3)$$

რომელსაც შრედინგერის სტაციონარული მდგომარეობის განტოლებას უწოდებენ. შრედინგერის სტაციონარული მდგომარეობის განტოლება ჩაიწერება შემდეგი სახითაც:

$$\hat{H} \psi = E \psi \quad (18.4)$$

სადაც, $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U(\vec{r})$ - სრული ენერჯიის ოპერატორს ან სტაციონარული მდგომარეობის ჰამილტონიანს უწოდებენ. ეს ოპერატორი არის წრფივი და ერმიტული. ერმიტული ოპერატორის საკუთარი მნიშვნელობები ნამდვილია, ამიტომ (18.4) განტოლებაში

E იქნება ნამდვილი სიდიდე, და ეს ასეც უნდა იყოს, რადგან შრედინგერის განტოლებაში E არის სრული ენერგია, რომელიც ცდით იზომება და ამიტომ შეუძლებელია იგი არ იყოს ნამდვილი. ე.ი. შრედინგერის განტოლების ამოხსნა და ენერგიის მნიშვნელობების და ტალღური ფუნქციის მოძებნის ამოცანა ექვივალენტურია ენერგიის ოპერატორის საკუთარი ფუნქციებისა და საკუთარი მნიშვნელობების მოძებნისა. თითოეული კონკრეტული ამოცანისათვის საჭიროა შრედინგერის განტოლების ამოხსნის შედეგად Ψ ფუნქციის ცოდნა. (18.1) შრედინგერის განტოლებას გააჩნია ამონახსნები E არა ნებისმიერი მნიშვნელობისათვის, არამედ E_1, E_2, \dots, E_n რაღაც მნიშვნელობებისას, რომელთაც საკუთარ მნიშვნელობებს უწოდებენ. ხოლო მათ შესაბამის $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ ფუნქციებს, რომლებიც წარმოადგენენ შრედინგერის განტოლების ამონახსნს, საკუთარ ფუნქციებს უწოდებენ.

შრედინგერის განტოლებას შეიძლება ჰქონდეს როგორც დისკრეტული ისე უწყვეტი სპექტრი. სპექტრის ხასიათი დამოკიდებულია ამოცანის პირობებზე. დისკრეტული სპექტრი დამახასიათებელია ბმული მდგომარეობებისათვის, როცა ნაწილაკის მოძრაობის არე შემოსაზღვრულია სივრცის სასრული არით, ე.ი. მოძრაობა ფინიტურია. ამ შემთხვევაში თუ მიზიდვის პოტენციალური ენერგია ისეა ნორმირებული, უსასრულობაში იგი ნულის ტოლია, სრული ენერგია უარყოფითია $E < 0$. როცა მოძრაობა ინფინიტურია, ე.ი. თუ ნაწილაკს შეუძლია მოძრაობა მთელს უსასრულო სივრცეში, სრული ენერგია დადებითია $E > 0$. ამ შემთხვევაში შრედინგერის განტოლების სპექტრი იქნება უწყვეტი, სრული ენერგია მიიღებს უწყვეტ მნიშვნელობებს და ტალღური ფუნქცია ენერგიაზე უწყვეტად იქნება დამოკიდებული $\psi = \psi(\vec{r}, E)$.

შრედინგერის განტოლების თეორიული გზით მკაცრი გამოყვანა შეუძლებელია. იგი მხოლოდ არსებული თეორიის შემდგომ განვითარება-განზოგადოებას წარმოადგენს, ამიტომ მისი სამართლიანობა შეიძლება მხოლოდ ცდით შემოწმდეს. ვთქვათ რაიმე გარკვეული ამოცანისათვის ამოგხსენით შრედინგერის განტოლება და ვიპოვეთ Ψ ფუნქცია. რა აზრი მივაწეროთ ამ ფუნქციას? რა ფიზიკურ სიდიდეს შევუსაბამოთ ეს ფუნქცია? ტალღური ფუნქციის სწორი ფიზიკური შინაარსი განსაზღვრული იქნა გერმანელი ფიზიკოსის მ. ბორნის (1882-1970) მიერ. ბორნის თანახმად, ფიზიკური შინაარსი გააჩნია არა თვით $\psi(\vec{r}, t)$ ფუნქციას, არ-

ამედ მისი აბსოლუტური მნიშვნელობის კვადრატს, რომელიც ცდით შეიძლება გაიზომოს:

$$dW = |\psi(\vec{r}, t)|^2 dV \quad (18.5)$$

რომელიც გვიჩვენებს დროის ნებისმიერ t მომენტში სივრცის dV მოცულობაში ნაწილაკის ყოფნის ალბათობას. სხვა, უფრო ზუსტი სიტყვებით $|\psi(\vec{r}, t)|^2 dV$ არის ალბათობა იმისა, რომ დროის t მომენტისათვის ელექტრონი ლოკალიზებულია (x, y, z) წერტილის მახლობლობაში dV მოცულობაში. ხშირად ელექტრონის ლოკალიზაციის ალბათობას თვალსაჩინოებისათვის გამოსახვევ ღრუბელის მსგავსი წერტილთა ერთობლიობის სახით. რაც უფრო მეტი წერტილია რაიმე არეში, ე.ი. რაც უფრო ხშირია ღრუბელი, მით უფრო მეტ დროს ატარებს იქ ელექტრონი. ხშირად გამოიყენება გამოთქმა "ელექტრონული ღრუბელი", "ელექტრონული სიმკვრივის განაწილება" და ა.შ. ელექტრონული ღრუბელი ეს არის სივრცის სხვადასხვა არეებში ელექტრონის შესაძლო ლოკალიზაციის ალბათობის განაწილების თვალსაჩინო გამოსახვა. ე.ი. ელექტრონული ღრუბელი ახასიათებს ელექტრონის მოძრაობის მდგომარეობას. ამასთან, ნაწილაკი წარმოდგინება განსაზღვრული მასის, იმპულსისა და ენერგიის მქონე მატერიალური წერტილის სახით. (18.5) განტოლებიდან $\frac{dW}{dV} = w = |\psi(\vec{r}, t)|^2$,

რაც წარმოადგენს ნაწილაკის ყოფნის ალბათობის სიმკვრივეს. $\psi(\vec{r}, t)$ მდგომარეობის ტალღური ფუნქცია წარმოადგენს კომპლექსურს: მისი მოდულის კვადრატი გამოისახება ფორმულით: $|\psi(\vec{r}, t)|^2 = \psi^* \psi = Ae^{+(at-kt)} Ae^{-(at-kt)} = A^2$ სადაც ვარსკვლავით აღნიშნულია კომპლექსურად შეუღლებული. ამიტომ ψ ფუნქციას აგრეთვე ალბათობის ამპლიტუდას უწოდებენ. (18.5) განსაზღვრის თანახმად, ცნობილი ψ ფუნქციით შეიძლება გამოვთვალოთ ნაწილაკის არსებობის ალბათობა ნებისმიერ სასრულო V მოცულობაში:

$$W = \int |\psi(\vec{r}, t)|^2 dV \quad (18.6)$$

ალბათობის ჩვეულებრივი განმარტების თანახმად, ყველა ალბათობის ჯამი ერთის ტოლი უნდა იყოს, ე.ი.,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(\vec{r}, t)|^2 dV = 1 \quad (18.7)$$

ეს უკანასკნელი წარმოადგენს ალბათობას იმისა, რომ ნაწილაკი არსებობს და იმყოფება სადღაც სივრცეში, ე.ი. უბრალოდ ნაწილაკის არსებობის ფაქტს აღნიშნავს. ამავე დროს ტალღური ფუნქციის ნორმირების პირობასაც წარმოადგენს. უნდა აღინიშნოს, რომ თეორიული გამოთვლების პროცესში ψ ფუნქცია ხშირად არანორმირებულია, ე.ი. (18.7) ინტეგრალი ტოლია არა ერთის არამედ რაღაც N რიცხვის. ამ შემთხვევაში ნორმირების ფუნქცია ტოლია $\frac{1}{\sqrt{N}}\psi$.

აშკარაა, რომ ψ ფუნქცია უნდა აკმაყოფილებდეს გარკვეულ სასაზღვრო პირობებს. ამ პირობების სახე დამოკიდებულია კონკრეტულ ამოცანებზე, ე.ი. პოტენციალურ ენერგიაზე. ψ ფუნქცია უნდა იყოს: უწყვეტი, გააჩნდეს უწყვეტი პირველი რიგის წარმოებულები, სასრული და ცალსახა.

კვანტურ მექანიკის ძირითადი განტოლება- შრედინგერის განტოლება წარმოადგენს კერძოწარმოებულიან წრფივ ერთგვაროვან დიფერენციალურ განტოლებას. აქედან გამომდინარეობს მნიშვნელოვანი დასკვნა, რომ თუ ψ_i ფუნქციები წარმოადგეხენ განტოლების რაღაც კერძო ამონახსნებს, მაშინ ნებისმიერი მათი წრფივი კომბინაცია აგრეთვე განტოლების შესაძლო ამონახსნია, რაც მთლიანად თანხმობაშია სუპერპოზიციის პრინციპთან და წარმოადგენს კვანტური მექანიკის ერთ-ერთ ფუნდამენტურ პრინციპს, რომელიც უშუალოდ ექსპერიმენტის შედეგია და მდგომარეობს შემდეგში: დაუშვათ, რაღაც სისტემა შეიძლება იმყოფებოდეს ψ_1 მდგომარეობაში, რომელშიც რაღაც A ფიზიკურ სიდიდეს გააჩნია A_1 განსაზღვრული მნიშვნელობა და ψ_2 მდგომარეობაში რომელშიც $A = A_2$. მაშინ მას შეუძლია იმყოფებოდეს მდგომარეობაში რომელიც ხასიათდება ψ_1 და ψ_2 ფუნქციების წრფივი კომბინაციით: $\psi = C_1\psi_1 + C_2\psi_2$, სადაც C_1 და C_2 კომპლექსური რიცხვებია. ცხადია, რომ მდგომარეობათა რიცხვი შეიძლება იყოს ორზე მეტი: $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$. ამ შემთხვევაში შეიძლება ვილაპარაკოთ ამ მდგომარეობათა სუპერპოზიციის არსებობაზე:

$\psi = \sum_{i=1}^n C_i \psi_i$. ψ მდგომარეობაში გაზომილი A სიდიდეები მოგვცემს A_1, A_2, \dots, A_n მნიშვნელობათაგან ერთ-ერთს.

§19. ფიზიკურ სიდიდეთა ოპერატორებით წარმოღებვა

კვანტურ მექანიკაში ფიზიკურ სიდიდეები ხასიათდებიან არა მისი რიცხვითი მნიშვნელობებით (როგორც ეს ხდება კლასიკურ მექანიკაში) არამედ ოპერატორებით, რომლის საშუალებითაც ეს ფიზიკური სიდიდეები წარმოიდგინება. ოპერატორები აღნიშნება შემდეგნაირად A, B და ა.შ. ოპერატორის ცნების ქვეშ იგულისხმება მათემატიკურ ოპერაციათა ის ერთობლიობა, რომელიც უნდა ჩატარდეს რაიმე u ფუნქციაზე, რომ მივიღოთ v ფუნქცია, რაც სიმბოლურად შემდეგი სახით ჩაიწერება: $v = \hat{A}u$. \hat{A} შეიძლება იყოს ნებისმიერი ოპერაცია: კოორდინატზე გამრავლების, გაყოფის, n -ჯერ გაწარმოების და სხვა. მაგალითად, თუ \hat{A} ოპერატორი აღნიშნავს დიფერენცირებას $\hat{A} = \frac{d}{dx}$, მაშინ v იქნება

$$u\text{-ს წარმოებულის: } v = \hat{A}u = \frac{d}{dx}u = \frac{du}{dx}.$$

კვანტური მექანიკაში ძირითადად გამოიყენება წრფივი ოპერატორები:

$$\hat{A}(a_1u_1 + a_2u_2) = a_1\hat{A}u_1 + a_2\hat{A}u_2 \quad (19.1)$$

კვანტურ მექანიკაში გამოიყენება არა ნებისმიერი წრფივი ოპერატორები, არამედ თვითშეუღლებული, ანუ ერმიტული ოპერატორები. \hat{A} ოპერატორს ეწოდება თვითშეუღლებული, თუ ნებისმიერი ორი u და v ფუნქციისათვის:

$$\int v^* \hat{A}u dV = \int u \hat{A}^* v^* dV \quad (19.2)$$

აქ ვარსკვლავებით აღნიშნულია შესაბამისად კომპლექსურად შეუღლებული ფუნქცია და ოპერატორი. თვითშეუღლებული ოპერატორების საკუთარი მნიშვნელობები ყოველთვის ნამდვილი რიცხვებია. მუდმივი რიცხვისათვის ერმიტულად შეუღლებულობა ემ-

თხვევა კომპლექსურად შეუღლებულობას. თუ ნებისმიერი u ფუნქციისათვის:

$$\hat{C}u = \hat{A}u + \hat{B}u, \hat{C}_1u = \hat{A}_1u - \hat{B}_1u, \hat{C}_2u = \hat{A}_2(\hat{B}_2u) \quad (19.3)$$

მაშინ \hat{C} , \hat{C}_1 , \hat{C}_2 ეწოდებათ შესაბამისად \hat{A} და \hat{B} ოპერატორების ჯამი, \hat{A}_1 და \hat{B}_1 ოპერატორების სხვაობა და \hat{A}_2 და \hat{B}_2 ოპერატორების ნამრავლი:

$$\hat{C} = \hat{A} + \hat{B}, \hat{C}_1 = \hat{A}_1 - \hat{B}_1, \hat{C}_2 = \hat{A}_2 \cdot \hat{B}_2 \quad (19.4)$$

\hat{A} და \hat{B} ოპერატორებს ეწოდებათ კომუტირებადი, თუ მათი ნამრავლი არ არის დამოკიდებული თანამამრავლთა რიგზე: $\hat{A} \cdot \hat{B} = \hat{B} \cdot \hat{A}$. $\hat{A} \cdot \hat{B} - \hat{B} \cdot \hat{A}$ ოპერატორს ეწოდება \hat{A} და \hat{B} ოპერატორების კომუტატორი და აღინიშნება სიმბოლოთი: $[\hat{A} \cdot \hat{B}]$. ხოლო როცა ორი \hat{A} და \hat{B} ოპერატორისათვის სრულდება ტოლობა $\hat{A} \cdot \hat{B} = -\hat{B} \cdot \hat{A}$, მაშინ ამ ასეთ ოპერატორებს ეწოდებათ ანტიკომუტირებადი. $\hat{A} \cdot \hat{B} + \hat{B} \cdot \hat{A}$ ოპერატორს ეწოდება \hat{A} და \hat{B} ოპერატორების ანტიკომუტატორი და აღინიშნება სიმბოლოთი: $[\hat{A} \cdot \hat{B}]_+$.

თუ რაღაც ψ ფუნქციაზე \hat{A} ოპერატორის გამოყენებით მიიღება იგივე ψ ფუნქცია გამრავლებული რაღაც λ რიცხვზე, მაშინ

$$\hat{A}\psi = a\psi \quad (19.5)$$

თუ ψ ფუნქცია უწყვეტია, ცალსახა და სასრული, მაშინ მას \hat{A} ოპერატორის საკუთარი ფუნქცია ეწოდება. a რიცხვს ეწოდება \hat{A} ოპერატორის საკუთარი მნიშვნელობა. \hat{A} ოპერატორის საკუთარ მნიშვნელობათა ერთობლიობა გვაძლევს a მნიშვნელობებს, რომლებიც შეიძლება განვსაზღვროთ ცდების საფუძველზე A ფიზიკური სიდიდის გაზომვისას. ჩვეულებრივ, ოპერატორს და მის საკუთარ მნიშვნელობებს აღნიშნავენ ერთი და იგივე ასოთი $\hat{A}\psi = A\psi$. ოპერატორის საკუთარი მნიშვნელობების ერთობლიობას მისი სპექტრი ეწოდება. როცა საკუთარი მნიშვნელობები

ისეთია, რომ ისინი შეადგენენ სიდიდეთა წყვეტილ მიმდევრობას A_1, A_2, \dots, A_n მაშინ ამბობენ, რომ სპექტრი წყვეტილია (დისკრეტულია). ასეთ შემთხვევაში საკუთარი ფუნქციები ლეზულობს მნიშვნელობებს $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$. როცა საკუთარი მნიშვნელობები უწყვეტად იცვლებიან რაიმე შუალედში, მაშინ სპექტრს უწყვეტი ეწოდება. ამ შემთხვევაში ფუნქციები უწყვეტად იქნებიან დამოკიდებული A პარამეტრზე (საკუთარ მნიშვნელობებზე) $\psi = \psi(x, A)$. შეიძლება, რომ სპექტრის ნაწილი იყოს დისკრეტული, ნაწილი კი უწყვეტი, ნარევი. მაგალითად, კოორდინატისა და იმპულსის ოპერატორს გააჩნია უწყვეტი სპექტრი, ხოლო ენერგიის ოპერატორს სისტემაზე მოქმედი ძალთა ხასიათის მიხედვით- უწყვეტი, დისკრეტული ან ნარევი სპექტრი. ენერგიის ოპერატორის დისკრეტული სპექტრის მნიშვნელობებს ენერგიის დონეები ეწოდებათ.

ამასთან შესაძლებელია ორი შემთხვევა: როცა ერთ საკუთარ მნიშვნელობას შეესაბამება ერთი საკუთარი ფუნქცია, მაშინ ამბობენ სპექტრი მარტივია, ე.ი. როცა ყოველ A_n საკუთარ მნიშვნელობას შეესაბამება ერთი საკუთარი ფუნქცია ψ_n , ასე, რომ

$$\begin{array}{cccc} \psi_1, & \psi_2, & \dots & \psi_n \\ \downarrow & \downarrow & \dots & \downarrow \\ A_1, & A_2, & \dots & A_n \end{array}$$

ხოლო როცა ერთ საკუთარ მნიშვნელობას რამოდენიმე საკუთარი ფუნქცია შეესაბამება, სპექტრს გადაგვარებული ეწოდება. ე.ი., როცა რომელიმე (ან ყველა) საკუთარ მნიშვნელობას შეესაბამება ერთზე მეტი საკუთარი ფუნქციები

$$\begin{array}{cccccc} \psi_1, & \psi_2, & \dots, & \psi_n, & \psi_{n+1}, \dots, \psi_{n+k}, \dots \\ \downarrow & \downarrow & \dots, & \downarrow & \downarrow \\ A_1, & A_2, & \dots, & A_n, & A_{n+1}, \dots \end{array}$$

ასეთ შემთხვევაში ამბობენ, რომ საკუთარი მნიშვნელობები k -ჯერად გადაგვარებულია. ხოლო ფუნქციათა რიცხვი, რომელიც

ერთ საკუთარ მნიშვნელობას შეესაბამება, განსაზღვრავს გადაგვარების ჯერადობას.

როგორც ცნობილია შრედინგერის განტოლების ამოხსნა და ენერგიის მნიშვნელობების და ტალღური ფუნქციის მოძებნის ამოცანა ექვივალენტურია ენერგიის ოპერატორის საკუთარი ფუნქციებისა და საკუთარი მნიშვნელობების მოძებნისა. მაგრამ, რადგან, ჩვენ საქმე გვაქვს არა მხოლოდ ენერგიასთან, არამედ მთელ რიგ მნიშვნელოვან სიდიდეებთან, იმპულსთან, იმპულსის მომენტთან და ა.შ. ამიტომ ბუნებრივია ვიფიქროთ, რომ სხვა ფიზიკური სიდიდეების მნიშვნელობებიც, რომლებიც ცდებით განისაზღვრებინ, აგრეთვე უნდა წარმოადგენდეს შრედინგერის განტოლების ანალოგიური ოპერატორული განტოლების საკუთარ მნიშვნელობებს, მაგრამ, ოპერატორს საზოგადოდ ექნება არა \hat{H} ანალოგიური სახე, არამედ სხვა, შესაბამისად განხილული ფიზიკური სიდიდისა. მაგალითად, კოორდინატის ოპერატორები:

$$\hat{x} = x, \quad \hat{y} = y, \quad \hat{z} = z \quad (19.6)$$

რადიუს-ვექტორის ოპერატორი:

$$\hat{\vec{r}} = \vec{i}\hat{x} + \vec{j}\hat{y} + \vec{k}\hat{z} = \vec{r} \quad (19.7)$$

იმპულსის პროექციების ოპერატორები:

$$\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \quad \hat{p}_y = -i\hbar \frac{\partial}{\partial y} \quad \hat{p}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial z} \quad (19.8)$$

ან, ვექტორული ფორმით:

$$\vec{p} = \vec{i}\hat{p}_x + \vec{j}\hat{p}_y + \vec{k}\hat{p}_z = -i\hbar \nabla \quad (19.9)$$

იმპულსის მომენტის პროექციების ოპერატორები:

$$\hat{L}_x = \frac{\hbar}{i} (y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y}), \quad \hat{L}_y = \frac{\hbar}{i} (z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z}), \quad \hat{L}_z = \frac{\hbar}{i} (x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x}) \quad (19.10)$$

იმპულსის მომენტის ოპერატორი:

$$\hat{L} = [\hat{\vec{r}}\hat{\vec{p}}] = -i\hbar[\vec{r}\nabla] \quad (19.11)$$

კინეტიკური ენერგიის ოპერატორი:

$$\hat{T} = \frac{\hat{p}^2}{2m} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \quad (19.12)$$

პოტენციალური ენერგიის ოპერატორი:

$$\hat{U} = U(\vec{r}, t) = U(\vec{r}, t) \quad (19.13)$$

სრული მექანიკური ენერგიის ოპერატორი:

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{U} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U(\vec{r}, t) \quad (19.14)$$

სრული ენერგიის ოპერატორს ჰამილტონის ოპერატორი ან ჰამილტონიანი ეწოდება. ჰამილტონის ოპერატორი თამაშობს განსაკუთრებით მნიშვნელოვან როლს, რამდენადაც მისი საკუთარი ფუნქციები წარმოადგენენ სტაციონარული მდგომარეობის ტალღურ ფუნქციებს. გარდა ამისა ის შედის კვანტური მექანიკის ძირითად განტოლებაში- შრედინგერის განტოლებაში.

§20. ჰარმონიული ოსცილატორი

ატომურ ფიზიკაში ჰარმონიული ოსცილატორი მნიშვნელოვან როლს თამაშობს მოლეკულებში და კრისტალებში ატომების წონასწორობის მდებარეობის მახლობლობაში მცირე რხევების შესწავლისას. ჰარმონიული ოსცილატორი წარმოადგენს მატერიალურ წერტილს რომელიც ასრულებს ჰარმონიულ რხევით მოძრაობას მდგრადი წონასწორობის მდგომარეობის მახლობლობაში. წონასწორობის მდგომარეობის მახლობლობაში სისტემის პოტენ-

ციალურ ენერგიას გააჩნია მინიმუმი (ნახ. 20.1). თუ წონასწორობის მდგომარეობიდან x გადახრა მცირეა, მაშინ შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ

$$U(x) = \frac{kx^2}{2} \quad (20.1)$$

სადაც, k - დრეკადობის კოეფიციენტი, x - ნაწილაკის წონასწორობის მდებარეობიდან გადახრა. k კოეფიციენტი მოსახერხებელია გამოვსახოთ რხევის ციკლური სიხშირით: $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$. ასეთ შემთხვევაში გვექნება:

$$U(x) = \frac{m\omega x^2}{2} \quad (20.2)$$

ერთგანზომილებიანი ჰარმონიული ოსცილატორისათვის შრედინგერის განტოლებას გააჩნია სახე:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \psi = 0 \quad (20.3)$$

შემოვიღოთ უგანზომილებო სიდიდე:

$$z = x \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} \quad (20.4)$$

მაშინ (20.3) მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} + \left(\frac{2E}{\hbar\omega} - z^2 \right) \psi = 0 \quad (20.5)$$

როცა $z^2 \gg \frac{2E}{\hbar\omega}$ (20.5) განტოლებაში შეიძლება $\frac{2E}{\hbar\omega}$ უგულებელვყოთ და ჩავწეროთ შემდეგი სახით:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} - z^2\psi = 0 \quad (20.6)$$

ამ განტოლების ასიმპტოტურ ამონახსნს, როცა $z \rightarrow \infty$, გააჩნია სახე:

$$\psi_{as} = e^{-\frac{z^2}{2}} \quad (20.7)$$

(20.5) განტოლების ამონახსნი x -ს ყველა მნიშვნელობებისათვის ვეძებთ შემდეგი სახით:

$$\psi_n(z) = f_n(z) e^{-\frac{z^2}{2}} \quad (20.8)$$

(20.8) გავითვალისწინოთ (20.5) განტოლებაში, გვექნება:

$$\frac{d^2 f(z)}{dz^2} - 2z \frac{df(z)}{dz} + \left(\frac{2E}{\hbar\omega} - 1 \right) f(z) = 0 \quad (20.9)$$

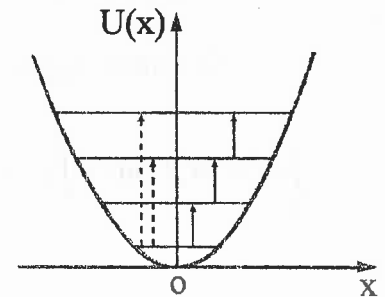
რომელსაც გააჩნია ამონახსნი, როცა სრულდება პირობა:

$$\frac{2E}{\hbar\omega} - 1 = 2n$$

საიდანაც მიიღება, რომ ოსცილატორის ენერგეტიკული დონეები:

$$E = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (20.10)$$

რაც წარმოადგენს კვანტური ფიზიკის ერთ-ერთ ფუნდამენტალურ ფორმულას. ეს დონეები ეკვიდისტანციურებია, ე.ი. იმყოფებიან ერთმანეთისაგან ტოლ მანძილებზე. ნახაზზე (ნახ. 20.1) ისინი გამოსახულია ჰორიზონტალური ხაზებით.



ნახ. 20.1.

ოსცილატორი "შეიძლება იმყოფებოდეს" ნახაზზე გამოსახულ ნებისმიერ ენერჯის დონეზე, მაგრამ არა მათ შორის. ოსცილატორი რომ მოვიყვანოთ რხევით მოძრაობაში მას უნდა მივანიჭოთ ენერჯია, რომელიც ტოლია მეზობელ ენერჯის დონეებს შორის სხვაობის:

$$\Delta E = E_{n+1} - E_n = \hbar\omega \quad (20.14)$$

ასეთი გადასვლებისას n კვანტური რიცხვი შეიძლება იცვლებოდეს შერჩევის წესის თანახმად: $\Delta n = \pm 1$.

როცა $n=0$, ოსცილატორის ენერჯის უმცირესი შესაძლო მნიშვნელობა ტოლია $E_0 = \frac{\hbar\omega}{2}$, რომელსაც ნულოვანი ენერჯია ეწოდება. ე.ი. ოსცილატორის ენერჯის დონეები იწყება რაღაც ნულისაგან განსხვავებული მინიმალური მნიშვნელობიდან. ნულოვან ენერჯიასთან დაკავშირებულია მთელი რიგი ფიზიკური მოვლენები. კერძოდ, ის გვიჩვენებს, რომ ტემპერატურის აბსოლუტურ ნულზე ნაწილაკები არ იმყოფებიან უძრაობის მდგომარეობაში.

(20.9) განტოლების საკუთარ ფუნქციებს წარმოადგენს ჩებიშე-ერმიტის პოლინომი:

$$H_n(z) = (-1)^n e^{-z^2} \frac{d^n}{dz^n} (e^{-z^2}) \quad (20.10)$$

შესაბამისად ჰარმონიული ოსცილატორის შესაბამისი $\psi_n(z)$ ტალღური ფუნქციები გამოისახება ფორმულით:

$$\psi_n(z) = C_n e^{-\frac{z^2}{2}} H_n(z) \quad (20.11)$$

სადაც, C_n ნორმირების მუდმივა განისაზღვრება პირობიდან:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi_n^*(z) \psi_n(z) dz = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_n^2(z) dz = C_n^2 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-z^2} P_n^2(z) dz = 1$$

და ტოლია,

$$C_n = \left(2^n n! \sqrt{\pi}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (20.12)$$

$$\psi_n(z) = \left(2^n n! \sqrt{\pi}\right)^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{z^2}{2}} H_n(z) \quad (20.13)$$

(20.13) ფუნქციები წარმოადგენილია უგანზომილებო z ცვლადით. რომ გადავიდეთ x ცვლადზე, z უნდა შევცვალოთ (20.4) ფორმულის თანახმად, რის შედეგად მივიღებთ:

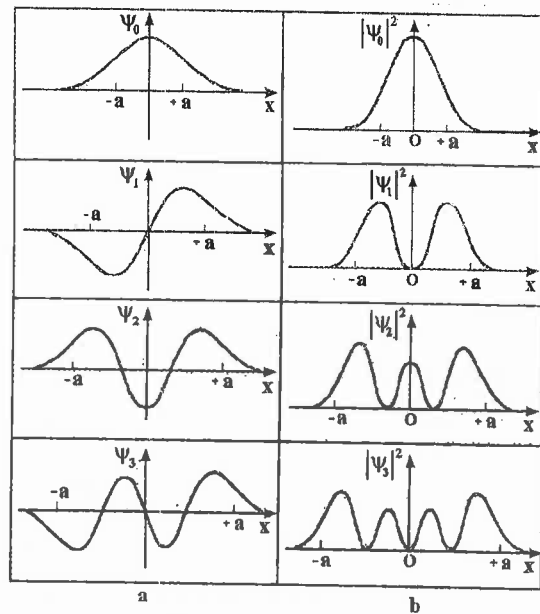
$$\psi_n(x) = \alpha^{\frac{1}{2}} \left(2^n n! \sqrt{\pi}\right)^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{\alpha^2 x^2}{2}} H_n(\alpha x) \quad (20.14)$$

სადაც, $\alpha = \left(\frac{m\omega}{\hbar}\right)^{\frac{1}{2}}$.

ნახაზზე (ნახ. 20.2) მოცემულია (20.14) ფუნქციებისა და შესაბამისი ალბათობების გრაფიკები. როგორც ჩანს, როცა $n=0$, $\psi_0(x)$ ფუნქცია არსად სასრულო არეში ნულის ტოლი არ ხდება. როცა $n=1$, $\psi_1(x)$ ფუნქცია ნულის ტოლი ხდება როცა $z=0$. როცა $n=2$, $\psi_2(x)$ ფუნქცია ნულის ტოლი ხდება ორ

წერტილში $z = \pm \frac{1}{\sqrt{2}}$.

როცა $n=3$, $\psi_3(x)$ ფუნქცია ნულის ტოლი ხდება სამ წერტილში და ა.შ. წერტილებს სადაც ტალღური ფუნქცია ნულის ტოლი ხდება უწოდებენ კვანძებს. $-a$ და $+a$ წერტილები შეესაბამება კლასიკური ოსცილატორის მაქსიმალურ გადახრას. a მნიშვნელობა განისაზღვრება თანაფარდობიდან: $E_n = \frac{m\omega^2 a^2}{2}$.



ნახ. 20.2.

იდან: $E_n = \frac{m\omega^2 a^2}{2}$.

§21. წყალბადის ატომის პრობლემა

ჩვენ განვიხილეთ და ვნახეთ, რომ ატომის აგებულების ტომსონის მოდელმა, რეზერფორდის თეორიამ, ბორის თეორიამ და ბორ-ზომერფელდის თეორიამ გადაჭრა მრავალი მნიშვნელოვანი საკითხი ატომის აგებულების თეორიაში. მაგრამ იმ დროისათვის გადაუჭრელი რჩებოდა ზოგიერთი საკითხი. მაგალითად, თუ რატომ აქვს გადასვლას ადგილი ორ მოცემულ დონეს შორის და არა სხვა მოცემულ დონეებს შორის. აუხსნელი რჩებოდა აგრეთვე რთული ატომების მაგალითად, რადიუმის, ლითიუმის და ა.შ. სპექტრული კანონზომიერებანი. ამ მხრივ ატომურ თეორიაში მნიშვნელოვანი ნაბიჯი იქნა გადადგმული შრედინგერის თეორიის შექმნის შემდეგ. ამ თეორიის თანახმად ელექტრონი განიხილება როგორც ტალღური თვისებების მქონე ნაწილაკი. რადგან ატომი იმყოფება სტაციონალურ მდგომარეობაში, ამიტომ უნდა ვისარგებლოთ შრედინგერის სტაციონალური მდგომარეობის განტოლებით:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0 \quad (21.1)$$

სადაც $\Delta\psi$ არის ψ ფუნქციის ლაპლასიანი.

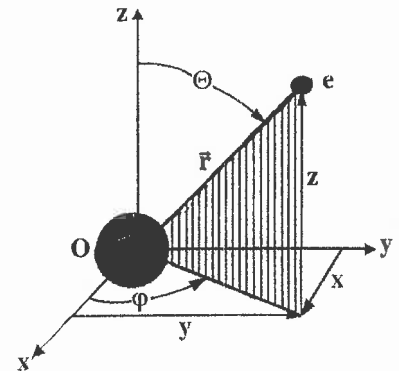
განვიხილოთ წყალბადის მსგავსი ატომი კლასიკური შემთხვევისათვის. დაუშვათ, რომ ელექტრონი მოძრაობს უძრავი $+ze$ ბირთვის გარშემო r რადიუსის ორბიტაზე (ნახ. 21.1); ელექტრონი იმყოფება ბირთვის კულონურ ველში, რომლის პოტენციალური ენერჯია:

$$U = -\frac{ze^2}{r} \quad (21.2)$$

სადაც z არის ატომის მუხტური რიცხვი. როცა $z=1$, გვაქვს წყალბადის ატომი; როცა $z=2$, ამ შემთხვევაში გვაქვს წყალბადის-ებური ატომი He^+ - ერთჯერ იონიზირებული ჰელიუმის ატომი; როცა $z=3$ - ორჯერ იონიზირებული ლითიუმის ატომი - Li^{++} ; როცა $z=4$ - სამჯერ იონიზირებული ბერილიუმის ატომი Be^{+++} . რადგან ამ ატომების ენერჯია არის სფერული სიმეტრიის, ამიტომ ამ ამოცანის გადასაწყვეტად უნდა ვისარგებლოთ სფერულ კოორ-

დინატოთა სისტემით, რომელიც დაკავშირებულია მართკუთხა კოორდინატოთა სისტემის კოორდინატებთან შემდეგნაირად (ნახ. 21.1):

$$\left. \begin{aligned} x &= r \sin \Theta \cos \phi \\ y &= r \sin \Theta \sin \phi \\ z &= r \cos \Theta \end{aligned} \right\} \quad (21.3)$$



ნახ. 21.1.

ამიტომ შრედინგერის განტოლების შესაბამისი ლაპლასიანი ჩავწერთ სფერულ კოორდინატებში:

$$\Delta = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\sin \Theta \frac{\partial}{\partial \Theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \Theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \quad (21.4)$$

(21.2) და (21.4) გავითვალისწინოთ (21.1) შრედინგერის განტოლებაში:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\sin \Theta \frac{\partial \psi}{\partial \Theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \Theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + \\ + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{ze^2}{r} \right) \psi = 0 \end{aligned} \quad (21.5)$$

ამ განტოლების ამონახსნი შეიძლება წარმოვადგინოთ ორი ფუნქციის ნამრავლის სახით, რომელთაგან ერთი დამოკიდებულია r , ხოლო მეორე Θ და ϕ პარამეტრებზე:

$$\psi(r, \Theta, \phi) = R(r)Y(\Theta, \phi) \quad (21.6)$$

რომლის (21.5) გამოსახულებაში გათვალისწინებით მიიღება:

$$\begin{aligned} \frac{1}{R} \left[\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + r^2 \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{r} \right) \right] + \\ + \frac{1}{Y} \left[\frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\sin \Theta \frac{\partial Y}{\partial \Theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \Theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \phi^2} \right] = 0 \end{aligned} \quad (21.7)$$

(21.7) გამოსახულებაში გვაქვს ორი შესაკრები, რომელთაგან ერთი დამოკიდებულია r რადიუსვექტორზე, ხოლო მეორე Θ და φ პარამეტრებზე. ეს განტოლება სამართლიანია იმ შემთხვევაში, როცა თითოეული შესაკრები ტოლია ერთი და იგივე მუდმივი სიდიდის, აღებულდ საპირისპირო ნიშნით. ეს მუდმივა ავღნიშნოთ β :

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + r^2 \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{ze^2}{r} \right) R = \beta R \quad (21.8)$$

და

$$\frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\sin \Theta \frac{\partial Y}{\partial \Theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \Theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} = -\beta Y \quad (21.9)$$

(21.8) და (21.9) განტოლებები შეიცავს ორ პარამეტრს: β მუდმივს, და მიკრონაწილაკის E ენერჯიას. როგორც მტკიცდება დიფერენციალური განტოლებათა თეორიაში, ორივე ამ განტოლებას გააჩნიათ სასრული, ცალსახა და უწყვეტი ამონახსნები r და E პარამეტრების განსაზღვრული მნიშვნელობებისათვის. ე.ი. შეიძლება ითქვას, რომ შრედინგერის თეორიას ყოველგვარი დებულებებისა და ჰიპოთეზის გარეშე მივყავართ ატომში სტაციონარული მდგომარეობების არსებობის დასკვნამდის.

§22. ელემენტარული იმპულსის მომენტები

(21.9) განტოლება წარმოადგენს ლეჟანდრეს განტოლებას:

$$\Delta Y = \beta Y \quad (22.1)$$

სადაც,

$$\hat{\Delta} = - \left[\frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\sin \Theta \frac{\partial}{\partial \Theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \Theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] \quad (22.2)$$

ლეჟანდრეს ოპერატორია, რომლის საშუალებითაც იმპულსის მომენტის კვადრატის ოპერატორი ჩაიწერება შემდეგნაირად:

$$\hat{L}^2 = \hbar^2 \hat{\Delta} \quad (22.3)$$

ლეჟანდრეს ოპერატორის გათვალისწინებით ლეჟანდრეს განტოლება ჩაიწერება შემდეგნაირად:

$$- \left[\frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\sin \Theta \frac{\partial}{\partial \Theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \Theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] Y = \beta Y \quad (22.4)$$

ან, (21.9) განტოლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით:

$$\frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial Y}{\partial \Theta} \left(\sin \Theta \frac{\partial Y}{\partial \Theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \Theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} + \beta Y = 0 \quad (22.5)$$

რომელიც წარმოადგენს მათემატიკური ფიზიკიდან კარგად ცნობილი სფერული ფუნქციების განტოლებას. სფერული ფუნქციები ზოგადად ეწოდება ერთგვაროვან პოლინომებს, რომლებიც აკმაყოფილებენ ლაპლასის განტოლებას $\Delta \psi = 0$, რომელიც სფერულ კოორდინატებში ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\sin \Theta \frac{\partial \psi}{\partial \Theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \Theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} = 0 \quad (22.6)$$

ამ განტოლებას აკმაყოფილებს ერთგვაროვანი პოლინომი, რომელსაც შემდეგი სახე აქვს:

$$\psi = r^l Y(\Theta, \varphi) \quad (22.7)$$

სადაც $Y(\Theta, \varphi)$ არის პოლინომი.

(22.7) გავითვალისწინოთ (22.6) გამოსახულებაში:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left\{ r^2 \frac{\partial [r^l Y(\Theta, \varphi)]}{\partial r} \right\} + \frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left\{ \sin \Theta \frac{\partial [r^l Y(\Theta, \varphi)]}{\partial \Theta} \right\} + \frac{1}{\sin^2 \Theta} \frac{\partial^2 [r^l Y(\Theta, \varphi)]}{\partial \varphi^2} = 0$$

გამარტივების შედეგად მიიღება:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 Y(\Theta, \varphi) \frac{\partial r'}{\partial r} \right] + \frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left[\sin \Theta r' \frac{\partial Y(\Theta, \varphi)}{\partial \Theta} \right] + \frac{1}{\sin^2 \Theta} r' \frac{\partial^2 Y(\Theta, \varphi)}{\partial \varphi^2} = 0$$

აქედან მიიღება:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 Y(\Theta, \varphi) \ell r'^{-1} \right] + \frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left[\sin \Theta r' \frac{\partial Y(\Theta, \varphi)}{\partial \Theta} \right] + \frac{1}{\sin^2 \Theta} r' \frac{\partial^2 Y(\Theta, \varphi)}{\partial \varphi^2} = 0$$

საიდანაც შეიძლება დავწეროთ:

$$2rY(\Theta, \varphi) \ell r'^{-1} + r^2 Y(\Theta, \varphi) \ell(\ell-1)r'^{-2} + \frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left[\sin \Theta r' \frac{\partial Y(\Theta, \varphi)}{\partial \Theta} \right] + \frac{1}{\sin^2 \Theta} r' \frac{\partial^2 Y(\Theta, \varphi)}{\partial \varphi^2} = 0$$

შემდგომი გამარტივების შედეგად გვექნება:

$$2Y(\Theta, \varphi) \ell r' + Y(\Theta, \varphi) \ell(\ell-1)r' + \frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left[\sin \Theta r' \frac{\partial Y(\Theta, \varphi)}{\partial \Theta} \right] + \frac{1}{\sin^2 \Theta} r' \frac{\partial^2 Y(\Theta, \varphi)}{\partial \varphi^2} = 0$$

ხოლო უკანასკნელი კი ასე გადაიწერება:

$$Y(\Theta, \varphi) r' \ell(\ell+1) + \frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left[\sin \Theta r' \frac{\partial Y(\Theta, \varphi)}{\partial \Theta} \right] +$$

$$+ \frac{1}{\sin^2 \Theta} r' \frac{\partial^2 Y(\Theta, \varphi)}{\partial \varphi^2} = 0$$

r' -ზე შეკვეცის შემდეგ გვექნება:

$$Y(\Theta, \varphi) \ell(\ell+1) + \frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left[\sin \Theta \frac{\partial Y(\Theta, \varphi)}{\partial \Theta} \right] + \frac{1}{\sin^2 \Theta} \frac{\partial^2 Y(\Theta, \varphi)}{\partial \varphi^2} = 0 \quad (22.8)$$

მიღებულს თუ შევადარებთ (22.5) გამოსახულებას, შეიძლება დავწეროთ:

$$\beta = \ell(\ell+1) \quad (22.9)$$

ამიტომ გვექნება:

$$\Delta \psi = \beta \psi$$

და თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\psi = r' Y(\Theta, \varphi)$:

$$\Delta r' Y(\Theta, \varphi) = \beta r' Y(\Theta, \varphi)$$

აქედან მიიღება:

$$\Delta Y = \beta Y$$

სადაც თუ გავითვალისწინებთ β -ს მნიშვნელობას გვექნება:

$$\Delta Y = \ell(\ell+1)Y$$

ხოლო, რადგან

$$\hat{L}^2 = \hbar^2 \Delta$$

ამიტომ, იმპულსის მომენტის კვადრატის მნიშვნელობა ტოლია:

$$L^2 = \ell(\ell+1)\hbar^2$$

საიდანაც,

$$L = \sqrt{\ell(\ell+1)}\hbar \quad (22.10)$$

ე.ი. იმპულსის მომენტი ლებულობს დისკრეტულ კვანტურ მნიშვნელობებს. ℓ მთელი რიცხვი წარმოადგენს იმპულსის მომენტის შესაბამის კვანტურ რიცხვს, და მას ორბიტალურ კვანტურ რიცხვს უწოდებენ. ის ლებულობს შემდეგ რიცხვით მნიშვნელობებს: $\ell = 0, 1, 2, \dots, n-1$; სულ n მნიშვნელობას.

იმპულსის მომენტის პროექციის განსაზღვრისათვის ვისარგებლოთ განტოლებით:

$$\hat{L}_z \psi = L_z \psi \quad (22.11)$$

გავითვალისწინოთ იმპულსის მომენტის პროექციის ოპერატორის მნიშვნელობა,

$$\hat{L}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}$$

მივიღებთ,

$$-i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} = L_z \psi$$

რომლის ამონახსნს აქვს შემდეგი სახე:

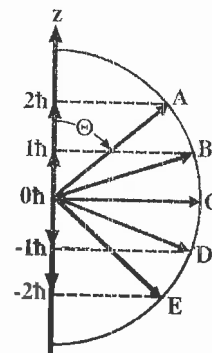
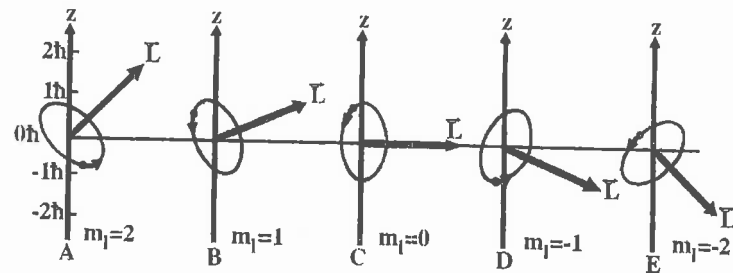
$$\psi = C e^{i \frac{L_z}{\hbar} \varphi}$$

რადგან φ ციკლური ცვლადია,

$$e^{i \frac{L_z}{\hbar} \varphi} = e^{i \frac{L_z}{\hbar} (\varphi + 2\pi)}$$

მაჩვენებლიანი ფუნქცია პერიოდულია 2π პერიოდით ამიტომ ეს ტოლობა შეიძლება შესრულდეს მხოლოდ იმ შემთხვევაში როცა სრულდება პირობა:

$$i \frac{L_z}{\hbar} 2\pi = m_\ell 2\pi i$$



ნახ. 22.1.

ე.ი. იმპულსის მომენტის პროექცია რაიმე არჩეულ მიმართულებით ტოლია:

$$L_z = m_\ell \hbar \quad (22.12)$$

სადაც, m_ℓ - იმპულსის მომენტის პროექციის კვანტური რიცხვია, და მას მაგნიტურ კვანტურ რიცხვს უწოდებენ. m_ℓ ლებულობს შემდეგ რიცხვით მნიშვნელობებს: $m_\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell$; სულ $2\ell + 1$ მნიშვნელობას. იმპულსის მომენტი და მომენტის პროექცია გრაფიკულად ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 22.1).

იმპულსის მომენტის კვანტური რიცხვის ℓ სხვადასხვა მნიშვნელობებს შეესაბამება იმპულსის მომენტის სხვადასხვა მდგომარეობა. ატომურ ფიზიკაში ეს მდგომარეობები აღინიშნება s, p, d, f, \dots ასოებით, შემდეგნაირი სქემით:

$\ell =$	0	1	2	3
მდგომარეობა	s	p	d	f

§23. რადიალური, აზიმუტალური და პოლარული განტოლებები

(21.8) განტოლებაში გავითვალისწინოთ $\beta = l(l+1)$ მნიშვნელობა. მარტივი გარდაქმნების შედეგად მიიღება:

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{ze^2}{r} - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m r^2} \right) R = 0 \quad (23.1)$$

რომელსაც რადიალურ განტოლებას უწოდებენ.

ატომში ელექტრონის სრული ენერგია როგორც აღრე ვნახეთ უარყოფითია. დიფერენციალურ განტოლებათა თეორიაში მტკიცდება რომ, როცა $E < 0$ (23.1) განტოლებას გააჩნია ამონახსნი იმ შემთხვევაში, როცა სრული ენერგია აკმაყოფილებს პირობას:

$$E = -\frac{mz^2 e^4}{2\hbar^2 (n_r + l + 1)^2} \quad (23.2)$$

ე.ი. მიიღება, რომ ენერგია დამოკიდებულია n_r რადიალურ და l ორბიტალურ კვანტური რიცხვების ჯამს პლიუს 1 სიდიდეზე, რომელიც ავლნიშნოთ n :

$$n = n_r + l + 1 \quad (23.3)$$

ამიტომ (23.2) ასე ჩაიწერება:

$$E = -\frac{mz^2 e^4}{2\hbar^2 n^2} \quad (23.4)$$

რადიალური განტოლების ამონახსნს აქვს შემდეგი სახე:

$$R_{nr} = \left(\frac{z}{na}\right)^{3/2} \left[\frac{4}{(n-l-1)!(n+1)!} \right]^{1/2} e^{-\rho/2} \rho^l Q_{n-l-1}^{2l+1}(\rho) \quad (23.5)$$

სადაც $Q_{n-l-1}^{2l+1}(\rho)$ ლაგერის პოლინომია. ანალოგიურად, (21.9) განტოლებაში შეიძლება გამოვყოთ ორი წევრი, რომელთაგან, ერ-

თი დამოკიდებულია მხოლოდ პოლარულ Θ კუთხეზე, ხოლო მეორე კი- φ აზიმუტზე. დაუშვათ, რომ $Y(\Theta, \varphi) = P(\Theta)\Phi(\varphi)$, გვექნება:

$$\frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left[\sin \Theta \frac{\partial P(\Theta)\Phi(\varphi)}{\partial \Theta} \right] + \frac{1}{\sin^2 \Theta} \frac{\partial^2 P(\Theta)\Phi(\varphi)}{\partial \varphi^2} + \beta P(\Theta)\Phi(\varphi) = 0$$

გამარტივების შედეგად მიიღება:

$$\Phi(\varphi) \frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left[\sin \Theta \frac{\partial P(\Theta)}{\partial \Theta} \right] + P(\Theta) \frac{1}{\sin^2 \Theta} \frac{\partial^2 \Phi(\varphi)}{\partial \varphi^2} + \beta P(\Theta)\Phi(\varphi) = 0$$

გავყოთ $Y(\Theta, \varphi) = P(\Theta)\Phi(\varphi)$ და გავამრავლოთ $\sin^2 \Theta$ სიდიდეებზე მიიღება:

$$\frac{1}{P(\Theta)} \sin \Theta \frac{\partial}{\partial \Theta} \left[\sin \Theta \frac{\partial P(\Theta)}{\partial \Theta} \right] + \frac{1}{\Phi(\varphi)} \frac{\partial^2 \Phi(\varphi)}{\partial \varphi^2} + \beta \sin^2 \Theta = 0$$

ისევე, როგორც აღრე, თითოეული წევრი უნდა გაუტოლოთ მუდმივ სიდიდეს. რადგან მიღებული ორი განტოლების ნებისმიერი ამონახსნი შეიცავს l -ს პარამეტრის სახით, განცალკევების მუდმივა ავლნიშნოთ m_l , რის შედეგად მიიღება:

$$\frac{1}{P(\Theta)} \sin \Theta \frac{\partial}{\partial \Theta} \left[\sin \Theta \frac{dP(\Theta)}{d\Theta} \right] + \beta \sin^2 \Theta = m_l^2$$

და

$$\frac{1}{\Phi(\varphi)} \frac{d^2 \Phi(\varphi)}{d\varphi^2} = -m_l^2$$

ან,

$$\frac{m_\ell^2}{\sin^2 \Theta} - \frac{1}{p(\Theta) \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left[\sin \Theta \frac{\partial P(\Theta)}{\partial \Theta} \right] = \ell(\ell+1) \quad (23.6)$$

და

$$\frac{\partial^2 \Phi(\varphi)}{\partial \varphi^2} + m_\ell^2 \Phi(\varphi) = 0 \quad (23.7)$$

(23.7) განტოლების ამონახსნს აქვს შემდეგი სახე:

$$\Phi(\varphi) = B e^{im_\ell \varphi} + D e^{-im_\ell \varphi}$$

ან შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$\Phi(\varphi) = (2\pi)^{-1/2} e^{im_\ell \varphi} = A e^{im_\ell \varphi} \quad (m_\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (27.8)$$

ან, ზოგადად შემდეგი სახით:

$$\Phi(\varphi) = C_{\ell, m_\ell} e^{im_\ell \varphi}$$

(23.6) განტოლებაში თუ გადავალთ $\xi = \cos \Theta$ დამოუკიდებელ ცვლადზე, ეს განტოლება შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით:

$$\frac{d}{d\xi} (1-\xi^2) \frac{dP}{d\xi} + \left(\beta - \frac{m_\ell^2}{1-\xi^2} \right) P = 0 \quad (23.9)$$

ამ განტოლების ამონახსნი შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$P_{\ell, m_\ell} = \frac{1}{2^\ell \ell!} (1-\xi^2)^{\frac{m_\ell}{2}} \frac{d^{\ell+m_\ell}}{d\xi^{\ell+m_\ell}} (\xi^2 - 1)^\ell \quad (23.10)$$

სადაც, P_{ℓ, m_ℓ} ლეჟანდრეს მიერთებული პოლინომია. აქვე უნდა აღინიშნოს, რომ ℓ მოცემული მნიშვნელობებისას m_ℓ ღებულობს მხოლოდ $2\ell+1$ სხვადასხვა მნიშვნელობას. (21.9) განტოლების საკუთარი ფუნქციები შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით:

$$Y(\Theta, \varphi) = C_{\ell, m_\ell} e^{im_\ell \varphi} P_{\ell, m_\ell}(\cos \Theta) \quad (23.11)$$

სადაც, $C_{\ell, m_\ell} = \left[\frac{(2\ell+1)(\ell-m_\ell)!}{4\pi(\ell+m_\ell)!} \right]^{1/2}$

ე.ი.

$$Y_{\ell, m_\ell}(\Theta, \varphi) = \left[\frac{(2\ell+1)(\ell-m_\ell)!}{4\pi(\ell+m_\ell)!} \right]^{1/2} e^{im_\ell \varphi} P_{\ell, m_\ell}(\cos \Theta) \quad (23.12)$$

და საბოლოოდ წყალბადისებური ატომის ტალღური ფუნქცია შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით:

$$\psi_{n, \ell, m_\ell} = R_{n\ell}(r) Y_{\ell, m_\ell}(\Theta, \varphi) = \left(\frac{z}{na} \right)^{3/2} \left[\frac{4}{(n-\ell-1)!(n+1)!} \right]^{1/2} \times \\ \times e^{-\rho/2} \rho^\ell Q_{n-\ell-1}^{2\ell+1}(\rho) \left[\frac{(2\ell+1)(\ell-m_\ell)!}{4\pi(\ell+m_\ell)!} \right]^{1/2} e^{im_\ell \varphi} P_{\ell, m_\ell}(\cos \Theta) \quad (23.13)$$

სადაც- $\rho = \frac{2zr}{na}$, $a = \frac{\hbar^2}{me^2}$, $n = 1, 2, 3, \dots$, $\ell = 0, 1, 2, \dots, n-1$ და $m_\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

§24. წყალბადის ატომის ტალღური ფუნქცია

წყალბადის ატომისათვის შრედინგერის განტოლებას გააჩნია ამონახსნი:

$$\psi_{n, \ell, m_\ell} = R_{n\ell}(r) P_{\ell, m_\ell}(\Theta) \Phi_{m_\ell}(\varphi) \quad (24.1)$$

ცხადია, რომ ელექტრონის ყოფნის ალბათობა სივრცის r , Θ და φ კოორდინატების მქონე წერტილის მახლობლობაში, $dV = r^2 \sin \Theta dr d\Theta d\varphi$ მოცულობის ელემენტში:

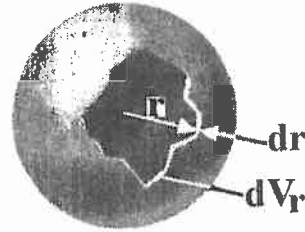
$$dW_{n, \ell, m_\ell} = |\psi_{n, \ell, m_\ell}(r, \Theta, \varphi)|^2 dV = \psi_{n, \ell, m_\ell}^*(r, \Theta, \varphi) \psi_{n, \ell, m_\ell}(r, \Theta, \varphi) dV = \\ = R_{n\ell}^*(r) R_{n\ell}(r) P_{\ell, m_\ell}^*(\Theta) P_{\ell, m_\ell}(\Theta) \Phi_{m_\ell}^*(\varphi) \Phi_{m_\ell}(\varphi) r^2 \sin \Theta dr d\Theta d\varphi \quad (24.2)$$

ხოლო ალბათობის სიმკვრივე,

$$w_{n,\ell,m_\ell} = R_{n,\ell}^*(r)R_{n,\ell}(r)P_{\ell,m_\ell}^*(\Theta)P_{\ell,m_\ell}(\Theta)\Phi_{m_\ell}^*(\varphi)\Phi_{m_\ell}(\varphi) \quad (24.3)$$

ტალღური ფუნქციის სირთულის გამო, ჯერ გამოვთვალოთ r და $r+dr$ რადიუსის ორი კონცენტრიკული სფერული ზედაპირებით შემოსაზღვრულ $dV_r = 4\pi r^2 dr$ მოცულობის სფერულ გარსში (ნახ. 24.1), ელექტრონის ყოფნის ალბათობა:

$$dW_r = R_{n,\ell}^*(r)R_{n,\ell}(r)dV_r = 4\pi r^2 R_{n,\ell}^*(r)R_{n,\ell}(r)dr = 4\pi r^2 R_{n,\ell}^2(r)dr \quad (24.4)$$



ნახ. 24.1.

ანუ, ელექტრონული სიმკვრივის განაწილება რადიალური მიმართულებით:

$$w_r = R_{n,\ell}^*(r)R_{n,\ell}(r) = R_{n,\ell}^2(r) \quad (24.5)$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ $R_{n,\ell}(r)$ მნიშვნელობას (23.5) გამოსახულებიდან, რადიალური ალბათობისთვის მიიღება:

$$dW_r = R_{n,\ell}^*(r)R_{n,\ell}(r)dV_r = 4\pi r^2 R_{n,\ell}^2(r)dr = 4\pi e^{-2nr} r^{2(\ell+1)} L_{n,\ell}^2(r)dr \quad (24.6)$$

ხოლო ალბათობის სიმკვრივე,

$$w_r = R_{n,\ell}^*(r)R_{n,\ell}(r) = R_{n,\ell}^2(r) = e^{-2nr} r^{2(\ell+1)} L_{n,\ell}^2(r) \quad (24.7)$$

სადაც, $L_{n,\ell}(r)$ ლაგერის მიერთებული პოლინომი შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$L_{n,\ell}(r) = A_0 + A_1 r + A_2 r^2 + \dots + A_{n-\ell-1} r^{n-\ell-1} \quad (24.8)$$

ნახაზზე (ნახ. 24.2) ნაჩვენებია რადიალური ალბათობის დამოკიდებულება რადიუსის გასწვრივ მანძილზე, გამოსახული $r_1 = r_B$ ერთეულებში (r_B ბორის ორბიტის რადიუსია).

$1s$ ($n=1, \ell=0$) მდგომარეობისათვის (24.6) განტოლება მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$dW_r = R_{1,0}^* R_{1,0} dV_r = R_{1,0}^2 dV_r = e^{-2r} r^2 A_0^2 4\pi dr \quad (24.9)$$

როცა $r=0$, $dW_r=0$. მაქსიმალური ალბათობა მიიღება როდესაც $r=r_1=r_B$, რაც შეესაბამება ბორის თეორიით გამოთვლილ ძირითადი მდგომარეობის ორბიტის რადიუსს.

როცა $r=5r_1$, dW_r მიისწრაფვის ნულისაკენ.

$2s$ ($n=2, \ell=0$) მდგომარეობისათვის (24.6) განტოლება მიიღებს სახეს:

$$dW_r = R_{2,0}^*(r) R_{2,0}(r) dV_r = R_{2,0}^2(r) dV_r = e^{-4r} r^2 (A_0 + A_1 r)^2 4\pi dr$$

ხოლო, ალბათობის სიმკვრივე:

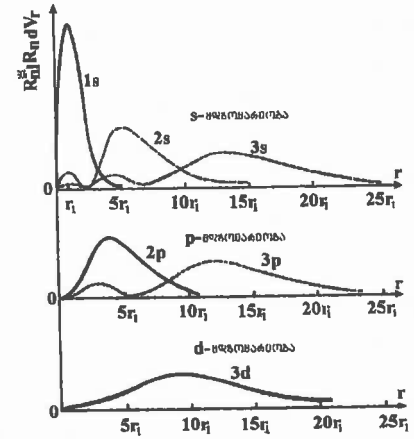
$$w_r = R_{2,0}^*(r)R_{2,0}(r) = R_{2,0}^2(r) = e^{-4r} (A_0 + A_1 r)^2$$

ამ შემთხვევაში, როცა $r=0$, $dW_r=0$; ამასთან გვაქვს ორი მაქსიმუმი, ერთი როცა $r=r_1$, და მეორე როცა $r=5r_1$.

$3s$ ($n=3, \ell=0$) მდგომარეობისათვის (24.6) განტოლება მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$dW_r = R_{3,0}^*(r)R_{3,0}(r)dV_r = R_{3,0}^2(r)dV_r = e^{-6r} r^2 (A_0 + A_1 r + A_2 r^2)^2 4\pi dr$$

ხოლო, ალბათობის სიმკვრივე:



ნახ. 24.2.

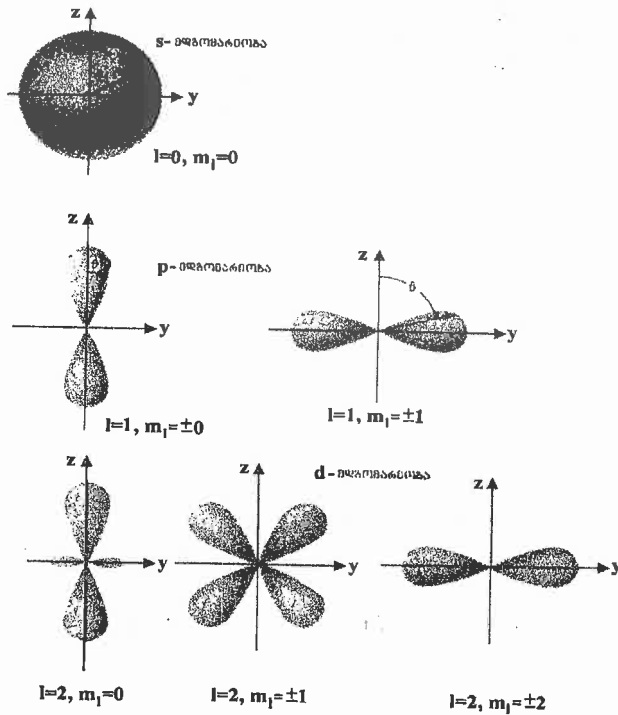
$$w_r = R_{2,0}^*(r)R_{2,0}(r) = R_{2,0}^2(r) = e^{-6r} (A_0 + A_1 r + A_2 r^2)^2$$

ამ შემთხვევაში, როცა $r=0$, $dW_r = 0$, და გვაქვს სამი მაქსიმუმი $r=r_1$, $r=4r_1$ და $r=12r_1$. რადგან, (23.8) გამოსახულების თანახმად,

$$\Phi_{m_l}^*(\varphi)\Phi_{m_l}(\varphi) = A^* e^{-im_l\varphi} A e^{im_l\varphi} = A^* A = const$$

ალბათობის სიმკვრივე არ არის დამოკიდებული φ სიდიდეზე. ამიტომ, ალბათობის სიმკვრივე განისაზღვრება $w_r = R_{n,\ell}^*(r)R_{n,\ell}(r)$ და $w_\Theta = P_{\ell,m_\ell}^*(\Theta)P_{\ell,m_\ell}(\Theta)$ სიდიდეების ნამრავლით. რადგან $P_{\ell,m_\ell}(\Theta)$ დამოკიდებულია ℓ , m_ℓ და Θ სიდიდეებზე, w_Θ მნიშვნელობა არის სხვადასხვა ℓ და m_ℓ კვანტური რიცხვებით განსაზღვრული სხვადასხვა მდგომარეობისათვის.

ალბათობის სიმკვრივის განაწილებას Θ პოლარული



ნახ. 24.3.

კუთხით გრაფიკულად წარმოადგენენ პოლარული დიაგრამების სახით (ნახ. 24.3).

s ($\ell=0$, $m_\ell=0$) მდგომარეობისათვის არსებობს მხოლოდ ერთი ენერგეტიკული დონე. შესაბამისი ლეჟანდრეს პოლინომი $P_{0,0}(\Theta) = 1/\sqrt{2}$, და $w_\Theta = P_{0,0}^*(\Theta)P_{0,0}(\Theta) = 1/2$. w_Θ ალბათობის სიმკვრივის Θ სიდიდეზე დამოკიდებულების გრაფიკი პოლარულ კოორდინატებში წარმოადგენს $1/2$ რადიუსის სფეროს, როგორც ეს ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 24.3). კოორდინატთა სათავის სფეროს გრაფიკის წერტილთან შემაერთებელ წრფის მონაკვეთის სიგრძე $P_{\ell,m_\ell}^*(\Theta)P_{\ell,m_\ell}(\Theta)$ ტოლია და წარმოადგენს ამ წრფის მიმართულებით ელექტრონის არსებობის ალბათობის სიმკვრივეს.

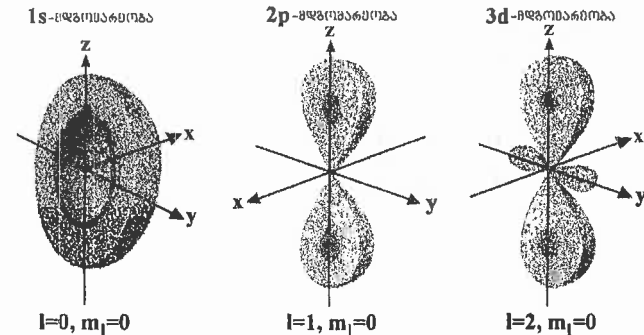
p ($\ell=1$, $m_\ell=0$) მდგომარეობისათვის, როცა $m_\ell=0$, ლეჟანდრეს პოლინომი ტოლია:

$$P_{1,0}(\Theta) = \sqrt{\frac{3}{2}} \cos \Theta, \text{ და } w_\Theta = P_{1,0}^*(\Theta)P_{1,0}(\Theta) = \frac{3}{2} \cos^2 \Theta$$

p ($\ell=1$, $m_\ell=\pm 1$) მდგომარეობისათვის, ლეჟანდრეს პოლინომი ტოლია:

$$P_{1,\pm 1}(\Theta) = \sqrt{\frac{3}{4}} \sin \Theta, \text{ და } w_\Theta = P_{1,\pm 1}^*(\Theta)P_{1,\pm 1}(\Theta) = \frac{3}{4} \sin^2 \Theta$$

ნახაზზე (ნახ. 24.4) ნაჩვენებია ატომში ელექტრონების განაწილების სურათი სხვადასხვა მოცემული მდგომარეობებისათვის.



ნახ. 24.4.

§25. ატომი მაგნიტურ ველში

კლასიკური ფიზიკის თანახმად ცნობილია, რომ ატომში ელექტრონები მოძრაობენ ჩაკეტილ ტრაექტორიაზე. ელექტრონი მოძრაობისას ქმნის ორბიტალური დენს, რომლის სიდიდე:

$$I = ev \quad (25.1)$$

სადაც- e არის ელექტრონის მუხტი, v ორბიტაზე გარშემოქცევის სიხშირე. ორბიტაზე მოძრავი ელექტრონის ორბიტალურ დენს შეესაბამება ორბიტალური მაგნიტური მომენტი, რომელიც რიცხობრივად ტოლია:

$$\mu_l = \frac{1}{c} IS \quad (25.2)$$

სადაც- S ორბიტის ფართობია. სიმარტივისათვის განვიხილოთ წრიული ორბიტა, მაშინ

$$S = \pi r^2 \quad (25.3)$$

(25.1) და (25.3) გამოსახულებების (25.2) გამოსახულებაში გათვალისწინებით მივიღებთ:

$$\mu_l = \frac{1}{c} ev\pi r^2 \quad (25.4)$$

ჩაკეტილ ორბიტაზე მოძრავი ელექტრონის ორბიტალური იმპულსის მომენტი:

$$L_l = mvr = m2\pi vr^2 \quad (25.5)$$

მაგნიტური მომენტის (25.4) მნიშვნელობას თუ შევადარებთ, ორბიტალური იმპულსის მომენტის (25.5) მნიშვნელობასთან, გვექნება:

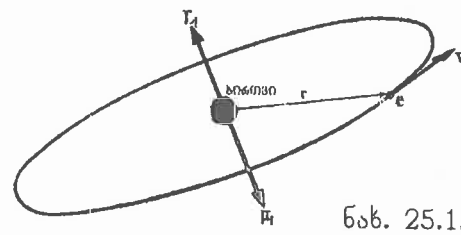
$$\frac{\mu_l}{L_l} = \frac{ev\pi r^2/c}{m2\pi vr^2} = \frac{e}{2mc} \quad (25.6)$$

ე.ი. $\mu_l = g_l L_l$, ან, ვექტორული ფორმით $\vec{\mu}_l = g_l \vec{L}_l$. $g_l = \frac{e}{2mc}$ სიდიდეს ორბიტალურ გირომაგნიტურ მუდმივას (ან, მაგნიტომექანიკურ მუდმივას) უწოდებენ.

თუ გავითვალისწინებთ, ორბიტალური იმპულსის მომენტის კვანტურ მნიშვნელობას $\sqrt{l(l+1)} \hbar$, (25.6) თანახმად გვექნება:

$$\mu_l = \frac{e}{2mc} L_l = \frac{e\hbar}{2mc} \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)} \quad (25.7)$$

ნახაზზე (ნახ. 25.1) ეს სიდიდეები შეიძლება გამოვსახოთ შემდეგნაირად. რადგან ელექტრონის ელექტრული მუხტი უარყოფითია, ამიტომ მაგნიტური დიპოლური მომენტი მიმართულია ორბიტალური იმპულსის მომენტის საპირისპიროდ.



ნახ. 25.1.

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc} = \frac{4.8 \cdot 10^{-10} \cdot 1.05 \cdot 10^{-27}}{2 \cdot 9.1 \cdot 10^{-28} \cdot 3 \cdot 10^{10}} = 9.2741 \cdot 10^{-21} \text{ ერგი} \cdot \text{გაუსი}$$

წარმოადგენს მაგნიტური დიპოლური მომენტის უნივერსალურ ერთეულს და მას ბორის მაგნიტონს უწოდებენ.

μ_l მაგნიტური მომენტის მქონე დიპოლურ მომენტს თუ მოვათავსებთ \vec{B} ინდუქციის გარეშე მაგნიტურ ველში, მასზე იმოქმედებს მახრუნებელი მომენტი:

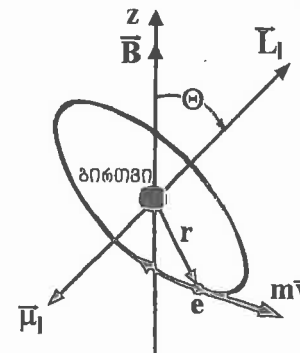
$$\vec{M} = [\vec{\mu}_l \cdot \vec{B}] \quad (25.8)$$

ხოლო, მაგნიტური დიპოლის პოტენციალური ენერგია კი ტოლია:

$$\Delta U = -(\vec{\mu}_l \cdot \vec{B}) \quad (25.9)$$

ნახაზზე (ნახ. 25.2) ნაჩვენებია წყალბადის ატომი \vec{B} ინდუქციის გარეშე მაგნიტურ ველში.

ორბიტაზე მოძრავი ელექტრონის მიერ შექმნილი მაგნიტური დიპოლური მომენტი μ_l ურთიერთქმედებს გარეშე მაგ-



ნახ. 25.2.

ნიტურ ველთან. ასეთ ურთიერთქმედებასთან დაკავშირებული პოტენციალური ენერგია:

$$\Delta U = -(\vec{\mu}_l \cdot \vec{B}) = -\mu_l \cdot B \cos(\pi - \Theta) = \mu_l B \cos \Theta$$

სადაც, $\mu_l = \frac{e}{2mc} L_l$, მნიშვნელობას თუ გავითვალისწინებთ, გვექნება:

$$\Delta U = \frac{e}{2mc} L_l B \cos \Theta = \frac{e}{2mc} (\vec{L}_l \cdot \vec{B}) \quad (25.10)$$

ელექტრონის ორბიტალური იმპულსის მომენტის

$$L_l = \sqrt{\ell(\ell+1)} \hbar$$

მნიშვნელობის გათვალისწინებით გვექნება:

$$\Delta U = \frac{e\hbar}{2mc} \sqrt{\ell(\ell+1)} B \cos \Theta = \mu_B \sqrt{\ell(\ell+1)} B \cos \Theta \quad (25.11)$$

წყალბადის ატომის სრული ენერგია გარეშე მაგნიტურ ველში ტოლი იქნება:

$$E = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n^2} + \mu_B \sqrt{\ell(\ell+1)} B \cos \Theta \quad (25.12)$$

სადაც, პირველი წევრი არის ელექტრონისა და პროტონის შორის კულონური ურთიერთქმედების ენერგია, ხოლო მეორე, კი ელექტრონის მაგნიტურ დიპოლურ მომენტსა და გარეშე მაგნიტურ ველთან ურთიერთქმედების ენერგია. (25.12) გამოსახულებაში თუ გავითვალისწინებთ, რომ

$$\cos \Theta = \frac{m_l}{\sqrt{\ell(\ell+1)}}$$

მივიღებთ:

$$E = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n^2} + \mu_B m_l B \quad (25.13)$$

როცა $\vec{B} = 0$, ატომში ენერგეტიკული დონე განისაზღვრება (25.13) გამოსახულების პირველი წევრით. როცა $\vec{B} \neq 0$, (25.13) გამოსახულებაში უნდა გავითვალისწინოთ მეორე წევრი m_l კვანტური რიცხვის სხვადასხვა შესაძლო დასაშვები მნიშვნელობისათვის. რადგან n და ℓ მოცემულ მნიშვნელობებს შეესაბამება m_l სულ $2\ell+1$ მნიშვნელობა, ამიტომ თავდაპირველი ენერგეტიკული დონე გაიხლიჩება $2\ell+1$ ქვედონედ.

§26. უბერნისა და ჰერლახის ცდა

ატომების მაგნიტური მომენტების არსებობა დამტკიცებული იქნა გერმანელი ფიზიკოსების შტერნისა (1888-1969) და ჰერლახის (1889-1979) მიერ 1921წ. მაღალი ვაკუუმის ჰურჭელში D_1 და D_2 ღიაფრაგმების საშუალებით გამოიყოფოდა გამოსაკვლევი ელემენტის მკაცრად განსაზღვრული ატომების ნაკადი, რომელიც მიიღება K ლუმელში აორთქლებისას. ნაკადი გაივლის არაერთგვაროვან მაგნიტურ ველში, რომელსაც ქმნის ელექტრომაგნიტის N და S პოლუსები. არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველის მისაღებად მაგნიტის პოლუსებს ამზადებენ სპეციალური ფორმის. მაგნიტურ ველში გავლის შემდეგ ნაკადი ეცემა ფოტოფირფიტას და ტოვებს მასზე კვალს (ნახ. 26.1).

$\vec{\mu}$ მაგნიტურ მომენტის ატომზე, მაგნიტურ ველის მხრივ მოქმედი ძალა:

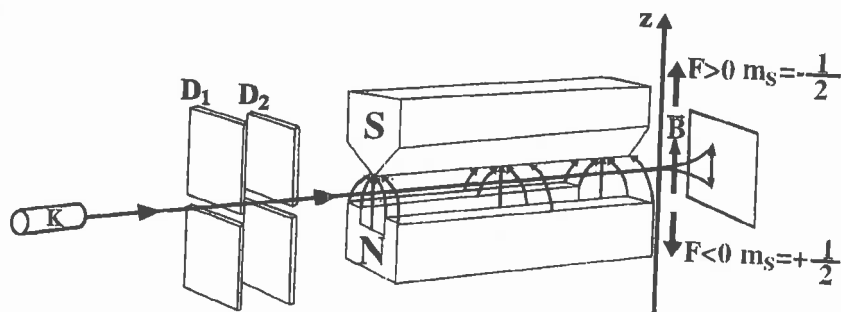
$$\vec{F} = (\vec{\mu} \cdot \nabla \vec{B}) \quad (26.1)$$

z ღერძი მივმართოთ მაგნიტური ველის მიმართულებით. მაშინ ძალის პროექცია ამ მიმართულებით ტოლი იქნება:

$$F_z = \mu_x \frac{\partial B_z}{\partial x} + \mu_y \frac{\partial B_z}{\partial y} + \mu_z \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

პრეცესიის შედეგად $\vec{\mu}$ -ს პროექცია x და y ღერძებზე დებულობს როგორც დადებით ასევე უარყოფით მნიშვნელობებს და მათი საშუალო მნიშვნელობები ტოლია:

$$\bar{\mu}_x = \bar{\mu}_y = 0$$



ნახ. 26.1.

ხოლო z ღერძზე პროექცია მუდმივია და მოქმედი ძალა:

$$\bar{F} = \mu_z \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (26.2)$$

ე.ი. მაგნიტური ველის მხრივ ატომზე მოქმედი ძალა პროპორციულია მაგნიტური ველის z მდგენელისა და ველის არაერთგვაროვანების $\frac{\partial B}{\partial z}$. მაგრამ, მაგნიტური მომენტის z მდგენელი პროპორციულია მექანიკური მომენტის z მდგენელის, ხოლო უკანასკნელი ღებულობს მხოლოდ განსაზღვრულ რიცხვითი დისკრეტული მნიშვნელობებს. რის შედეგადაც ველში გავლის შემდეგ ნაკადი გაიყოფა იმდენ ცალკეულ ნაკადად, როგორცაა L_z შესაძლო მნიშვნელობათა რიცხვი. რის გამოც ფოტოფირფიტაზე უნდა მივიღოთ რამოდენიმე ვიწრო ზოლი. თუ ატომების ორბიტალური კვანტური რიცხვი ტოლია ℓ , მაშინ თეორიის თანახმად გახლეჩის შედეგად მიიღება $2\ell + 1$ ნაკადი. არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველის გავლის შემდეგ ნაკადი გაიხლეჩება რამოდენიმე ნაკადად. ეს იმას მიგვიჩვენებს რომ ატომებს გააჩნია გარკვეული ორიენტაცია სივრცეში. ფოტოფირფიტაზე ნაკადის კვალის ნაცვლად მიიღება ორი მკვეთრად გამოსახული ლაქა. ეს მიუთითებს რომ ყოველი ატომი იხლეჩება ორ ნაკადად.

შტერნისა და ჰერლახის ცდაში გამოიყენებოდა ატომები, რომლებიც იმყოფებიან ძირითად მდგომარეობაში ($n=1, \ell=0$). ამ მდგომარეობაში ელექტრონის ორბიტალური იმპულსის მომე-

ნტი $L_z = \sqrt{\ell(\ell+1)}\hbar = 0$ და შესაბამისი ორბიტალური მაგნიტური მომენტი $\mu_z = 0$. მაშინ ისმება კითხვა: რომელი მომენტი იზომებოდა შტერნისა და ჰერლახის ცდაში? შტერნისა და ჰერლახის ცდების ასახსნელად უნდა ვიგულისხმოთ, რომ ელექტრონს გააჩნია საკუთარი მექანიკური მომენტი.

§27. ელექტრონის სპინი

შტერნისა და ჰერლახის ცდის ერთ-ერთ მნიშვნელოვან თავისებურებას წარმოადგენს ის, რომ გამოიყენებოდა ერთელექტრონიანი ატომები, რომლებიც იმყოფებიან s -მდგომარეობაში, ე.ი. ძირითად მდგომარეობაში. ასეთ შემთხვევაში მთავარი კვანტური რიცხვი $n=1$, ხოლო შესაბამისი ორბიტალური კვანტური რიცხვი $\ell=0$. ე.ი. ატომების მაგნიტური მომენტი ნულის ტოლია. ცდებმა კი გვიჩვენა საპირისპირო სურათი, რომ მაგნიტურ ველში გავლისას ატომების ნაკადი იყოფა ორ ნაწილად, რაც გვიჩვენებს, რომ ატომს ძირითად მდგომარეობაში გააჩნია, რაღაც გაურკვეველი ბუნებით გამოწვეული მაგნიტური მომენტი, რომელიც არაა დაკავშირებული ატომში ელექტრონის ორბიტალურ მოძრაობასთან. რადგან ნაკადი მაგნიტურ ველში ორად იყოფა, ეს იმას ნიშნავს, რომ აღნიშნული მაგნიტურ მომენტს მაგნიტური ველის გასწვრივ გააჩნია ორი პროექცია. გაზომვების საფუძველზე ნაჩვენებია იყო, რომ ამ მაგნიტური მომენტის აბსოლუტური სიდიდე ბორის მაგნიტონის ტოლია:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc} = 9.2741 \cdot 10^{-21} \text{ ერგი} \cdot \text{გაუსი}$$

ე. ი. ძირითად მდგომარეობაში ატომებს გააჩნიათ მაგნიტური მომენტი, რომელიც ველის გასწვრივ ღებულობს ორ მნიშვნელობას:

$$-\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc} \text{ და } +\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc}$$

ყოველ მექანიკურ მომენტთან დაკავშირებულია მაგნიტური მომენტი. ახლა შეიძლება ვაჩვენოთ საპირისპირო, რომ ზემოთ-

დნიშნულ მაგნიტურ მომენტთან დაკავშირებულია მექანიკური მომენტი, რომლის პროექცია ღებულობს მხოლოდ ორ მნიშვნელობას. თუ ამ მექანიკური მომენტის შესაბამის კვანტურ რიცხვს ავღნიშნავთ s , მაშინ მომენტის თვისებისა და ზემოთქმულის თანახმად მას ექნება სულ $2 = 2s + 1$ პროექცია. აქედან კი გამომდინარეობს, რომ $s = 1/2$. ამერიკელმა ფიზიკოსებმა ს. ჰაუდსმიტმა (1902-1979) და ჯ. ულენბეკმა (1900-) 1925წ. აღნიშნული მექანიკური მომენტი მიაწერეს ელექტრონს და მას ელექტრონის საკუთარი მექანიკური მომენტი, ანუ სპინი უწოდეს. სპინი ინგლისური სიტყვაა და ნიშნავს ბზრიალას, ბრუნვას. ულენბეკისა და ჰაუდსმიტის მიერ სპინი განიხილებოდა როგორც იმპულსის მომენტი, რომელიც დაკავშირებულია ელექტრონის- დამუხტული ბურთულას თავისი ღერძის გარშემო ბრუნვასთან. მაგრამ სპინის ასეთი წარმოდგენა წინააღმდეგობაშია ფარდობითობის თეორიასთან. დაუშვათ, რომ ელექტრონი წარმოადგენს r რადიუსისა ბურთულას. ამ კლასიკური რადიუსის სიდიდე შეიძლება გახვსაზღვროთ, თუ დამუხტულ ბურთულას პოტენციალურ ენერჯიას $\frac{e^2}{r}$ გაუტოლებთ მის საკუთარ ენერჯიას mc^2 :

$$\frac{e^2}{r} = mc^2$$

აქედან,

$$r = \frac{e^2}{mc^2} = 2.81 \cdot 10^{-13} \text{ სმ}$$

თუ ასეთი რადიუსის ბურთულა ბრუნავს და მისი იმპულსის მომენტი ტოლია ელექტრონის სპინის, მაშინ გვექნება:

$$\frac{2}{5} m v r = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar$$

აქედან,

$$v = \frac{5}{4} \frac{\hbar}{m r} \approx 300c$$

რაც ბუნებრივია, რომ წინააღმდეგობაშია ფარდობითობის თეორიასთან.

ელექტრონისა და სხვა ელემენტარული ნაწილაკების სპინი უნდა განვიხილოთ როგორც ამ ნაწილაკების რალაც განსაკუთრებული დამახასიათებელი ფუნდამენტალური თვისება, როგორცაა მასა, მუხტი, და ა.შ. იმპულსის მომენტის საკუთარი მექანიკური მომენტის რიცხვითი მნიშვნელობა:

$$L_s = \sqrt{s(s+1)} \hbar \quad (27.1)$$

სადაც- s სპინურ კვანტურ რიცხვია და ღებულობს $1/2$ ტოლია მნიშვნელობას. ამიტომ L_s ერთად-ერთი შესაძლო მნიშვნელობა ტოლია:

$$L_s = \sqrt{\frac{1}{2}(\frac{1}{2}+1)} \hbar = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar \quad (27.2)$$

თუ მაგნიტურ ველს ავირჩევთ z ღერძის მიმართულებით, მაშინ \bar{L}_s ვექტორის პროექცია z მიმართულებით ტოლი იქნება:

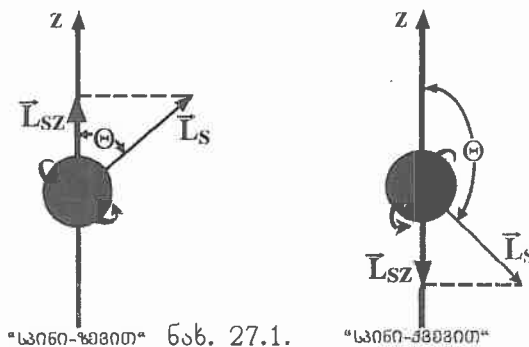
$$L_{sz} = L_s \cos \Theta = m_s \hbar \quad (27.3)$$

სადაც, m_s მაგნიტურ სპინურ კვანტურ რიცხვია, და $m_s = \pm \frac{1}{2}$.

ხშირად, როცა $m_s = +\frac{1}{2}$ მდგომარეობას აღნიშნავენ როგორც "სპინი-ზევით" (\uparrow); ხოლო, როცა $m_s = -\frac{1}{2}$, როგორც "სპინი-ქვევით" (\downarrow) (ნახ. 27.1).

განხილული მოვლენა ცნობილია, როგორც სპინური მომენტის სივრცითი დაკვანტვა. შტერნისა და ჰერლახის ცდების საფუძველზე გამომდინარეობს, რომ

$$\mu_{sz} = \frac{e\hbar}{2mc}$$



განვიხილოთ ფარდობა:

$$\frac{\mu_{sz}}{L_{sz}} = \frac{e\hbar/2mc}{\hbar/2} = \frac{e}{mc} = g_s \quad (27.4)$$

ურთიერთსაპირისპიროდ მიმართული ვექტორთა პროექციების რიცხვითი მნიშვნელობების ფარდობა ტოლია თვით ვექტორების რიცხვითი მნიშვნელობების ფარდობის, ე.ი.

$$\frac{\mu_s}{L_s} = \frac{e}{mc} = g_s \quad (27.5)$$

ან, ვექტორული ფორმით:

$$\vec{\mu}_s = g_s \vec{L}_s \quad (27.6)$$

$g_s = \frac{e}{mc}$ - სპინური გირომაგნიტური ფარდობაა, რომელიც ორჯერ მეტია ორბიტალურ გირომაგნიტურ ფარდობაზე: ე.ი., სპინის გათვალისწინებით ატომში ელექტრონის მდგომარეობა შეიძლება დახასიათებული იქნეს ოთხი კვანტური რიცხვით:

1. მთავარი კვანტური რიცხვი n : $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$.
2. ორბიტალური კვანტური რიცხვი ℓ : $\ell = 1, 2, 3, \dots, n-1$.
3. მაგნიტური კვანტური რიცხვი m_ℓ : $m_\ell = -\ell, -\ell+1, \dots, \ell-1, \ell$.
4. სპინური კვანტური რიცხვი m_s : $m_s = +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$.

ელექტრონის მდგომარეობის ფუნქცია უნდა იყოს ისეთი, რომ შესაძლებელი იყოს განსაზღვრული ორიენტაციის სპინის მქონე ნაწილაკის ყოფნის ალბათობის განსაზღვრა სივრცის მოცემულ წერტილში. თუ გავითვალისწინებთ, რომ ელექტრონის სპინის პროექციას გააჩნია ორი $+\frac{\hbar}{2}$ და $-\frac{\hbar}{2}$ მნიშვნელობა გვექნება ორი სხვადასხვა ფუნქცია:

$$\psi_1(x, y, z, +\frac{1}{2}) \text{ და } \psi_1(x, y, z, -\frac{1}{2})$$

სპინის ოპერატორები წარმოიდგინება მატრიცის საშუალებით, ამიტომ ეს ტალღური ფუნქციები ჩაიწერება მატრიცის სახით:

$$\psi(x, y, z, m_s) = \begin{pmatrix} \psi_1(x, y, z, +\frac{1}{2}) & 0 \\ \psi_1(x, y, z, -\frac{1}{2}) & 0 \end{pmatrix} \quad (27.7)$$

ან შემოკლებით

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$$

(27.7) მატრიცა განისაზღვრება დირაკის რელატივისტური კვანტური განტოლებიდან. არარელატივისტურ შემთხვევაში (27.7) მდგომარეობის ფუნქციის განსაზღვრავად გამოიყენება პაულის განტოლება. როცა ელექტრონის მდგომარეობა სივრცეში არ არის დამოკიდებული სპინზე და საქმე გვაქვს ელექტრონის არარელატივისტურ მოძრაობასთან, ამ შემთხვევაში შესაძლებელია (27.7) ფუნქციის განსაზღვრა შრედინგერის განტოლების საფუძველზე. ასეთ შემთხვევაში მდგომარეობის ფუნქცია შეიძლება წარმოვადგინოთ კოორდინატული და სპინური ფუნქციების ნამრავლის სახით:

$$\psi = \psi(x, y, z, m_s) = \psi(x, y, z) \psi(m_s) = \psi(x, y, z) \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} \quad (27.8)$$

ელექტრონის "სპინი ზევით \uparrow " მდგომარეობა აღინიშნება:

$$\psi = \psi(x, y, z) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

ფუნქციით. ხოლო "სპინი ქვევით↓" მდგომარეობა

$$\psi = \psi(x, y, z) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

ფუნქციით.

მაგალითად, ელექტრონის მოძრაობა ცენტრალური-სიმეტრიულ კულონურ ველში აღინიშნება ფუნქციით:

$$\psi_{n, \ell, m_\ell, m_s}(r, \Theta, \varphi) = R_{n, \ell}(r) Y_{\ell, m_\ell}(\Theta, \varphi) \psi(m_s) \quad (27.9)$$

§28. ელექტრონის სრული იმპულსის და მაგნიტური მომენტი

ელექტრონის ორბიტალური მოძრაობის შესაბამისი \vec{L}_l ორბიტალური მომენტისა და \vec{L}_s სპინური მომენტის ჯამს უწოდებენ ელექტრონის მოძრაობის სრულ იმპულსის მომენტს:

$$\vec{L}_j = \vec{L}_l + \vec{L}_s \quad (28.1)$$

შეკრება ხდება ვექტორული შეკრების ცნობილი წესით. სრული იმპულსის მომენტის რიცხვითი მნიშვნელობა:

$$L_j = \sqrt{j(j+1)}\hbar \quad (28.2)$$

j - უწოდებენ ელექტრონის სრული იმპულსის მომენტის კვანტურ რიცხვს.

ელექტრონის სრული იმპულსის მომენტის პროექცია რაიმე არჩეულ მიმართულებით ტოლია:

$$L_{jz} = m_j \hbar \quad (28.3)$$

სადაც, $m_j = m_\ell + m_s = m_\ell \pm \frac{1}{2}$ უწოდებენ სრული იმპულსის მო-

მენტის პროექციის კვანტურ რიცხვს. m_j კვანტური რიცხვი ლებულობს სულ $2j+1$ მნიშვნელობას:

$$m_j = -j, -(j-1), \dots, 0, \dots, +(j-1), +j$$

ხოლო, რადგან j კვანტური რიცხვი წარმოადგენს m_j რიცხვის მაქსიმალურ მნიშვნელობას, ხოლო ℓ კი m_ℓ რიცხვის მაქსიმალურ მნიშვნელობას, ამიტომ $m_j = m_\ell + m_s = m_\ell \pm \frac{1}{2}$ თანაფარდობიდან გამომდინარე შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$j = \ell \pm \frac{1}{2}$$

ნიშანი "+" შეესაბამება შემთხვევას, როცა ელექტრონის სპინი ორიენტირებულია ორბიტალური მომენტის მიმართულებით, ხოლო "-" კი როცა ის ორიენტირებულია საპირისპიროდ. რადგან ℓ მთელი რიცხვია, ამიტომ j კვანტური რიცხვი ლებულობს ნახევარმთელ რიცხვით მნიშვნელობებს. როცა $\ell = 0$, $j = \frac{1}{2}$; როცა

$\ell = 1$, $j = \frac{1}{2}$ და $\frac{3}{2}$; როცა $\ell = 2$, $j = \frac{3}{2}$ და $\frac{5}{2}$; და ა.შ.

ერთელექტრონიან ატომების მდგომარეობის დასახასიათებლად n , ℓ , m_ℓ და m_s კვანტური რიცხვების ნაცვლად შეიძლება გამოვიყენოთ n , ℓ , m_ℓ და j კვანტური რიცხვები.

ცალკეული ელექტრონების და მთლიანად ატომის სხვადასხვა ენერგეტიკული მდგომარეობის აღსანიშნავად სპექტროსკოპიაში გამოიყენება სპეციალური სიმბოლოები. რომლის მიხედვითაც შეიძლება ვაჩვენოთ ყველა კვანტური რიცხვი. ჯერ იწერება მთავარი კვანტური რიცხვის შესაბამისი რიცხვითი კოეფიციენტი, ხოლო მის შემდეგ კი ორბიტალური მომენტის შესაბამის კვანტური რიცხვის შესაბამის ასო. მის მარჯვენა ქვედა ინდექსად ისმება j კვანტური რიცხვი, ხოლო ზედა მარცხენა ინდექსად კი $2s+1$ სიდიდე, რომელიც გვიჩვენებს დონის მულტიპლეტურობას (გვიჩვენებს თუ რამდენაირად შეიძლება იყოს ორიენტირებული \vec{L}_s სპინი \vec{L}_l ორბიტალური მომენტისა მიმართულების მიმართ).

მაგალითად, $3^2s_{1/2}$ ("სამი ღუბლეტი $s_{1/2}$ "), გვიჩვენებს, რომ $n=3, \ell=0, j=\frac{1}{2}$.

ორბიტალურ და სპინურ მომენტებს, შორის კუთხის განსაზღვრისათვის ავიყვანოთ (28.1) ტოლობის ორივე მხარე კვადრატში, გვექნება:

$$\vec{L}_j^2 = \vec{L}_\ell^2 + \vec{L}_s^2 + 2|\vec{L}_\ell||\vec{L}_s|\cos(\vec{L}_\ell, \vec{L}_s)$$

აქედან განვსაზღვროთ $\cos(\vec{L}_\ell, \vec{L}_s)$,

$$\cos(\vec{L}_\ell, \vec{L}_s) = \frac{L_j^2 - L_\ell^2 - L_s^2}{2L_\ell L_s}$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ

$$L_j = \sqrt{j(j+1)}\hbar, \quad L_\ell = \sqrt{\ell(\ell+1)}\hbar, \quad L_s = \sqrt{s(s+1)}\hbar$$

გვექნება, რომ

$$\cos(\vec{L}_\ell, \vec{L}_s) = \frac{j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1)}{2\sqrt{\ell(\ell+1)}\sqrt{s(s+1)}} \quad (28.4)$$

\vec{L}_ℓ და \vec{L}_s შორის კუთხის ორი მნიშვნელობა მიიღება ამ ფორმულიდან, როცა

$$j_1 = \ell + s = \ell + \frac{1}{2} \quad j_2 = \ell - s = \ell - \frac{1}{2}$$

ატომში ელექტრონის სრული მაგნიტური მომენტი ტოლია ორბიტალური მაგნიტური მომენტისა და სპინური მაგნიტური მომენტის ვექტორების ჯამის:

$$\vec{\mu}_j = \vec{\mu}_\ell + \vec{\mu}_s$$

სადაც,

$$\vec{\mu}_j = \frac{e}{2mc}\vec{L}_j, \quad \mu_\ell = \frac{e}{2mc}L_\ell = \frac{e\hbar}{2mc}\sqrt{\ell(\ell+1)} = \mu_B\sqrt{\ell(\ell+1)} \quad (28.5)$$

$$\vec{\mu}_s = \frac{e}{mc}\vec{L}_s, \quad \mu_s = \frac{e}{mc}L_s = 2\frac{e\hbar}{2mc}\sqrt{s(s+1)} = 2\mu_B\sqrt{s(s+1)} \quad (28.6)$$

§29. რთული ატომები

მრავალელექტრონიანი ატომების შემთხვევაში ყოველ ელექტრონს გააჩნია ორბიტალური იმპულსის მომენტი \vec{L}_ℓ და საკუთარი სპინური მომენტი \vec{L}_s . \vec{L}_ℓ და \vec{L}_s მომენტები იკრიბება ატომის მთლიან მომენტად \vec{L}_j . ამასთან არსებობს ამ მომენტების შეკრების ორი წესი. კერძოდ, ე.წ. რასელ-საუნდერსის წესი რომელიც შემოღებული იქნა ამერიკელი ასტროფიზიკოსების რასელის და საუნდერსის მიერ 1925წ. (ანუ "LS" წესი; ამ წესს, ხშირად, ნორმალურ ბმასაც უწოდებენ). რასელ-საუნდერსის წესი გამოიყენება იმ შემთხვევაში როცა ელექტრონებს შორის ელექტროსტატიკური ურთიერთქმედება მეტია სპინ-ორბიტალურ ურთიერთქმედებაზე. ეს წესი უფრო მეტად გამოიყენება მსუბუქ ატომებში. მძიმე ატომებში კი გამოიყენება "jj" ბმის მეთოდი.

ჯერ განვიხილოთ პირველი მათგანი. რასელ-საუნდერსის წესის მიხედვით ატომის სრული სპინური მომენტი მიიღება ცალკეულ ელექტრონთა სპინური მომენტების შეკრებით- $\vec{L}_s = \sum_i \vec{L}_{s_i}$. ამასთან, ამ ვექტორის მოდული:

$$L_s = \sqrt{S(S+1)}\hbar$$

სრული სპინური მომენტის S კვანტური რიცხვი ღებულობს შემდეგ მნიშვნელობებს:

$$S = \frac{1}{2}N, \frac{1}{2}N-1, \dots, 0, \text{ როცა } N \text{ ლუწია.}$$

$$S = \frac{1}{2}N, \frac{1}{2}N-1, \dots, \frac{1}{2}, \text{ როცა } N \text{ კენტია.}$$

სადაც N ელექტრონების რიცხვია.

სრული სპინური მომენტის პროექციის შესაძლო მნიშვნელობები z ღერძზე განისაზღვრება ფორმულით:

$$L_{sz} = \hbar m_s, \quad m_s = -S, -(S-1), \dots, S-1, S$$

ე.ი., სრული სპინური მომენტის შესაძლო ორიენტაციათა რიცხვი ტოლია $2S+1$.

ხოლო ატომის სრული ორბიტალური მომენტი მიიღება ცალკეული ელექტრონის ორბიტალური მომენტის შეკრებით-

$$\vec{L}_L = \sum_i \vec{L}_i$$
 ამასთან; ამ ვექტორის მოდული:

$$L_L = \sqrt{L(L+1)}\hbar$$

L კვანტური რიცხვი შეიძლება დებულაღდეს შემდეგ მნიშვნელობებს: $L = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, \dots, |l_1 - l_2|$. სრული ორბიტალური მომენტის L კვანტური რიცხვის შესაძლო მნიშვნელობათა რიცხვი ორი l_1 და l_2 კვანტური რიცხვის მქონე მომენტის შეკრებისას განისაზღვრება პირობით:

$$N_{l_1, l_2} = 2 \min(l_1, l_2) + 1$$

სადაც- $\min(l_1, l_2)$ გვიჩვენებს l_1 და l_2 კვანტური რიცხვებიდან უმცირესს. მრავალი ელექტრონის შემთხვევაში მომენტების შეკრების წესი მიიღება ორი მომენტის შეკრების წესის თანმიმდევრობითი გამოყენების შედეგად. \vec{L}_L სრული ორბიტალური მომენტის პროექცია არჩეულ z მიმართულებაზე, განისაზღვრება შემდეგი ფორმულით:

$$L_{Lz} = \hbar m_L, \quad m_L = -L, -(L-1), \dots, L-1, L$$

სრული მომენტის სხვადასხვა ორიენტაციის შესაძლო მნიშვნელობათა რიცხვი რაიმე არჩეული მიმართულებით ტოლია: $2L+1$.

ატომის სრული მომენტი წარმოადგენს ორბიტალური და სპინური მომენტების ჯამს (ნახ 29.1):

$$\vec{L}_J = \vec{L}_L + \vec{L}_S \quad (29.1)$$

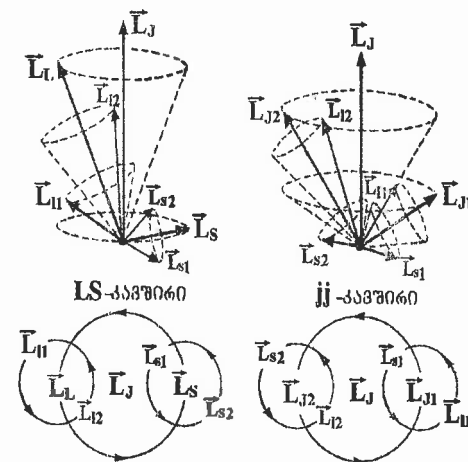
ატომის სრული მომენტის რიცხვითი მნიშვნელობა განისაზღვრება ფორმულით:

$$L_J = \sqrt{J(J+1)}\hbar \quad (29.2)$$

სადაც,

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S| \quad (29.3)$$

სრული იმპულსის მომენტის შესაბამისი კვანტური რიცხვია. როცა ატომში ელექტრონების რიცხვი ლუწია, S და J კვანტური რიცხვებია მთელია, ხოლო როცა კვანტი, ნახევარმთელი. L კვანტური რიცხვი ყოველთვის მთელია. J კვანტური რიცხვის შესაძლო მნიშვნელობათა რიცხვი ტოლია,



ნახ. 29.1

$$N_{LS} = 2 \min(L, S) + 1 \quad (29.4)$$

სადაც, $\min(L, S)$ გვიჩვენებს L და S რიცხვებიდან უმცირესს. ჩვეულებრივ, $S < L$, ამიტომ, შესაძლო მნიშვნელობათა რიცხვი ტოლია:

$$N_{LS} = 2S + 1 \quad (29.5)$$

სრული მომენტის პროექცია z ღერძზე, ტოლია:

$$L_{Jz} = m_J \hbar \quad (29.6)$$

სადაც,

$$m_J = -J, -(J-1), \dots, J-1, J \quad (29.7)$$

სრული მომენტის პროექციის შესაბამისი კვანტური რიცხვია.

\vec{L} , \vec{S} და \vec{J} ვექტორების განსაზღვრისას საკმარისია შემოვი-
ისაზღვროთ მხოლოდ გარე სავალენტო ელექტრონებით, როცა
ატომის შიგა გარსები ელექტრონებით მთლიანად შევსებულია,
რადგან ამ შემთხვევაში შიგა ელექტრონების მოძრაობის რაოდე-
ნობის მომენტები, როგორც ორბიტალური, ისე სპინური, მთლიან-
ად კომპენსირებულია, შიგა ელექტრონების სრული მომენტები
ნულის ტოლია.

” jj ” ბმას ადგილი აქვს, როცა მაგნიტური სპინ-ორბიტა-
ლური ურთიერთქმედება მეტია ელექტრონებს შორის ელექტრო-
სტატიკურ ურთიერთქმედებასთან შედარებით. (jj) ბმაში ყოვე-
ლი ელექტრონის ორბიტალური და სპინური მაგნიტური მომენ-
ტები იკრიბება ერთ სრულ მომენტად:

$$\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i \quad (29.8)$$

ატომის სრული მომენტი მიიღება მათი ვექტორული შეკრე-
ბით (ნახ. 29.1):

$$\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i \quad (29.9)$$

სპექტროსკოპიაში რთული ატომების გარე (სავალენტო)
ელექტრონების მდგომარეობას ახასიათებენ L კვანტური რიცხვი-
ით, ამასთან L რიცხვითი მნიშვნელობის ნაცვლად გამოიყენება
ლათინური ალფაბეტის შესაბამის ასოები, ისევე როგორც ერთი
ელექტრონის შემთხვევაში, ოღონდ ნუსხური ასოების ნაცვლად
გამოიყენება იგივე ლათინური ალფაბეტის, მაგრამ მთავრული ას-
ოები. მაგალითად,

კვანტური რიცხვები	0	1	2	3	4	5	6	7	8
მდგომარეობის აღნიშვნა	S	P	D	F	G	H	I	K	L

მარჯვენა ქვედა ინდექსად ისმება სრული მომენტის შესაბამის კვ-
ანტურ. რიცხვი J , მარცხენა ზედა ინდექსად $2S+1$, რომელსაც
დონის მულტიპლეტურობას უწოდებენ. $2S+1$ გვაძლევს გახ-
ლეხილ დონეში კომპონენტების რიცხვს იმ შემთხვევაში, როცა
 $S \leq L$; წინააღმდეგ შემთხვევაში, როცა $S \geq L$ გახლეხილ დონეში
კომპონენტების რიცხვი განისაზღვრება \vec{L} ვექტორის შესაძლო

პროექციათა რიცხვით უფრო გრძელი \vec{S} ვექტორის მიმართ, ე.ი.
 $2L=1$. მაგრამ ამ შემთხვევაშიც ფორმალურად $2S+1$ უწოდებენ
დონის მულტიპლეტურობას. მაგალითად, როცა ატომის გარე
გარსი შედგება ორი ელექტრონისაგან შესაძლებელია ორი შემთ-
ხვევა: 1) ელექტრონის სპინები მიმართულია ურთიერთსაპირისპი-
როდ, ამიტომ $S=0$; და 2) ელექტრონის სპინები პარალელურია,
მაშინ $S=1$.

პირველ შემთხვევაში $J=L$, ე.ი. ყველა დონეები სინგლე-
ტურია. შესაბამისად L სხვადასხვა მნიშვნელობებისას მიიღება
შემდეგი დონეები:

$L=1$	0	1	2	3	4	5	6
დონეები	1S_0	1P_1	1D_2	1F_3	1G_4	1H_5	1I_6

მეორე შემთხვევაში $S=1$, ე.ი. ყველა დონეები ტრიპლე-
ტურია, გარდა ძირითადი დონისა, რომელიც ყოველთვის
სინგლეტურია. ამ შემთხვევაში შესაძლებელია სამი შემთხვევა:

L	0	1	2	3	4
J	0 1	0 1 2	1 2 3	2 3 4	3 4 5
დონეები	3S_0 3S_1	3P_0 3P_1 3P_2	3D_1 3D_2 3D_3	3F_2 3F_3 3F_4	3G_3 3G_4 3G_5

რთული ატომების ელექტრონთა კონფიგურაცია განისაზღ-
ვრება ჰუნდის წესებით:

1. უმცირესი ენერგია გააჩნია თერმს, რომელსაც მოცემული კონ-
ფიგურაციის დროს S -ის მაქსიმალური მნიშვნელობა და ამ S -ს-
ათვის L -ის შესაძლო მაქსიმალური მნიშვნელობა აქვს.
2. ძირითადი თერმისათვის $J=|L-S|$, თუ ქვეგარსი ნახევარზე
ნაკლებადაა შევსებული, ხოლო დანარჩენ შემთხვევებში $J=$
 $=L+S$.

სპექტროსკოპიაში გარდა კვანტური რიცხვებისა ატომში
ელექტრონული გარსისთვის მიუთითებენ ატომის გარე გარსის
ელექტრონულ კონფიგურაციას.

§30. ატომის სრული მაგნიტური მომენტი

ატომის სრული მაგნიტური მომენტი ტოლია სრული ორბიტალური მაგნიტური მომენტისა $\vec{\mu}_L$ და სრული სპინური მაგნიტური მომენტის $\vec{\mu}_S$ ჯამის:

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S \quad (30.1)$$

სადაც,

$$\vec{\mu}_L = \frac{e}{2mc} \vec{L}_L \quad \text{და} \quad \vec{\mu}_S = \frac{e}{mc} \vec{L}_S$$

\vec{L}_L სრული ორბიტალური მომენტისა და \vec{L}_S სრული სპინური მომენტების ვექტორები განიციდან პრეცესიას სრული მომენტის მიმართ. შესაბამისად, პრეცესიას განიციდან სრული ორბიტალური და მაგნიტური მომენტები, სრული მექანიკური მომენტის მიმართ. მათთან ერთად პრეცესიულ მოძრაობას ასრულებს სრული მაგნიტური მომენტი. ატომის სრული მაგნიტური მომენტი:

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_J + \vec{\mu}_J^\perp$$

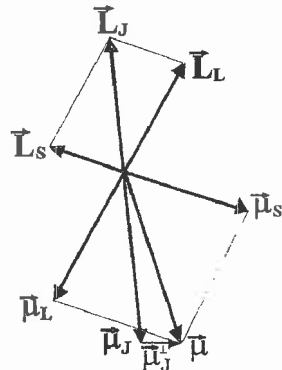
პრეცესიული მოძრაობა სრულდება საკმაოდ სწრაფად, ამიტომ ატომის სრულ მაგნიტურ მომენტთან დაკავშირებულ მოვლენების განხილვისას სარგებლობენ ატომის სრული მაგნიტური მომენტის საშუალო მნიშვნელობით. სრული მაგნიტური მომენტის პერპენდიკულარული მდგენელის $\vec{\mu}_J^\perp$ საშუალო მნიშვნელობა ნულის ტოლია ამიტომ, ატომის სრული მაგნიტური მომენტი ტოლია $\vec{\mu}_J$ (ნახ. 30.1).

სრული მაგნიტური მომენტის რიცხვითი მნიშვნელობის გამოსათვლელად ვისარგებლოთ სრული ორბიტალური მაგნიტური მომენტისა $\vec{\mu}_L$ და სრული სპინური მაგნიტური მომენტის $\vec{\mu}_S$ შეკრების ნახაზზე (ნახ. 30.1) ნაჩვენებ სქემის მიხედვით. ნახაზის თანახმად,

$$\mu_J = \mu_L \cos(\vec{L}_L, \vec{L}_J) + \mu_S \cos(\vec{L}_S, \vec{L}_J) \quad (30.2)$$

სადაც,

$$\vec{L}_L = \vec{L}_J - \vec{L}_S, \quad \text{და} \quad \vec{L}_S = \vec{L}_J - \vec{L}_L$$



ნახ. 30.1.

ცხადია, რომ

$$\cos(\vec{L}_L, \vec{L}_J) = \frac{J(J+1) + L(L+1) - S(S+1)}{2\sqrt{J(J+1)}\sqrt{L(L+1)}}$$

$$\cos(\vec{L}_S, \vec{L}_J) = \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2\sqrt{J(J+1)}\sqrt{S(S+1)}}$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ

$$\mu_L = \mu_B \sqrt{L(L+1)}, \quad \text{და} \quad \mu_S = 2\mu_B \sqrt{S(S+1)}$$

სრული მაგნიტური მომენტისათვის (30.2) თანახმად გვექნება:

$$\begin{aligned} \mu_J &= \mu_B \frac{J(J+1) + L(L+1) - S(S+1)}{2\sqrt{J(J+1)}} + \\ &+ 2\mu_B \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2\sqrt{J(J+1)}} = \mu_B g_J \sqrt{J(J+1)} \quad (30.3) \end{aligned}$$

სადაც,

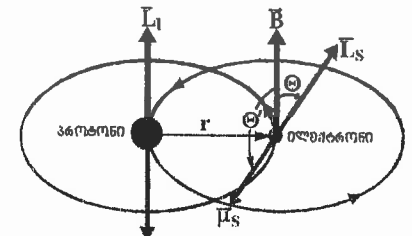
$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (30.4)$$

უწოდებენ ლანდეს მამრავლს ან ფაქტორს. ლანდეს მამრავლი წარმოადგენს ატომის სრული მაგნიტური და მექანიკური მომენტების გირომაგნიტურ ფარლობას.

§31. სპინ-ორბიტალური ურთიერთქმედება

პროტონის გარშემო ორბიტაზე მოძრავ ელექტრონთან დაკავშირებული დამკვირვებელი შენიშნავს, რომ პროტონი გარშემოქცევა ისეთივე ორბიტაზე ელექტრონის გარშემო (ნახ. 31.1).

ელექტრონის გარშემო მოძრავი პროტონი ქმნის \vec{B} ინდუქციის მაგნიტურ ველს, როგორც ეს ნაჩვენებია ნახაზზე. \vec{L}_L არის პროტონის გარშემო მოძრავი ელექტრონის ორბიტალური იმპ-



ნახ. 31.1.

ულის მომენტი, ხოლო \vec{L}_s კი სპინური მომენტი. ელექტრონი ორბიტალური მოძრაობისას ქმნის მაგნიტურ დიპოლურ მომენტს, ხოლო ელექტრონი საკუთარი ბრუნვისას ქმნის საკუთარ, ანუ სპინურ მაგნიტურ დიპოლურ მომენტს $\vec{\mu}_s$ (ნახ. 31.2).

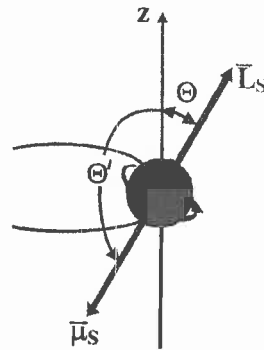
ელექტრონის გარშემო მოძრაობის პოტენციალის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველი ურთიერთქმედებს მბრუნავი ელექტრონის სპინურ მაგნიტურ დიპოლურ მომენტთან. ამიტომ ელექტრონისა და პროტონის შორის ურთიერთქმედების ელექტროსტატიკურ ენერჯიას უნდა დაემატოს დამატებითი ენერჯია, რომელიც ტოლია:

$$E_s = -(\vec{\mu}_s \cdot \vec{B}) = -\mu_s B \cos\Theta = \mu_s B \cos\Theta \quad (31.1)$$

მბრუნავი ელექტრონის საკუთარი ანუ სპინური მაგნიტური დიპოლური მომენტის, ელექტრონის ორბიტალური მოძრაობით გამოწვეული \vec{B} ინდუქციის მაგნიტურ ველთან ურთიერთქმედებას სპინ-ორბიტალური ურთიერთქმედება ეწოდება. აღნიშნული ურთიერთქმედება განაპირობებს დამატებითი ენერჯეტიკული დონეების წარმოქმნას, რომლებიც ქმნიან სპექტრში ნახი სტრუქტურას. ქვედონეების ერთობლიობას, რომლებდაც გაიხლიჩება მოცემული დონე ეწოდება მულტიპლეტურობა. ქვედონეების რიცხვის მიხედვით განასხვავებენ დუბლეტს, ტრიპლეტს, კვარტეტს, კვინტეტს, ...; დონეებს, რომლებიც არ გაიხლიჩებიან ქვედონეებად უწოდებენ სინგლეტურს. გარდა ნახი სტრუქტურისა წყალბადისა და სხვა ატომების სპექტრში ადგილი აქვს ე.წ. ზენახი სტრუქტურას. ის წარმოიშობა ელექტრონის მაგნიტური მომენტის, ბირთვის სუსტ მაგნიტურ ველთან ურთიერთქმედებისას. საკმაოდ სწრაფად, ამიტომ როცა გარეშე მაგნიტური ველი ნულის ტოლია ატომის სრულ ენერჯია ტოლი იქნება:

$$E = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n^2} + E_s = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n^2} + \mu_s B \cos\Theta \quad (31.2)$$

(31.1) გამოსახულებაში თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\frac{\mu_s}{L_s} = 2 \frac{e}{2mc}$



ნახ. 31.2.

გვექნება:

$$E_s = \mu_s B \cos\Theta = 2 \frac{e}{2mc} L_s B \cos\Theta \quad (31.3)$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $L_{sz} = L_s \cos\Theta = m_s \hbar$, გვექნება:

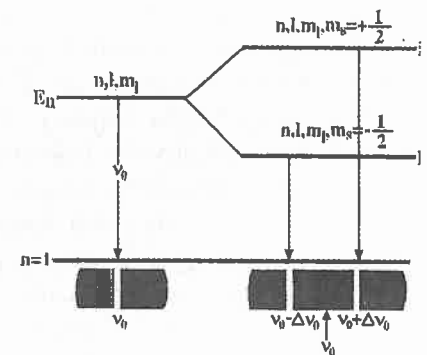
$$E_s = 2 \frac{e\hbar}{2mc} m_s B = 2\mu_B m_s B = \pm \mu_B B \quad (31.4)$$

სადაც გათვალისწინებულია, რომ: $m_s = \pm \frac{1}{2}$. რადგან $m_s = \pm \frac{1}{2}$,

ამბობენ, რომ ხაზებს გააჩნიათ $2s+1 = 2 \cdot \frac{1}{2} + 1 = 2$ მულტიპლეტურობა. ე.ი. n , l და m_l კვანტური რიცხვებით განსაზღვრული ყოველი მდგომარეობა გაიხლიჩება ორ ქვემდგომარეობად, ერთი $m_s = +\frac{1}{2}$ შემთხვევისათვის, ხოლო მეორე, კი $m_s = -\frac{1}{2}$ შემთხვევისათვის (ნახ. 31.3). ნახაზიდან ჩანს, რომ ν_0 სინშირის ხაზი, რომელიც მიიღება n მდგომარეობიდან ძირითად მდგომარეობაში ($n=1$) გადასვლისას, შედგება ორი ცალკეული ხაზისაგან, რომელთა შორის ენერჯიის სხვაობა:

$$\Delta E = \left[E_n + 2\mu_B \frac{1}{2} B \right] - \left[E_n + 2\mu_B \left(-\frac{1}{2}\right) B \right] = 2\mu_B B \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) = 2\mu_B B$$

როცა ელექტრონი იმყოფება s -მდგომარეობაში ($l=0$), ორბიტალური მაგნიტური მომენტი ნულის ტოლია, ამიტომ სპინ-ორბიტალურ ურთიერთქმედებას არ ექნება ადგილი, და ცხადია, რომ ნულის ტოლი იქნება E_s , ე.ი. s მდგომარეობა არ გაიხლიჩება, ნახი სტრუქტურას არ ექნება ადგილი. ეს მდგომარეობა იქნება გადაგვარებული.



ნახ. 31.3.

§32. ატომური ელემენტორნების განაწილება.
პაულის პრინციპი

ერთელექტრონიან სისტემიდან მრავალ ელექტრონიან სისტემაზე გადასვლისას, თავს იჩენს განსაკუთრებული კვანტური მოვლენები, რომელთა ანალოგია კლასიკურ ფიზიკაში არ გაგვაჩნია. მაკროსკოპული სხეულებისაგან განსხვავებით მიკროსამყაროს ერთნაირ ნაწილაკებს (ელექტრონებს, პროტონებს, ნეიტრონებს, ყველა ელემენტარულ ნაწილაკებს, ატომებს და სხვ.) გააჩნიათ საესებით ერთნაირი თვისებები: ერთნაირი მასები, ელექტრული მუხტი, სპინი და სხვ. სიმარტივისათვის განვიხილოთ ორი 1 (პირველი) და 2 (მეორე) ელექტრონისაგან შემდგარი სისტემა. კლასიკური თეორიის თვალსაზრისით ელექტრონი მოძრაობს განსაზღვრულ ტრაექტორიაზე და დროის ნებისმიერი მომენტისათვის შეიძლება დავაკვირდეთ 1 და 2 ნაწილაკს (ელექტრონს). თუ შეუცვლით ელექტრონებს ადგილებს და სიჩქარეებს მივიღებთ სისტემის ახალ მდგომარეობას, რომელსაც გააჩნია იგივე თვისებები რაც გააჩნდა საწყის მდგომარეობაში. განხილული თვალსაზრისით კლასიკური თეორიით ერთნაირი ნაწილაკები შეიძლება განვასხვავოთ ერთმანეთისაგან.

სულ სხვაგვარადაა საქმე კვანტური მექანიკის თვალსაზრისით. კვანტური მექანიკაში ნაწილაკთა სისტემის მდგომარეობა აღიწერება ტალღური ფუნქციით, რომელიც განსაზღვრავს ნაწილაკის არსებობის ალბათობას სივრცის რაიმე მოცემულ წერტილში. თუ დროის რაიმე მომენტისათვის დავაკვირდებით ერთ-ერთ ელექტრონს, შეუძლებელია განვსაზღვროთ 1 ელექტრონია ეს თუ 2. თუ ორ ერთნაირ ნაწილაკს შეუცვლით ადგილებს, კვანტური თეორიის თანახმად არ წარმოიშობა სისტემის ახალი მდგომარეობა: ის დარჩება ისეთივე როგორც იყო ნაწილაკების გადანაცვლებამდე. ერთნაირი ნაწილაკები პრინციპულად შეუძლებელია განვასხვავოთ ერთმანეთისაგან. შეიძლება ვილაპარაკოთ ერთნაირი ნაწილაკების სისტემის მდგომარეობაზე საერთოდ, მაგრამ არა ყოველი ცალკეულ ნაწილაკზე ცალ-ცალკე. ეს დებულება შეიძლება ჩამოვაყალიბოთ ერთნაირ ნაწილაკთა იგივეურობის პრინციპის სახელით: ერთნაირ ნაწილაკთა სისტემაში შესაძლებელია მხოლოდ ისეთი მდგომარეობანი, რომლებიც არ იცვლებიან ორი ნებისმიერი ნაწილაკის ადგილების გადანაცვლებისას.

დაუშვათ ტალღური ფუნქცია არ არის დამოკიდებული დროზე, და ჩავწეროთ შემდეგი სახით: $\psi(q_1, q_2)$. სადაც, q_1 ქვეშ იგულისხმება 1 ნაწილაკის სამი სივრცითი კოორდინატი, ხოლო q_2 ქვეშ მეორე ნაწილაკის. როცა ნაწილაკს გააჩნია სპინი, სამ სივრცით კოორდინატს დაემატება სპინური კოორდინატები. თუ 1 და 2 ნაწილაკს (ელექტრონს) შეუცვლით ადგილებს, მივიღებთ $\psi(q_2, q_1)$ ფუნქციას. ეს ოპერაცია შეიძლება განვიხილოთ როგორც $\psi(q_1, q_2)$ ფუნქციაზე \hat{P} წრფივი ოპერატორის (რომელსაც გადანაცვლების ოპერატორს უწოდებენ) მოქმედება:

$$\psi(q_2, q_1) = \hat{P}\psi(q_1, q_2) \quad (32.1)$$

თუ მოვახდენთ განსახილველი ნაწილაკების კვლავ გადანაცვლებას მივიღებთ საწყის ფუნქციას:

$$\psi(q_1, q_2) = \hat{P}\psi(q_2, q_1) = \hat{P}^2\psi(q_1, q_2) \quad (32.2)$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ

$$\hat{P}^2 = 1 \text{ და } \hat{P} = \pm 1 \quad (32.3)$$

ე.ი. დასაშვებია ორი ტიპის ტალღური ფუნქციები:

$$\psi_C(q_1, q_2) = \psi_C(q_2, q_1) \text{ და } \psi_A(q_1, q_2) = -\psi_A(q_2, q_1) \quad (32.4)$$

ნაწილაკებს, რომელთა მდგომარეობა აღიწერება ψ_C სიმეტრიული ტალღური ფუნქციით უწოდებენ ბოზე ნაწილაკებს ან ბოზონებს და ექვემდებარებიან ბოზე-აინშტაინის განაწილების სტატისტიკას. მათ მიეკუთვნებიან ფოტონები, მეზონები, და ყველა ნულის და მთელი სპინის მქონე ნაწილაკები. ხოლო, ნაწილაკებს, რომელთა მდგომარეობა აღიწერება ψ_A ანტისიმეტრიული ტალღური ფუნქციით უწოდებენ ფერმი ნაწილაკებს ან ფერმიონებს და ექვემდებარებიან ფერმი-დირაკის განაწილების სტატისტიკას. მათ მიეკუთვნებიან ელექტრონები, პროტონები, ნეიტრონები, ნეიტრინო და საერთოდ ყველა ნახევარმთელი სპინის მქონე ყველა ელემენტარული ნაწილაკები და ანტინაწილაკები.

სპინსა და სტატისტიკას შორის არსებული აღნიშნული კავშირი სამართლიანია რთული ნაწილაკებისათვისაც, ე.ი. ბირთვების, ატომებისა და მოლეკულებისათვის. მათი სპინის მიხედვით განსაზღვრება ბოზონებს მიეკუთვნება თუ ფერმიონებს რთული ნაწილაკები. მაგალითად, წყალბადის ატომი შედგება ორი ფერმიონისაგან: პროტონისა და ელექტრონისაგან, რომელთა სპინები ტოლია $1/2$. ჯამური სპინი ტოლია 0 , როცა პროტონისა და ელექტრონის სპინები ანტიპარალელურია, ან 1 , როცა სპინები პარალელურია. ორივე შემთხვევაში წყალბადის ატომი ნორმალურ მდგომარეობაში იქნება ბოზონი.

სპინსა და სტატისტიკას შორის არსებული კავშირი ჩამოყალიბებული იქნა ავსტრიელი ფიზიკოსის პაულის (1900-1958) მიერ 1940წ., თავდაპირველად ემპირიულად ფოტონებისა და ელექტრონებისათვის, რომ ატომში არ შეიძლება იმყოფებოდეს ორი ელექტრონი, რომელთა მდგომარეობა ხასიათდება ოთხი კვანტური რიცხვით: n, l, m_l, m_s . ხოლო შემდეგ განზოგადებული იქნა თეორიულად ყველა ელემენტარული ნაწილაკისა და ანტინაწილაკისათვის.

ერთნაირი ფერმიონების სისტემაში არ შეიძლება იმყოფებოდეს ორი ნაწილაკი ერთსა და იმავე მდგომარეობაში. ეს დებულება წარმოადგენს პაულის პრინციპს. პაულის პრინციპი შეიძლება შემდეგნაირად გამოვსახოთ:

$$z(n, l, m_l, m_s) = 0 \text{ ან } 1$$

სადაც, $z(n, l, m_l, m_s)$ არის n, l, m_l, m_s კვანტური რიცხვებით განსაზღვრულ მდგომარეობაში ელექტრონების რიცხვი.

პაულის პრინციპი არ ვრცელდება ბოზონებისათვის. ერთსა და იმავე მდგომარეობაში შეიძლება იმყოფებოდეს ერთნაირი ბოზონების ნებისმიერი რიცხვი.

თუ $\psi_a(1)$ ავლნიშნავთ ელექტრონის სივრცეში მოძრაობის დამახ სიათებელ ტალღურ ფუნქციას, მაშინ სპინის გათვალისწინებით ელექტრონის სრული ტალღური ფუნქცია მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$\psi_a(1)S^{(+)}(1) \text{ ან } \psi_a(1)S^{(-)}(1) \quad (32.5)$$

სადაც, $S^{(+)}(i), S^{(-)}(i)$ სპინური ტალღური ფუნქციებია; $i = 1, 2, \dots$ - ელექტრონის ნომერია, რომელსაც მიეკუთვნება ტალღური ფუნქცია; $S^{(+)}$ - სპინური ტალღური ფუნქციაა რომლის პროექცია რაიმე არჩეული მიმართულებით (ჩვეულებრივ z ღერძის), დადებითია (და ტოლია $+\frac{\hbar}{2}$); $S^{(-)}$ - სპინური ტალღური ფუნქციაა რომლის პროექცია რაიმე არჩეული მიმართულებით (ჩვეულებრივ z ღერძის), დადებითია (და ტოლია $+\frac{\hbar}{2}$); $S^{(-)}$ - სპინური ტალღური ფუნქციაა რომლის პროექცია რაიმე არჩეული მიმართულებით (ჩვეულებრივ z ღერძის), უარყოფითია (და ტოლია $-\frac{\hbar}{2}$);

ორივე ელექტრონის სპინური ფუნქცია შეიძლება წარმოვადგინოთ როგორც ცალკეული ელექტრონის სპინური ფუნქციების ნამრავლი შემდეგი სახით:

$$S^{(+)}(1)S^{(+)}(2) \uparrow\uparrow \quad (32.6 a)$$

$$S^{(+)}(1)S^{(-)}(2) \uparrow\downarrow \quad (32.6 b)$$

$$S^{(-)}(1)S^{(+)}(2) \downarrow\uparrow \quad (32.6 c)$$

$$S^{(-)}(1)S^{(-)}(2) \downarrow\downarrow \quad (32.6 d)$$

(32.6 a) შემთხვევაში ორივე ელექტრონის სპინის პროექციები დადებითია, (32.6 b) შემთხვევაში პირველი (1) ელექტრონის სპინის პროექცია დადებითია, ხოლო მეორე (2) ელექტრონისა უარყოფითია და ა.შ. ელექტრონთა იგიურობის გამო, ტალღურ ფუნქციას უნდა გააჩნდეს გარკვეული სიმეტრია, ე.ი. უნდა იყოს სიმეტრიული ან ანტისიმეტრიული. (32.6) ფუნქციებიდან მხოლოდ (32.6 a) და (32.6 d) ფუნქციებს გააჩნიათ განსაზღვრული სიმეტრია - ისინი წარმოადგენენ სიმეტრიულ ფუნქციებს ელექტრონების გადანაცვლების მიმართ. (32.6 b) და (32.6 c) ფუნქციებს არ გააჩნიათ განსაზღვრული სიმეტრია. მაგრამ მათგან შეიძლება შევადგინოთ სიმეტრიული და ანტისიმეტრიული კომბინაცია:

$$S^{(+)}(1)S^{(-)}(2) + S^{(+)}(2)S^{(-)}(1) \uparrow\downarrow \quad (32.7 a)$$

$$S^{(+)}(1)S^{(-)}(2) - S^{(+)}(2)S^{(-)}(1) \downarrow\uparrow \quad (32.7 b)$$

ამრიგად საბოლოოდ მივიღებთ შემდეგ ტალღურ ფუნქციებს:
სიმეტრიული ფუნქციები:

$$S^{(+)}(1)S^{(+)}(2) \quad (32.8a)$$

$$S^{(+)}(1)S^{(-)}(2) + S^{(+)}(2)S^{(-)}(1) \quad (32.8b)$$

$$S^{(-)}(1)S^{(-)}(2) \quad (32.8c)$$

ანტისიმეტრიული ფუნქცია:

$$S^{(+)}(1)S^{(-)}(2) - S^{(+)}(2)S^{(-)}(1) \quad (32.8d)$$

ამიტომ, ცხადია, რომ (32.8a), (32.8b) და (32.8c) სიმეტრიული სპინური ტალღური ფუნქციები აღწერენ ორი ელექტრონის ($S=1$) ტრიპლეტურ მდგომარეობას, რომელთაც შეესაბამება ორთომდგომარეობა. ხოლო, ანტისიმეტრიული სპინური ტალღური ფუნქცია (32.8d) აღწერს ორი ელექტრონის ($S=0$) სინგლეტურ მდგომარეობას, რომელსაც შეესაბამება პარამდგომარეობა.

ორი ელექტრონის სრული ტალღური ფუნქცია ტოლია ორი ელექტრონის სპინური ტალღური ფუნქციის მათ სივრცით ტალღურ ფუნქციაზე ნამრავლის. თუ უგულებელვყოფთ ელექტრონებს შორის ურთიერთქმედებას, ელექტრონები სივრცითი მოძრაობის ტალღურ ფუნქციებად შეიძლება ავიღოთ

$$\psi^{(+)}(1,2) = \psi_a(1)\psi_b(2) + \psi_a(2)\psi_b(1) \quad (32.9a)$$

$$\psi^{(-)}(1,2) = \psi_a(1)\psi_b(2) - \psi_a(2)\psi_b(1) \quad (32.9b)$$

სადაც, $\psi^{(+)}(1,2)$ - სიმეტრიული ტალღური ფუნქციაა, $\psi^{(-)}(1,2)$ - ანტისიმეტრიული ტალღური ფუნქციაა.

ორი (32.9a) და (32.9b) ფუნქციის და ოთხი (32.8a)-(32.8d), ფუნქციის გადამრავლების შედეგად შეიძლება მივიღოთ განსაზღვრული სიმეტრიის რვა სრული ტალღური ფუნქცია. ცხადია, რომ ორი სიმეტრიული ფუნქციის ნამრავლი- სიმეტრიული ფუნქციაა. ორი ანტისიმეტრიული ფუნქციის ნამრავლი- სიმეტრიული ფუნქციაა. სიმეტრიული ფუნქციის ნამრავლი ანტისიმეტრიულ ფუნქციაზე- ანტისიმეტრიული ფუნქციაა. რვა სრული ტალღური ფუნქციიდან ოთხი წარმოადგენს სიმეტრიულს ელექტრონების გადანაცვლების მიმართ და ოთხი ანტისიმეტრიული:

ანტისიმეტრიული ფუნქციებია:

$$[\psi_a(1)\psi_b(2) - \psi_a(2)\psi_b(1)] \times [S^{(+)}(1)S^{(-)}(2) - S^{(+)}(2)S^{(-)}(1)] \quad (32.10a)$$

$$[\psi_a(1)\psi_b(1) - \psi_a(2)\psi_b(1)] \times \begin{cases} S^{(+)}(1)S^{(+)}(2) \\ S^{(+)}(1)S^{(-)}(2) + S^{(+)}(2)S^{(-)}(1) \\ S^{(-)}(1)S^{(-)}(2) \end{cases} \quad (32.10b)$$

სიმეტრიული ფუნქციებია:

$$[\psi_a(1)\psi_b(2) - \psi_a(2)\psi_b(1)] \times [S^{(+)}(1)S^{(-)}(2) - S^{(+)}(2)S^{(-)}(1)] \quad (32.11a)$$

$$[\psi_a(1)\psi_b(1) + \psi_a(2)\psi_b(1)] \times \begin{cases} S^{(+)}(1)S^{(+)}(2) \\ S^{(+)}(1)S^{(-)}(2) + S^{(+)}(2)S^{(-)}(1) \\ S^{(-)}(1)S^{(-)}(2) \end{cases} \quad (32.11b)$$

პაულის პრინციპის თვალსაზრისით ყველა რვა ტალღური ფუნქცია არაა დასაშვები. დასაშვებია მხოლოდ ანტისიმეტრიული ტალღური ფუნქციები. ამრიგად, პაულის პრინციპი შეიძლება ჩამოყალიბებული იქნეს შემდეგი სახით: ორი ელექტრონის სრული ტალღური ფუნქცია შეიძლება იყოს ანტისიმეტრიული ფუნქცია ელექტრონების გადანაცვლების მიმართ. როცა გვაქვს ორზე მეტი ელექტრონი, მაშინ სისტემის (ელექტრონების) სრული ტალღური ფუნქცია უნდა იყოს ანტისიმეტრიული ნებისმიერი წყვილი ელექტრონების გადანაცვლების მიმართ.

§33. ელემენტთა პერიოდული სისტემა

პაულის პრინციპი საშუალებას გვაძლევს ავხსნათ ელემენტთა პერიოდული სისტემა. 1869 წ. რუსი მეცნიერის მენდელეევის (1834-1907) მიერ შემოღებული იქნა ელემენტის რიგითი ნომრის ცნება. მენდელეევი ქიმიური ელემენტები დაალაგა რიგითი ნომრისა და ატომური წონის ზრდის მიხედვით. მან იმ დროისათვის ცნობილი 64 ელემენტისაგან მათი ქიმიური თვისებების ცვლილების პერიოდულობის საფუძველზე შეადგინა ელემენტთა ცხრილი. ამასთან ცხრილში დანარჩენი უჯრედები დარჩა თავისუფალი.

ლი, რადგან იმ დროისათვის არ იყო აღმოჩენილი ეს ელემენტები. მენდელეევი არა მარტო შეადგინა ელემენტთა ცხრილი, არამედ იწინასწარმეტყველა ახალი ელემენტებიც. გარდა ამისა მენდელეევი დააზუსტა ზოგიერთი ელემენტის ატომური წონა. იდეალურ შემთხვევაში ელემენტთა პერიოდულ სისტემაში ელემენტების განლაგება უნდა ხდებოდეს ატომში ელექტრონების განაწილების შემდეგი სტრუქტურის მიხედვით, რომ ატომში ყოველი ელექტრონი უნდა იჭერდეს n მთავარი კვანტური რიცხვის შესაბამის შესაძლო მდგომარეობას. ყოველი მომდევნო ელექტრონი შეავსებს მოცემული n კვანტური რიცხვის შესაბამის შრეს, და ა.შ. გაგრძელება მანამ სანამ შრე არ შეივსება მოცემული n კვანტური რიცხვის შესაბამის მაქსიმალურ მნიშვნელობამდე. ამის შემდეგ ყოველი მიერთებული ელექტრონი დაიწყებს შემდეგი შრის შევსებას და ა.შ.,

ატომში n მთავარი კვანტური რიცხვის მოცემული მნიშვნელობის შესაბამისი ელექტრონების ერთობლიობა ქმნის ელექტრონულ შრეს. n კვანტური რიცხვის შესაბამის შრეში შეიძლება იმყოფებოდეს არა უმეტეს $2n^2$ ელექტრონისა. შრეები აღინიშნება ლათინური ალფავიტის ასოებით, როგორც ეს ნაჩვენებია ცხრილში:

n	1	2	3	4	5
შრე	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>	<i>N</i>	<i>O</i>
შრეზე ელექტრონების მაქსიმალური რიცხვი	2	8	18	32	50

n და l მოცემული მნიშვნელობების შესაბამისი ელექტრონების ერთობლიობა ქმნიან გარს. l კვანტური რიცხვის შესაბამის გარსში შეიძლება იმყოფებოდეს არა უმეტეს $2(2l+1)$ ელექტრონისა. გარსები აღინიშნება ლათინური ალფავიტის ასოებით, როგორც ეს ნაჩვენებია ცხრილში:

n	l				
	0	1	2	3	4
გარსი	<i>s</i>	<i>p</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>g</i>
გარსზე ელექტრონების მაქსიმალური რიცხვი	2	6	10	14	18

სიმბოლოს, რომელიც გვიჩვენებს ატომში შრეს, გარს და ელექტრონების რიცხვს უწოდებენ ატომის ელექტრონულ კონფიგურაციას. მაგალითად, $1s^2 2s^2 2p^6$ ნიშნავს, რომ $n=1$, $l=0$ მდგომარეობაში იმყოფება ორი ელექტრონი, $n=2$, $l=0$ აგრეთვე ორი ელექტრონი, ხოლო $n=2$, $l=1$ ექვსი ელექტრონი. ე.ი., ატომში შრეებისა და გარსების მიხედვით ელექტრონების განაწილება შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

შრე	n	გარსებზე ელექტრონების მაქსიმალური რიცხვი					შრეებზე ელექტრონების მთლიანი რიცხვი
		<i>s</i>	<i>p</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>g</i>	
<i>K</i>	1	2					2
<i>L</i>	2	2	6				8
<i>M</i>	3	2	6	10			18
<i>N</i>	4	2	6	10	14		32
<i>O</i>	5	2	6	10	14	18	50

გარსზე ელექტრონული მდგომარეობების შევსების თანმიმდევრობა განისაზღვრება ჰუნდის წესით: ჯერ, შეივსება m_l ($m_l = -l, -l+1, \dots, l-1, l$) კვანტური რიცხვის სხვადასხვა მნიშვნელობების შესაბამისი მდგომარეობა m_s ($m_s = \pm \frac{1}{2}$) კვანტური რიცხვის ერთი და იმავე მნიშვნელობისათვის ($m_s = +\frac{1}{2}$), ამის შემდეგ როცა ყველა $2l+1$ მდგომარეობა შეივსება, იწყება მათი შევსება საპირისპირო სპინის მქონე ელექტრონებით ($m_s = -\frac{1}{2}$). მაგალითად, p მდგომარეობაში ($l=1$) შეიძლება იმყოფებოდეს სულ $2(2l+1)=6$ ელექტრონი. ელექტრონული მდგომარეობების შევსება შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგნაირად:

$$\begin{pmatrix} m_l \\ m_s \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 1 \\ 1/2 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ 1/2 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} -1 \\ 1/2 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ -1/2 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ -1/2 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} -1 \\ -1/2 \end{pmatrix}$$

მაგრამ, რეალურ პერიოდული სისტემის შემთხვევაში ადგილი აქვს იდეალური სისტემის დარღვევას. რაც აიხსნება იმით, რომ იდეალური შემთხვევაში მიღებულია დაშვებები, ე.ი. განხილულია მარტივი შემთხვევები, კერძოდ ბირთვისა და ელექტრონის შორის ურთიერთქმედება აღიწერება მხოლოდ კულონური ურთიერთქმედებით. არ არის გათვალისწინებული ელექტრონებს შორის არსებული სხვადასხვა ურთიერთქმედებანი. განვიხილოთ რეალური პერიოდული სისტემის სტრუქტურული აგება. დავიწყოთ მარტივი შემთხვევით. დაუშვათ, რომ მოცემული გვაქვს ბირთვი რომელსაც გააჩნია $+e$ მუხტი და მას აზრობრივად უსასრულოდ ნელა მიუახლოვოთ ერთი ელექტრონი. ის დაიჭერს უმცირეს კვანტური რიცხვის ($n=1$) შესაბამის ენერგეტიკულ მდგომარეობას. შესაბამისი ორბიტალური კვანტური რიცხვი $l=0$, ხოლო მაგნიტური კვანტური რიცხვი $m_l=0$, ე.ი. ელექტრონი იქნება $1s$ მდგომარეობაში. ამ შემთხვევაში მიიღება წყალბადის ატომი (${}_1H^1$). მას შეიძლება გააჩნდეს ნებისმიერი ორიენტაცია, რაც შეიძლება გამოვსახოთ ნახაზზე შემდეგნაირად (ნახ. 33.1). გავზარდოთ ბირთვის მუხტი ერთი ერთეულით და კვლავ უსასრულოდ ნელა მიუახლოვოთ მეორე ელექტრონი. მიიღება ჰელიუმის ნეიტრალური ატომი (${}_2He^4$). მეორე ელექტრონი დაკავშირებული იქნება $1s$ მდგომარეობაში. რადგან პაულის პრინციპის თანახმად ამ მდგომარეობაში შეიძლება იმყოფებოდეს ორი ელექტრონი. წყალბადი და ჰელიუმი ქმნიან პერიოდული სისტემის პირველ პერიოდს. გავზარდოთ ბირთვის მუხტი ერთი ერთეულით და კვლავ უსასრულოდ ნელა მიუახლოვოთ მესამე ელექტრონი. მივიღ-

	m_l	-2	-1	0	1	2	l
M - შრე	p - ბარსი	↑↑	↑↑	↑↑	↑↑	↑↑	2
n=3	s - ბარსი		↑↑	↑↑	↑↑		0
L - შრე	p - ბარსი		↑↑	↑↑	↑↑		1
n=2	s - ბარსი			↑↑			0
K - შრე	s - ბარსი			↑↑			0
n=1				↑↑			0

ნახ. 33.1.

ებთ ლითიუმის ატომს (${}_3Li^7$). ეს მესამე ელექტრონი არ შეიძლება იყოს დაკავშირებული $1s$ მდგომარეობაში, რადგან K შრეზე ($n=1$) შეიძლება იმყოფებოდეს მხოლოდ ორი ელექტრონი. უახლოესი ენერგეტიკული შესაძლო მდგომარეობაა $2s$ ($n=2, l=1$). ლითიუმის სავალენტო ელექტრონი დაკავშირებული იქნება სწორედ ამ მდგომარეობაში. ის შეავსებს L შრის ($n=2$) s გარსს. მიიღება ტუტე ლითონი. მეოთხე ელექტრონი განლაგდება აგრეთვე $2s$ მდგომარეობაში. მიიღება ბერილიუმი (${}_4Be^4$). მაგრამ ბორის (${}_5B^{10}$) მეხუთე ელექტრონი არ შეიძლება იყოს დაკავშირებული ამ მდგომარეობაში, რადგან ის მთლიანად შევსებულია. ამიტომ, ბორით იწყება $2p$ გარსის შევსება. რის შედეგადაც მიიღება ელემენტები ${}_6C, {}_7N, {}_8O, {}_9F, {}_{10}Ne$. $2p$ გარსის შევსება მთავრდება კეთილშობილური აირით ${}_{10}Ne$. ნეონის ატომის ელექტრონული კონფიგურაცია შეიძლება გამოვსახოთ შემდეგნაირად $1s^2 2s^2 2p^6$. ასე მიიღება პერიოდული სისტემის მეორე პერიოდი, რომელიც შედგება რვა ელემენტისაგან.

შემდეგ დაწყებული ტუტე ელემენტით ნატრიუმით ${}_{11}Na$, იწყება M შრის ($n=3$) შევსება არგონამდე ${}_{18}Ar$. რითაც მთავრდება $3p$ გარსის შევსება. შედეგად მიიღება პერიოდული სისტემის მესამე პერიოდი, რომელიც შედგება აგრეთვე რვა ელემენტისაგან.

იდეალური სქემის თანახმად კალიუმის ${}_{19}K$ მეცხრამეტე ელექტრონი უნდა იყოს დაკავშირებული $3d$ მდგომარეობაში. მაგრამ ეს წინააღმდეგობაშია ქიმიურ და სპექტროსკოპიულ მონაცემებთან. ქიმიური თვალსაზრისით კალიუმს, როგორც ტუტე ლითონს, ნატრიუმის და ლითიუმის ანალოგიურად უნდა გააჩნდეს სავალენტო ელექტრონი $4s$ მდგომარეობაში. ამიტომ კალიუმის მეცხრამეტე ელექტრონი დაკავშირებულია სინამდვილეში $4s$ და არა $3d$ მდგომარეობაში. კალციუმის ${}_{20}Ca$ მეოცე ელექტრონი აგრეთვე დაკავშირებულია $4s$ მდგომარეობაში. მხოლოდ სკანდიუმით ${}_{21}Sc$ იწყება $3d$ გარსის ნორმალური შევსება. გარსების ნორმალური შევსების ანალოგიურ დარღვევას აქვს ადგილი რუბიდიუმის შემთხვევაში ${}_{37}Rb$. მისი ოცდამეჩვიდმეტე ელექტრონი დაკავშირებულია არა $4d$ მდგომარეობაში არამედ $5s$ მდგომარეობაში, რაც კვლავ გამართლებულია როგორც ქიმიური ისე სპექტროსკოპიული თვალსაზრისით. სტრონციუმის ${}_{38}Sr$ ოცდამეცხრ-

ამეტე ელექტრონი დაკავშირებულია აგრეთვე 5s მდგომარეობაში. მაგრამ ოცდამეცხრამეტე ელემენტიდან ${}_{39}Y$ დაწყებული ორმოცდამეექვსე ელემენტის ${}_{46}Pd$ ჩათვლით მიმდინარეობს 4d გარსის ნორმალური შევსება.

პერიოდული სისტემის ყოველი პერიოდი იწყება ტუტე ლითონით, რომელთა ელექტრონულ კონფიგურაციას გააჩნია მხოლოდ გარე სავალენტო s ელექტრონი. ყველა ელემენტიდან, ტუტე ელემენტების ატომებს გააჩნიათ უმცირესი იონიზაციის პოტენციალი. ამიტომ ეს ატომები ადვილად გასცემენ გარე s ელექტრონებს და მიუერთდებიან სხვა ელემენტების ატომებს. ამით აიხსნება ტუტე ლითონების დიდი აქტიურობა.

ყოველი პერიოდი მთავრდება კეთილშობილი აირების ატომებით: *He, Ne, Ar, Kr, Xe, Rn*. ამ ატომების (*He* გამოკლებით) გარე s-p- გარსი შედგება რვა ელექტრონისაგან, რომლებიც ქმნიან მჭიდროდ დაკავშირებულ სისტემას. ამიტომ მათ გააჩნიათ მაქსიმალური იონიზაციის პოტენციალი. ამით აიხსნება მათი ქიმიური პასიურობა- ისინი არ შედიან ქიმიურ რეაქციაში სხვა ატომებთან. პირიქით პერიოდული სისტემის მეზობელი მე-7 ჯგუფის ელემენტები: *F, Cl, Br, I*- ქიმიურად ძალიან აქტიურებია, რადგან მათი გარე s-p- გარსი შედგება შვიდი ელექტრონისაგან და შეიძლება ადვილად მიიერთონ ელექტრონი. პერიოდული სისტემის ყოველი ნახევარი პერიოდი მთავრდება ე.წ. გარდამავალი ელემენტებით: (რკინა, კობალტი, ნიკელი), (რუთენიუმი, როდიუმი, პალადიუმი), (ოსმიუმი, ირიდიუმი, პლატინა).

განსაკუთრებულ ყურადღებას იმსახურებს ე.წ. იშვიათმიწა ელემენტები ($z = 58-71$) ანუ ლანთანოიდები. მათში ხდება ჯერ შიგა 4f გარსების შევსება. რადგან გარე გარსები რჩება პრაქტიკულად უცვლელი, ამიტომ ყველა იშვიათმიწა ელემენტს გააჩნია ერთნაირი ქიმიური თვისებები.

ლანთანოიდების ანალოგიური თვისებები გააჩნიათ აქტინოიდებს. ასე უწოდებენ 14 ელემენტს (თორიუმიდან ლორენსიუმის ჩათვლით), რომელთა უმრავლესობა მიღებულია ხელოვნურად. მათში ხდება ჯერ შიგა 5f გარსების შევსება, მაშინ როცა გარე სავალენტო გარსები რჩება უცვლელი, ამიტომ ისევე როგორც ლანთანოიდებს, აქტინოიდებსაც გააჩნიათ ერთნაირი ქიმიური თვისებები.

ცხრილი

z		K		L			M			N				O			P		Q
		1s	2s 2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	6s	6p	6d	7s	
1	H	1																	
2	He	2																	
3	Li	2	1																
4	Be	2	2																
5	B	2	2	1															
6	C	2	2	2															
7	N	2	2	3															
8	O	2	2	4															
9	F	2	2	5															
10	Ne	2	2	6															
11	Na	2	2	6	1														
12	Mg	2	2	6	2														
13	Al	2	2	6	2	1													
14	Si	2	2	6	2	2													
15	P	2	2	6	2	3													
16	S	2	2	6	2	4													
17	Cl	2	2	6	2	5													
18	Ar	2	2	6	2	6													
19	K	2	2	6	2	6				1									
20	Ca	2	2	6	2	6				2									
21	Sc	2	2	6	2	6	1			2									
22	Ti	2	2	6	2	6	2			2									
23	V	2	2	6	2	6	3			2									
24	Cr	2	2	6	2	6	5			1									
25	Mn	2	2	6	2	6	5			2									
26	Fe	2	2	6	2	6	6			2									
27	Co	2	2	6	2	6	7			2									
28	Ni	2	2	6	2	6	8			2									
29	Cu	2	2	6	2	6	10			1									
30	Zn	2	2	6	2	6	10			2									
31	Ga	2	2	6	2	6	10			2	1								
32	Ge	2	2	6	2	6	10			2	2								
33	As	2	2	6	2	6	10			2	3								
34	Se	2	2	6	2	6	10			2	4								
35	Br	2	6		2	6	10			2	5								

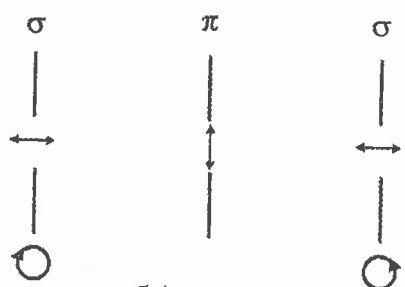
გაგრძელება.

z		K	L	M	N	O	P	Q
		1s	2s 2p	3s 3p 3d	4s 4p 4d 4f	5s 5p 5d 5f	6s 6p 6d	7s
36	Kr	2	2 6	2 6 10	2 6			
37	Rb	22	2 6	2 6 10	2 6	1		
38	Sr	22	2 6	2 6 10	2 6	2		
39	Y	22	2 6	2 6 10	2 6 1	2		
40	Zr	2	2 6	2 6 10	2 6 2	2		
41	Nb	2	2 6	2 6 10	2 6 4	1		
42	Mo	2	2 6	2 6 10	2 6 5	1		
43	Tc	2	2 6	2 6 10	2 6 5	2		
44	Ru	2	2 6	2 6 10	2 6 7	1		
45	Rh	2	2 6	2 6 10	2 6 8	1		
46	Pd	2	2 6	2 6 10	2 6 10			
47	Ag	2	2 6	2 6 10	2 6 10	1		
48	Cd	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2		
49	In	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 1		
50	Sn	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 2		
51	Sb	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 3		
52	Te	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 4		
53	J	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 5		
54	Xe	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 6		
55	Cs	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 6	1	
56	Ba	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 6	2	
57	La	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 6 1	2	
58	Ce	2	2 6	2 6 10	2 6 10 2	2 6	2	
59	Pr	2	2 6	2 6 10	2 6 10 3	2 6	2	
60	Nd	2	2 6	2 6 10	2 6 10 4	2 6	2	
61	Pm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 5	2 6	2	
62	Sm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 6	2 6	2	
63	Eu	22	2 6	2 6 10	2 6 10 7	2 6	2	
64	Gd	2	2 6	2 6 10	2 6 10 7	2 6 1	2	
65	Tb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 9	2 6	2	
66	Dy	2	2 6	2 6 10	2 6 10 10	2 6	2	
67	Ho		2 6	2 6 10	2 6 10 11	2 6	2	
68	Er		2 6	2 6 10	2 6 10 12	2 6	2	
69	Tu		2 6	2 6 10	2 6 10 13	2 6	2	
70	Yb		2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6	2	

გაგრძელება.

z		K	L	M	N	O	P	Q
		1s	2s 2p	3s 3p 3d	4s 4p 4d 4f	5s 5p 5d 5f	6s 6p 6d	7s
71	Lu	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 1	2	
72	Hf	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 2	2	
73	Ta	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 3	2	
74	W	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 4	2	
75	Re	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 5	2	
76	Os	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 6	2	
77	Ir	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 7	2	
78	Pt	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 9	1	
79	Au	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	1	
80	Hg	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2	
81	Tl	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 1	
82	Pb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 2	
83	Bi	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 3	
84	Po	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 4	
85	At	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 5	
86	Rn	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6	
87	Fr	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6	1
88	Ra	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6	2
89	Ac	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6 1	2
90	Th	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6 2	2
91	Pa	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 2	2 6 1	2
92	U	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 3	2 6 1	2
93	Np	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 4	2 6 1	2
94	Pu	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 5	2 6 1	2
95	Am	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 6	2 6 1	2
96	Cm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 7	2 6 1	2
97	Bk	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 8	2 6 1	2
98	Cf	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 10	2 6	2
99	Es	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 11	2 6	2
100	Fm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 12	2 6	2
101	Md	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 13	2 6	2
102	No	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6	2
103	Lr	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6 1	2
104	Ku							
105	Ns							

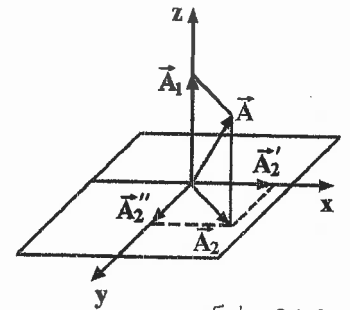
თუ სინათლის წყაროს მოვითავსებთ მაგნიტის პოლუსებს შორის, ვნახავთ რომ სპექტრალური ხაზები გაიხლიჩება რამოდენიმე ხაზად. ეს მოვლენა აღმოჩენილი იქნა 1896წ. პოლანდიელი მეცნიერის ზეემანის (1865-1934) მიერ და ცნობილია ზეემანის ეფექტის სახელით. დღეისათვის ზეემანის ეფექტი ეწოდება გარეშე მაგნიტურ ველში სპექტრალური ხაზების და ენერჯიის დონეების გახლეჩას. ზეემანის ეფექტმა მნიშვნელოვანი როლი ითამაშა თავის დროზე ატომის აგებულების შესწავლის და ატომური თეორიის განვითარების საქმეში. დღეისათვის ზეემანის ეფექტი წარმოადგენს ატომში ელექტრონების ენერგეტიკული დონეების შესწავლის ერთ-ერთ მეთოდს. განასხვავებენ ზეემანის მარტივ (ან ნორმალურ ეფექტს) და ზეემანის რთულ (ან ანორმალურ ეფექტს). ზეემანის მარტივი ეფექტი მდგომარეობს იმაში, რომ თუ სინათლის წყაროს მოვითავსებთ მაგნიტის პოლუსებს შორის v_0 სიხშირის სპექტრალური ხაზი გაიხლიჩება 3 ან 2 კომპონენტად. თუ სინათლის წყაროს გამოსხივება ვრცელდება მაგნიტური ველის დაძაბულობის ვექტორის პერპენდიკულარული მიმართულებით ამ შემთხვევაში სპექტრალური ხაზები იხლიჩება v_{+1} , v_0 და v_{-1} კომპონენტებად. ამასთან ყველა სამივე კომპონენტი წრფივად პოლარიზებულია (ნახ. 34.1). ამ ხაზების v_0 შუა კომპონენტის (რო-



ნახ. 34.1.

მელსაც π კომპონენტს უწოდებენ) ელექტრული ვექტორის რხევა წარმოებს მაგნიტური ველის დაძაბულობის ვექტორის მიმართულებით. ხოლო v_{+1} და v_{-1} კიდურა კომპონენტის (რომლებსაც σ კომპონენტებს უწოდებენ) ელექტრული ვექტორის რხევა წარმოებს მაგნიტური ველის დაძაბულობის ვექტორის პერპენდიკულარული მიმართულებით. თუ სინათლის წყაროს გამოსხივება ვრცელდება მაგნიტური ველის მიმართულებით v_0 ხაზი ქრება, ხოლო კიდურა ხაზები v_{+1} და v_{-1} აღმოჩნდებიან წრიულად პოლარიზებული ურთიერთსაპირისპირო მიმართულების ბრუნვით (ნახ. 34.1).

აღნიშნული ეფექტის ახსნა თავის დროზე მოგვცა ზეემანმა კლასიკური ელექტრონული თეორიის საფუძველზე. განვიხილოთ ერთელექტრონიანი ატომი. კლასიკური თეორიის თვალსაზრისით ატომის მიერ v_0 სიხშირის ელექტრომაგნიტური ტალღების გამოსხივება ხდება ატომში ამავე სიხშირის პარმონიულად მერხვევი ელექტრონის მიერ. ამ თეორიის თანახმად ატომში ელექტრონის რხევა \vec{A} , როცა ატომი იმყოფება გარეშე მაგნიტურ ველში, შეიძლება დავშალოთ ორ რხევად, ერთია, \vec{A}_1 მაგნიტური ველის დაძაბულობის მიმართულებით, ხოლო, მეორე \vec{A}_2 მის პერპენდიკულარული მიმართულებით (ნახ. 34.2). თავის მხრივ \vec{A}_2 რხევა შეიძლება წარმოვადგინოთ ორ \vec{A}'_1 და \vec{A}''_2 რხევად, რომლებიც პოლარიზებულია ურთიერთსაპირისპირო მიმართულების ბრუნვით. ეს ბრუნვა წარმოებს ლარმორის პრეცესიის სიხში-



ნახ. 34.2.

რით $v_L = \frac{eB}{mc}$. ლარმორის პრეცესიის მიმართულებით ბრუნვით წრიული რხვისათვის ელექტრონის სიხშირე ტოლი იქნება $v_0 + v_L$, ხოლო საპირისპირო მიმართულებით კი $v_0 - v_L$. მაგნიტური ველის გასწვრივ წრფივად პოლარიზებული რხევა \vec{A}_1 , არ გამოსხივებს, რადგან, როგორც ცნობილია წრფივი ოსცილატორი თავისი ღერძის გასწვრივ არ გამოსხივებს. ამიტომ ზეემანის გრძივ ეფექტში დაიკვირვება მხოლოდ ორი რხევა, რომლებიც წრიულად პოლარიზებულია და წანაცვლებულია თავდაპირველი v_0 სიხშირისადმი,

$$\Delta v_0 = v_L \pm \frac{eB}{mc}$$

სიდიდით. მაგნიტური ველის პერპენდიკულარული მიმართულებით გამოსხივებისას (ზეემანის განივი ეფექტი) სამივე რხევა გვაძლევს v_0 და $v_0 \pm v_L = v_0 \pm \frac{eB}{mc}$ სიხშირის წრიულად პოლარიზებულ გამოსხივებას.

ზეემანის ეფექტის კვანტურმექანიკური თეორიის თანახმად,

$\vec{\mu}$ მაგნიტური მომენტის ატომი \vec{B} ინდუქციის გარეშე მაგნიტურ ველში შეიძენს დამატებით ენერჯიას, რომლის სიდიდე

$$\Delta E = -(\vec{\mu}\vec{B}) = -\mu_B \cos(\vec{\mu}\vec{B}) = -\mu_z B \quad (34.1)$$

სადაც, μ_z მაგნიტური მომენტის პროექციაა მაგნიტური ველის z მიმართულებაზე,

$$\mu_z = -\frac{e}{2mc} L_{Jz} = -\frac{e\hbar}{2mc} m_J = -\mu_B m_J g$$

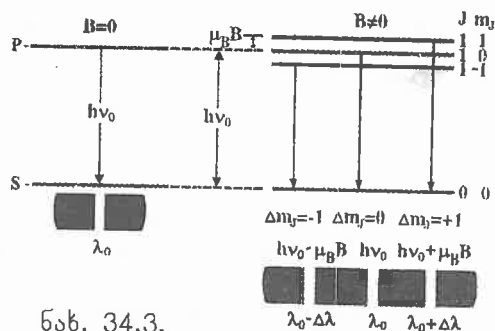
სადაც, m_J მაგნიტური კვანტური რიცხვია. ამრიგად, მაგნიტურ ველში ატომის მიერ მიერ შეძენილი ენერჯია:

$$\Delta E = \mu_B m_J g B \quad (34.2) \quad (m_J = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm J)$$

(34.2) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ $2S+1 L_J$ თერმის შესაბამისი ენერგეტიკული დონე გაიხლიჩება $2J+1$ თანაბრად დაშორებულ ქვედონეებად, ამასთან გახლეჩის სიდიდე დამოკიდებულია ლანდეს მამრავლზე, ე.ი. L, S და J კვანტურ რიცხვებზე.

ჯერ განვიხილოთ სპექტრალური ხაზების ზეემანის გახლეჩა $L=1$ და $L=0$ მდგომარეობებს შორის გადასვლისას (ე.ი. $P \rightarrow S$ გადასვლა). ასეთი შემთხვევისათვის $J=L$, $m_J = m_L$ და $g=1$. ცხადია, რომ ამ შემთხვევაში (34.2) ფორმულა მიიღებს შემდეგ სახეს: $\Delta E = \mu_B m_J B$ ($m_J = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm L$).

ნახაზზე (ნახ. 34.3) ნაჩვენებია ენერჯიის დონე-თა და სპექტრალური ხაზების გახლეჩა $P \rightarrow S$ გადასვლისათვის. როცა მაგნიტური ველი ნულის ტოლია, ამ შემთხვევაში გვაქვს ν_0 სი-



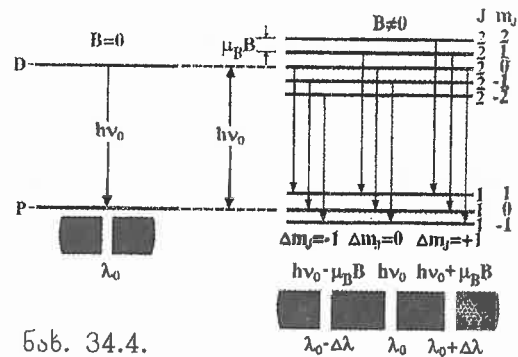
ნახ. 34.3.

ხშირის ($\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$ ტალღის სიგრძის) ერთი ხაზი. რო-

ცა მაგნიტური ველი განსხვავებულია ნულისაგან, ამ შემთხვევაში ν_0 ხაზის გარდა ჩნდება მის მიმართ სიმეტრიულად განლაგებული

$\nu_0 + \Delta\nu$ ($\lambda + \Delta\lambda$) და $\nu_0 - \Delta\nu$ ($\lambda_0 - \Delta\lambda$) სიხშირის ორი ხაზი.

ნახაზზე (ნახ. 34.2) ნაჩვენებია ანალოგიური სქემა უფრო რთული შემთხვევისათვის, $D \rightarrow P$ გადასვლისათვის. ერთი შეხედვით შეიძლება მოგვეჩვენოს, რომ ამ შემთხვევაში თავდაპირველი ხაზი უნდა გაიხლიჩოს შვიდ კომპონენტად, მაგრამ სინამდვილეში ისევე როგორც წინა შემთხვევაში მიიღება სამი კომპონენტი: ν_0 (λ_0) სიხშირის ხაზი და მის მიმართ სიმეტრიულად განლაგებული $\nu_0 + \Delta\nu$ ($\lambda + \Delta\lambda$) და $\nu_0 - \Delta\nu$ ($\lambda_0 - \Delta\lambda$) სიხშირის ორი ხაზი. რაც იმით აიხსნება, რომ m_J მაგნიტური კვანტური რიცხვებისათვის სამართლიანია შერჩევის წესი, რომლის თანახმადაც შესაძლებელია მხოლოდ ისეთი გადასვლები, რომელთათვისაც სრულდება პირობა: $\Delta m_J = 0$ ან ± 1 . რის გამოც შესაძლებელია მხოლოდ ნახაზზე (ნახ. 34.4) ნაჩვენები გადასვლები.



ნახ. 34.4.

განხილულ შემთხვევაში მიღებული კომპონენტების წანაცვლება $\Delta\nu$, ცნობილია როგორც ნორმალური (ანუ ლორენცის) წანაცვლებით.

სუსტ მაგნიტურ ველში ადგილი აქვს ზეემანის რთულ ეფექტს. სპექტრალური ხაზები გაიხლიჩება მრავალ კომპონენტად, რომლებიც თავიანთი პოლარიზაციით მიეკუთვნებიან ან π -კომპონენტს ან σ -კომპონენტს. ზეემანის რთული ეფექტი აიხსნება დონეების გახლეჩის სიდიდის g ლანდეს მამრავლზე დამოკიდებულებით, ანუ ელექტრონის სპინის არსებობით.

ატომში ელექტრონის ენერჯია რაღაც 1 მდგომარეობაში, როცა მაგნიტური ველი ნულის ტოლია, აღვნიშნოთ E_1 , ხოლო m_{J1} ამ მდგომარეობის შესაბამისი მაგნიტურ კვანტურ რიცხვი. ხოლო 2 უფრო მაღალი ენერგეტიკული მდგომარეობის შესაბამის სიდიდეები ავღნიშნოთ E_2 და m_{J2} . მაშინ, მაგნიტურ ველში ელექტრონის სრული ენერჯია 1 მდგომარეობაში ტოლი იქნება:

$$E'_1 = E_1 + m_{J1} \mu_B g B$$

ხოლო, 2 მდგომარეობაში კი

$$E'_2 = E_2 + m_{J2} \mu_B g B$$

მაშინ, 1 და 2 მდგომარეობებს შორის გადასვლებისას გამოსხივებული სიხშირე:

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{E'_2 - E'_1}{h} = \frac{E_2 - E_1}{h} + (m_{J2} - m_{J1}) \frac{\mu_B g B}{h} = \\ &= \nu_0 + (m_{J2} - m_{J1}) \frac{\mu_B g B}{h} \end{aligned}$$

სადაც, ν_0 არის სპექტრალური ხაზის სიხშირე, როცა მაგნიტური ველი ნულის ტოლია.

როცა $g_1 = g_2 = 1$, მაგნიტური კვანტური რიცხვისათვის შერჩევის წესის თანახმად: $\Delta m_J = 0$ ან ± 1 . ამიტომ ზეემანის ნორმალურ ტრიპლეტს გააჩნია მნიშვნელობები:

$$\nu_{+1} = \nu_0 + \frac{\mu_B g B}{h}, \nu_0 \text{ და } \nu_{-1} = \nu_0 - \frac{\mu_B g B}{h}$$

რომელიც კარგ თანხმობაშია ცდებით მიღებულ შედეგებთან.

მაგნიტური ველის გაზრდისას ორბიტალურ და სპინურ მომენტებს ურთიერთქმედება მცირდება თითოეული მათგანის გარეშე ველთან ურთიერთქმედებასთან შედარებით. ამასთან, სპექტრალური ხაზების გახლეჩა იზრდება და მეზობელი სპექტრალური იწყებენ თანდათანობით შერწყმას. ძლიერ მაგნიტურ ველში ყველა კომპონენტიდან დარჩება სამი (განივი) ან ორი (გრძივი) ხაზი ზეემანის ნორმალური ეფექტისათვის. მაგნიტური ველის გაზრდისას ზეემანის ანომალური ეფექტიდან ნორმალურ ეფექტზე გადასვლას პაუნ-ბაკის ეფექტი ეწოდება.

გარეშე ელექტრულ ველში ატომების, მოლეკულების და კრისტალების ენერგეტიკული დონეების და სპექტრალური ხაზების გახლეჩას შტარკის ეფექტი ეწოდება, რომელიც აღმოჩენილი იქნა გერმანელი ფიზიკოსის შტარკის (1874-1957) მიერ 1913წ.

შტარკის ეფექტი განისაზღვრება ატომის ელექტრული დიპოლური მომენტის არსებობით. როცა $\vec{p} \neq 0$, \vec{E} ელექტრულ ველში ატომი შეიძენს დამატებით $(-\vec{p}\vec{E})$ ენერგიას. სპექტრალური ხაზების გახლეჩა აგრეთვე პროპორციულია ელექტრული ველის პირველი ხარისხის, და ამიტომ აღნიშნული ეფექტი ცნობილია შტარკის წრფივი ეფექტის სახელით. როცა $\vec{p} = 0$, ელექტრულ ველში აღიძვრება მხოლოდ ინდუცირებული დიპოლური მომენტი $\vec{p} = \beta \vec{E}$, სადაც β ატომის პოლარიზებულობაა, რომელიც გამოითვლება კვანტური თეორიის მეთოდებით. ელექტრული ველის 0- და \vec{E} -მდე გაზრდისას, ატომის ელექტრული დიპოლური მომენტი აგრეთვე გაიზრდება 0- და \vec{p} -მდე. ამასთან, ელექტრულ ველში ატომის პოტენციალურ ენერგიის გაზრდისას შესრულებული მუშაობა $(\vec{p}\vec{E})/2 = \beta E^2/2$. სპექტრალური ხაზების გახლეჩაც პროპორციულია E^2 . ამ შემთხვევაში შტარკის ეფექტს ეწოდება კვადრატული.

ნივთიერების მიერ ცვლადი ელექტრომაგნიტური ველის ენერგიის შერჩევით შთანთქმას მაგნიტური რეზონანსი ეწოდება. ეს მოვლენა დაკავშირებულია მუდმივი მაგნიტური ველის მოქმედებით ზეემანის ერთი და იმავე დონის ქვედონეებს შორის იძულებით გადასვლებთან. თუ ნაწილაკთა მაგნიტური და მექანიკური მომენტები განპირობებულია ელექტრონებით და ატომთა ელექტრონული გარსებით, ასეთ შემთხვევაში მაგნიტურ რეზონანსს უწოდებენ ელექტრონულ პარამაგნიტურ რეზონანსს, ხოლო თუ ატომის ბირთვებით, მაშინ მას უწოდებენ ბირთვულ მაგნიტურ რეზონანსს. მაგნიტური რეზონანსი ფართოდ გამოიყენება ატომებისა და ატომის ბირთვების მაგნიტური მომენტების განსასაზღვრავად, ნივთიერებათა აგებულებისა და თვისებების შესწავლის თანამედროვე მეთოდებში.

§35. ნივთიერების მაგნიტური თვისებები

ნივთიერებათა მაგნიტური თვისებები განისაზღვრება შემადგენელი ელემენტარული ნაწილაკების (ძირითადად ელექტრონების) მაგნიტიზმის ბუნებით, რადგან მათი მაგნიტური მომენტი გაცილებით აღემატება ატომის ბირთვის მაგნიტურ მომენტს.

დიამაგნეტიზმი. ლარმორის პრეცესიის შედეგად ატომში ყოველი ელექტრონის ქმნის წრიულ დენს. ცხადია, რომ მათ მიერ წარმო-

ქმნილი მაგნიტური ველის ინდუქცია და შესაბამისად ნივთიერების შემადგენელი ატომების (მოლეკულების) მაგნიტური ველები იკრიბება და ქმნიან ნივთიერების საკუთარ მაგნიტურ ველს, რომელიც მიმართულია გარეშე ველის საპირისპიროდ. აღნიშნული ეფექტი ცნობილია როგორც დიამაგნიტური ეფექტი, ხოლო ნივთიერება, რომელიც დამაგნიტდება გარეშე მაგნიტურ ველში, ველის მიმართულების საპირისპიროდ დიამაგნიტური ნივთიერება ეწოდება. როცა გარეშე მაგნიტური ველი ნულის ტოლია, ელექტრონების მაგნიტური მომენტები ურთიერთაკომპენსირებენ და ატომის ჯამური მაგნიტური მომენტი ნულის ტოლია. შესაბამისად, ნივთიერების დამაგნიტებულობა იქნება ნულის ტოლი და ნივთიერებას მაგნიტური მომენტი არ გააჩნია. დიამაგნიტური ნივთიერების დამაგნიტებულობა:

$$M = \chi_a H \quad (35.1)$$

სადაც $\chi_a = -\frac{Nze^2 a^2}{6mc^2}$ დიამაგნიტური ამთვისებლობაა, რომელიც

ცნობილია როგორც ლანჟევენის ფორმულა. დიამაგნიტიკების მაგნიტური ამთვისებლობა $\chi_a < 0$, რაც ნიშნავს, რომ \vec{M} და \vec{H} ვექტორები ურთიერთსაპირისპიროდაა მიმართული.

პარამაგნიტიზმი. დიამაგნიტიკებისაგან განსხვავებით, არსებობენ ნივთიერებები რომელთა ელექტრონების მაგნიტური მომენტები, როცა გარეშე მაგნიტური ველი ნულის ტოლია არ აკომპენსირებენ ერთმანეთს და ატომებს (მოლეკულებს) ყოველთვის გააჩნიათ მაგნიტური მომენტი. მაგრამ სითბური მოძრაობის გამო, მათი მაგნიტური მომენტები ორიენტირებულია მოუწესრიგებლად, ამიტომ ასეთ ნივთიერებებს მაგნიტური თვისებები არ გააჩნიათ. ასეთ ნივთიერებებს თუ მოვათავსებთ გარეშე მაგნიტურ ველში, ატომების მაგნიტური მომენტები განლაგდება მოუწესრიგებულად ველის მიმართულებით (სრულ ორიენტაციას ეწინააღმდეგება ატომების ს. თბური მოძრაობა). ამ ეფექტს პარამაგნიტური ეფექტი ეწოდება, ხოლო ასეთ ნივთიერებებს პარამაგნიტური.

პარამაგნიტური ნივთიერების მაგნიტური ატომების სითბური მოძრაობის ენერგია ოთახის ტემპერატურაზე ტოლია:

$$kT = 1.38 \cdot 10^{-16} \cdot 300 = 4.1 \cdot 10^{-14} \text{ ერგი}$$

ბორის მაგნიტონის ტოლი მაგნიტური ატომი 10^6 ა/მ ($1.26 \cdot 10^4$ ერსტედი) დაძაბულობის მაგნიტურ ველში (რომელიც მიიღება ჩვეულებრივ ელექტრომაგნიტებში), შეიძენს პოტენციურ ენერგიას:

$$\mu_B \cdot H = 9.27 \cdot 10^{-21} \cdot 1.26 \cdot 10^4 = 1.2 \cdot 10^{-16} \text{ ერგი}$$

ეს ენერგია ≈ 300 -ჯერ ნაკლებია $kT = 4.1 \cdot 10^{-14}$ ერგი სითბური მოძრაობის ენერგიაზე, ამიტომ ასეთი ველები ახდენენ სუსტ გავლენას მოუწესრიგებელ სითბური მოძრაობაში მყოფ მაგნიტურ ატომებზე.

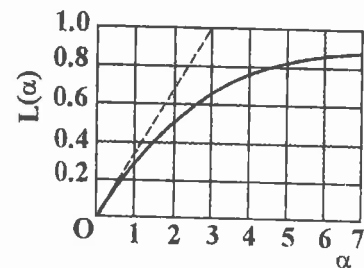
დაუშვათ, რომ რაიმე ნივთიერების ერთეულოვანი მოცულობა შეიცავს N მაგნიტურ ატომს, რომელთაგან თითოეულს გააჩნია μ_B მაგნიტური მომენტი. პარამაგნიტური ნივთიერების დამაგნიტებულობა:

$$M = N\mu_B L(\alpha) \quad (35.2)$$

სადაც,

$$\alpha = \frac{\mu_B H}{k_B T} \quad (35.3)$$

$$L(\alpha) = \text{cth}\alpha - \frac{1}{\alpha} \quad (35.4)$$



ნახ. 35.1.

ლანჟევენის ფუნქცია, რომლის გრაფიკი ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 35.1). როცა $\alpha \rightarrow \infty$, მაშინ $\text{cth}\alpha \rightarrow 1$ და $\frac{1}{\alpha} \rightarrow 0$. ამიტომ (35.4) თანახმად:

$$L(\alpha)|_{\alpha \rightarrow \infty} = 1 \quad (35.5)$$

ე.ი. როცა $H \rightarrow \infty$, როგორც ეს გამომდინარეობს (34.4) გამოსახულებიდან $M \rightarrow N\mu_B$, რაც გვიჩვენებს, რომ ძლიერ მაგნიტურ ველებში ყველა მაგნიტური მომენტი განლაგდება ველის გასწვრივ ერთმანეთის პარალელურად. მაგრამ, ასეთი მდგომარეობის განხორციელება შესაძლებელია მხოლოდ დაბალი ტემპერატურების-

ას და ზემალაღი ველეების შემთხვევაში. 10^6 ა/მ $\approx 1.26 \cdot 10^4$ ერს-ტედი ველისა და ოთახის ტემპერატურისას:

$$\alpha = \frac{\mu_B H}{k_B T} = \frac{9.27 \cdot 10^{-21} 1.26 \cdot 10^4}{1.38 \cdot 10^{-16} 300} = 0.003$$

რაც, როგორც ნახაზიდან (ნახ. 35.1) ჩანს შეესაბამება ლანჟევენის ფუნქციის წრფივ უბანს კოორდინატთა სათავის მახლობლად.

როცა $\alpha \ll 1$, მაშინ $\text{cth} \alpha \approx \frac{1}{\alpha} + \frac{\alpha}{3}$, ამიტომ (35.4) თანახმად გვექნება:

$$L_{\alpha \ll 1}(\alpha) \approx \frac{\alpha}{3} \quad (35.6)$$

რომლის (34.4) გამოსახულებაში გათვალისწინებით მივიღებთ:

$$M = \frac{N \mu_B^2}{3 k_B T} H = \chi_p H \quad (35.7)$$

სადაც,

$$\chi_p = \frac{N \mu_B^2}{3 k_B T} = \frac{C}{T} \quad (35.8)$$

პარამაგნიტური ამთვისებლობაა. ე.ი. χ_p პარამაგნიტური ამთვისებლობა აბსოლუტური ტემპერატურის უკუპროპორციულია, რომელიც დადგენილი იქნა კიურის მიერ 1895წ. $C = \frac{N \mu^2}{3 k_B}$ კიურის მუდმივას უწოდებენ.

$\chi_p > 0$, პარამაგნიტური ამთვისებლობის დადებითი ნიშანი მიგვითითებს იმაზე, რომ პარამაგნიტურ ნივთიერებებში მაგნიტური მომენტები მიმართულია გარეშე მაგნიტური ველის მიმართულებით.

ზემოთმოყვანილ გამოთვლებში იგულისხმებოდა, რომ ნაწილაკების მაგნიტური მომენტები შეიძლება ორიენტირებული იყოს სივრცეში ნებისმიერად B ვექტორის მიმართ. სინამდვილეში კი კვანტური თეორიის თანახმად მაგნიტურ მომენტებს შეიძლება გააჩნდეთ მხოლოდ გასაზღვრული ორინტაცია. ამიტომ, პარამაგნიტური

ნივთიერების დამაგნიტებულობა შეიძლება განვსაზღვროთ შემდეგნაირად:

$$M = N g \mu_B J B_J(\alpha), \quad \alpha = \frac{J g \mu_B H}{k_B T} \quad (35.9)$$

სადაც,

$$B_J(\alpha) = \frac{2J+1}{2J} \text{cth} \frac{2J+1}{2J} \alpha - \frac{1}{2J} \text{cth} \frac{\alpha}{2J} \quad (35.10)$$

ბრილუენის ფუნქციაა. როცა, $\alpha \ll 1$, $\text{cth} \alpha \approx \frac{1}{\alpha} + \frac{\alpha}{3}$, ამიტომ

$$B_J(\alpha) \approx \frac{\alpha}{3} \frac{J+1}{J} \quad (35.11)$$

რომლის (35.9) გამოსახულებაში გათვალისწინებით მივიღებთ:

$$M = \frac{N g^2 \mu_B^2 J(J+1)}{3 k_B T} H = \chi_p H \quad (35.12)$$

სადაც,

$$\chi_p = \frac{N g^2 \mu_B^2 J(J+1)}{3 k_B T} = \frac{C}{T} \quad (35.13)$$

პარამაგნიტური ამთვისებლობაა, ხოლო $C = \frac{N g^2 \mu_B^2 J(J+1)}{3 k_B}$. ე.ი.

როცა $\alpha \ll 1$ ლანჟევენის ფუნქციას და ბრილუენის ფუნქციას მივყავართ კიურის კანონამდე. ამასთან, (35.13) და (35.8) გამოსახულებების შედარებიდან ჩანს, რომ

$$\mu = g \mu_B \sqrt{J(J+1)} \quad (35.14)$$

რაც ემთხვევა ატომების მაგნიტური მომენტის აღრე მიღებულ (30.3) გამოსახულებას.

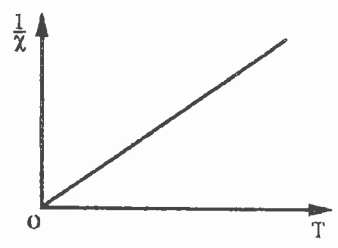
თუ ავაგებთ $\frac{1}{\chi}$ ტემპერატურაზე დამოკიდებულების გრაფიკს $\frac{1}{\chi}(T)$, მიიღება წრფე რომელიც გადის $T=0$ წერტილში, და რომლის დახრა განისაზღვრება (35.14) მაგნიტური მომენტის მნიშვნელობით (ნახ. 35.2). დამაგნიტებულობის ნაჯერობის სიდიდე, რომელიც მიიღწევა ძლიერ მაგნიტურ ველებში, ტოლია:

$$\mu_s = NgJ\mu_B$$

საიდანაც შეიძლება განვსაზღვროთ ერთ ატომზე მოსული მაგნიტური მომენტი:

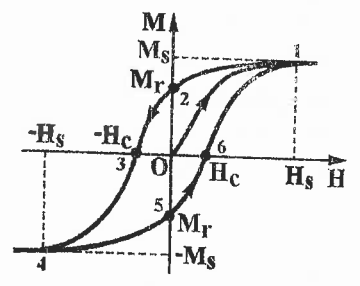
$$\mu_s = NgJ\mu_B$$

გარდა განხილული პარამაგნეტიზმისა ლითონებში ადგილი აქვს აგრეთვე პაულის პარამაგნეტიზმს, რომლის ამთვისებლობა არ არის დამოკიდებული ტემპერატურაზე. ფერომაგნეტიზმი. ნივთიერებებს, რომელთაც გააჩნიათ თავისთავადი დამაგნიტებულობა როცა გარეშე მაგნიტური ველი ნულის ტოლია ფერომაგნიტურ ნივთიერებებს (ან ძლიერ მაგნიტურ ნივთიერებებს) უწოდებენ. მათ მიეკუთვნებიან რკინა (მისგან წარმოსდგება სახელწოდება "ფერომაგნეტიზმი"), ნიკელი, გადოლინიუმი, მათი შენადნობები და შენაერთები. ფერომაგნიტებისათვის M დამაგნიტებულობის H მაგნიტურ ველზე დამოკიდებულებას გააჩნია ნახაზზე (ნახ. 35.3) ნაჩვენები სახე: H მაგნიტური ველის გაზრდისას M დამაგნიტებულობა ჯერ იზრდება სწრაფად, შემდეგ ნელა, და ბოლოს აღწევს მაგნიტურ M_s ნაჯერობას. H მაგნიტური ველის გაზრდისას, იზრდება ველის გასწვრივ მაგნიტური მომენტების ორიენტაცია. მაგრამ, ეს პროცესი იწყებს შენელებას, როცა, რაც უფრო მცირე, მოუწესრიგებელი მომენტი რჩება, და ბოლოს, როცა ყველა მომენტი იქნება ორიენტირებული ველის გასწვრივ, M შემდგომი გაზრდა შეწყდება და დადგება მაგნიტური ნაჯერობა.



ნახ. 35.2.

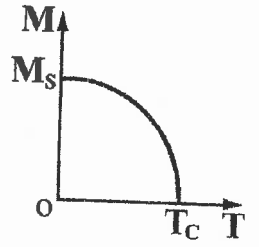
ფერომაგნეტიკების დამახასიათებელ თავისებურებას წარმოადგენს ის, რომ მათთვის M დამაგნიტებულობის H მაგნიტურ ველზე დამოკიდებულება განისაზღვრება ფერომაგნეტიკის დამაგნიტებულობის წინაპირობით. ეს მოვლენა ცნობილია მაგნიტური ჰისტერეზისის სახელით. თუ მაგნეტიკი დამაგნიტებულია ნაჯერობამდე (1 წერტილი) (ნახ. 35.3), ხოლო შემდგომ შევამცირებთ დამაგნიტებულ ველს H დაძაბულობას, ვნახავთ, რომ როგორც ცდები გვიჩვენებენ M შემცირება აღიწერება 1-2 მრუდით. როცა $H=0$, M განსხვავდება ნულისაგან, ე.ი. ფერომაგნეტიკში გვაქვს ნარჩენი დამაგნიტებულობა M_r ნარჩენი დამაგნიტებულობის არსებობასთან დაკავშირებულია მუდმივი მაგნიტების არსებობა. დამაგნიტებულობა ნულის ტოლი ხდება H_c ველის მოქმედებით, რომელსაც გააჩნია დამაგნიტებულობის გამომწვევი ველის საპირისპირო მიმართულება. H_c დაძაბულობას კოერციტიული ძალა ეწოდება.



ნახ. 35.3.

საპირისპირო ველის შემდგომი გაზრდისას ფერომაგნეტიკი განიცდის გადამაგნიტებას (3-4) მრუდი და $H=H_s$ აღწევს ნაჯერობას (4 წერტილი). შემდგომ ფერომაგნიტი შეიძლება კვლავ განვამაგნიტოთ (4-5-6) მრუდი, და კვლავ გადავამაგნიტოთ ნაჯერობამდე (6-1) მრუდი). შესაბამის მრუდს (1-2-3-4-5-6) ჰისტერეზისის მარყუჟს უწოდებენ.

ფერომაგნიტებს გააჩნიათ განსაზღვრული ტემპერატურა, რომელზედაც ის თავის მაგნიტურ თვისებებს კარგავს. ამ ტემპერატურას კიურის ტემპერატურას უწოდებენ (ნახ. 35.4). გათბობისას, კიურის ტემპერატურის ზევით ფერომაგნეტიკი გადაიქცევა ჩვეულებრივ პარამაგნეტიკად. ამ დროს ადგილი აქვს II გვარის ფაზურ გადასვლას.



ნახ. 35.4.

ფერომაგნეტიკის დამაგნიტებისას ადგილი აქვს მისი ხაზოვანი ზომების და მოცულობის ცვლილებას. ეს მოვლენა ცნობილია მაგნიტოსტრიქციის სახელით.

ფერომაგნეტიზმის თეორია დამუშავებული იქნა ფრანგი ფიზიკოსის პ. ვეისის (1865-1940წწ.). მიერ ამ თეორიის თანახმად ფერომაგნეტიზმის მთლიანი მოცულობა, რომელიც იმყოფება კიურის ტემპერატურის ქვემოთ, დაყოფილია მცირე არეებად- დომენებად, რომლებიც თავისთავად (სპონტანურად) დამაგნიტებულია ნაჯერობამდე. დომენების ხაზოვანი ზომები $10^{-3} \pm 10^{-2}$ სმ ზომის რიგისაა. როცა გარეშე მაგნიტური ველი ნულის ტოლია ცალკეული დომენების მაგნიტური მომენტები ორიენტირებულია ქაოსურად და აკომპენსირებს ერთმანეთს, ამიტომ ფერომაგნეტიკის ჯამური მაგნიტური მომენტი ნულის ტოლია და ფერომაგნეტიკი არ არის დამაგნიტებული. გარეშე მაგნიტური ველი ახდენს ველის გასწვრივ არა ცალკეული მაგნიტური მომენტების ორიენტაციას, არამედ, როგორც ამას აქვს ადგილი პარამაგნეტიკებში, არამედ მთლიანად, მთლიანი დომენების, რაც ხდება ორი პროცესის ხარჯზე: დომენების საზღვრების წანაცვლებით და დომენების მაგნიტური მომენტების ბრუნვით. გარეშე მაგნიტური ველის ნულამდე შემცირებისას ფერომაგნეტიკი ინარჩუნებს ნარჩენ დამაგნიტებულობას, რადგან სითბური მოძრაობა ვერ ახდენს ასეთი ძლიერი მაგნიტური მომენტების დეზორიენტაციას, როგორცაა დომენები.

ამჟამად დადგენილია, რომ ფერომაგნეტიკის მაგნიტური თვისებები განპირობებულია ელექტრონის სპინური მაგნიტური მომენტით. დადგენილია აგრეთვე, რომ ფერომაგნიტური თვისებები გააჩნიათ მხოლოდ კრისტალურ ნივთიერებებს, რომელთა ატომებს გააჩნიათ შეუვსებელი შიგა ელექტრონული გარსები არაკომპენსირებული სპინებით. ასეთ კრისტალებში წარმოიშობა ძალები, რომლებიც ახდენენ ელექტრონების სპინურ მაგნიტურ მომენტების ორიენტაციას ერთმანეთის პარალელურად, რაც იწვევს სპონტანურ დამაგნიტებულობის არეების გაჩენას. ამ ძალებს, რომელთაც გაცვლით ძალებს უწოდებენ, გააჩნიათ კვანტური ბუნება- ისინი გამოწვეულია ელექტრონების ტალღური თვისებებით.

ფერომაგნეტიკებში სპონტანური დამაგნიტებულობა პირველად ახსნილი იქნა ვეისის მიერ 1907წ. მან დაუშვა, რომ ფერომაგნეტიკის შიგნით მოქმედებს მოლეკულური ველი, რომლის მოქმედება: თავც ყველა სპინი ორიენტირებულია პარალელურად. ვეისის თანახმად ფერომაგნეტიკში ატომის მაგნიტურ მომენტზე მოქმედებს ეფექტური მაგნიტური ველი, რომლის დაძაბულობა:

$$H_{ef} = H + \lambda M \quad (35.15)$$

სადაც- $H_m = \lambda M$ მოლეკულური ველია, λ მოლეკულური ველის კოეფიციენტი (ვეისის მუდმივა), M ფერომაგნეტიკის დამაგნიტებულობა. ფერომაგნეტიკის დამაგნიტებულობა განისაზღვრება (35.2) ფორმულით, რომელშიც H უნდა შევცვალოთ H_{ef} -ით, გვექნება:

$$M = N\mu_B L\left(\frac{\mu_B H_{ef}}{k_B T}\right) \quad (35.16)$$

საიდანაც, შეიძლება განვსაზღვროთ

$$T = T_C = \frac{N\lambda\mu_B^2}{3k_B} \quad (35.17)$$

რომელსაც კიურის ტემპერატურას უწოდებენ. როცა $T < T_C$ ნივთიერება იმყოფება ფერომაგნიტურ მდგომარეობაში, ხოლო როცა $T > T_C$, კი პარამაგნიტურ მდგომარეობაში. $L(\alpha)$ ლანჟევენის ფუნქციის ნაცვლად თუ გამოვიყენებთ $B(\alpha)$ ბრილუენის ფუნქციას, სადაც გათვალისწინებულია სივრცითი დაკავანტის პირობა, გვექნება:

$$T_C = \frac{(J+1)N\mu_B^2\lambda}{3Jk_B} = \frac{N\mu^2\lambda}{3k_B} \quad (35.18)$$

ამრიგად, კიურის ტემპერატურა წარმოადგენს λ მოლეკულური ველის კოეფიციენტის ზომას. (35.15) და (35.16) ფორმულების საშუალებით შეიძლება განვსაზღვროთ ფერომაგნიტური ნივთიერების მაგნიტური ამთვისებლობა:

$$\chi_f = \frac{N\mu_B^2 L(\alpha)}{k_B [T - 3T_C L(\alpha)]} \quad (35.19)$$

როცა $T \ll T_C$, $L(\alpha)$ ძალიან მცირე სიდიდეა, და χ_f გააჩნია საკმაოდ მცირე მნიშვნელობა. ეს დაკავშირებულია იმასთან, რომ გარეშე მაგნიტური ველი მცირეა მოლეკულურ ველთან შედარებ-

ით, და χ_f გასაზომად გამოიყენება ძლიერი მაგნიტური ველები.

როცა $T \rightarrow T_c$, $L'(\alpha) = \frac{1}{3}$ და $\chi_f \rightarrow \infty$. როცა $T > T_c$ ამ შემთ-

ხვევაშიც $L'(\alpha) = \frac{1}{3}$ და (35.19) გამოსახულება მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$\chi_f = \frac{N\mu_B^2}{3k_B(T-T_c)} = \frac{C}{T-T_c} \quad (35.20)$$

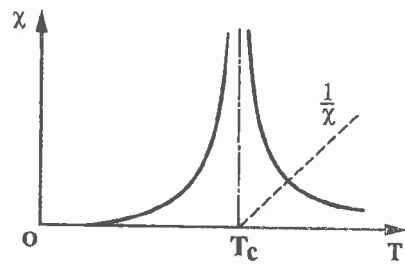
მაგნიტური ამთვისებლობა უკუპროპორციულია $T-T_c$. ეს ფორმულა ცნობილია კიური-ვეისის კანონის სახელით. სივრცითი კვანტურობის გათვალისწინებისას (35.20) გამოსახულებაში მაგნიტური მომენტი უნდა შეიცვალოს (35.14) ფორმულით განსაზღვრული ეფექტური მომენტი. მაგნიტური ამთვისებლობის ტემპერატურაზე დამოკიდებულება ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 35.5). კიურის წერტილის ზევით, სადაც $\alpha < 1$, შეიძლება გამოვიყენოთ

$L_{\alpha < 1}(\alpha) \approx \frac{\alpha}{3}$ მიახლოება და (34.16) ფორმულაში შევცვალოთ

ლანჟევენის ფუნქცია $\frac{\alpha}{3}$ სიდიდით და შედეგად ფერომაგნიტური ნივთიერების დამაგნიტებლობისათვის მიიღება შემდეგი გამოსახულება:

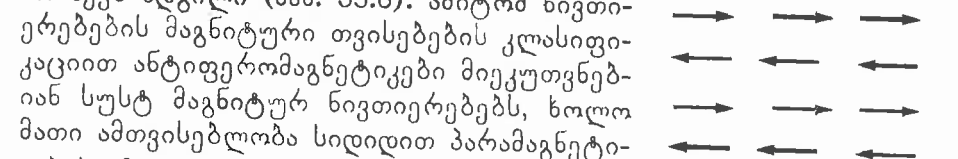
$$M = \frac{N\mu_B^2/3k_B}{T - N\mu^2\lambda/3k_B} H = \chi H \quad (35.21)$$

ე.ი. კიურის წერტილის ზევით დამაგნიტებლობა დამოკიდებულა მაგნიტური ველის დაძაბულობაზე წრფივად, ისევე როგორც პარამაგნიტიკების შემთხვევაში. მაგრამ, ჩვეულებრივი პარამაგნიტიკებისაგან განსხვავებით ტემპერატურული დამოკიდებულება განისაზღვრება არა კიურის კანონით, კიური-ვეისის კანონით.



ნახ. 35.5.

ანტიფერომაგნიტიზმი. ანტიფერომაგნიტური ნივთიერების კრისტალური მესერი მარტივ შემთხვევაში შეიძლება წარმოვიდგინოთ, როგორც ერთმანეთში ჩასმული ორი ქვემესერის სახით, რომლის მეზობელი სპინები მიმართულია ურთიერთსაპირისპიროდ და აკომპენსირებენ ერთმანეთს, ისე, რომ ნივთიერების სპონტანური დამაგნიტებულობა არ წარმოიქმნება და ძლიერ მაგნიტიზმს არ აქვს ადგილი (ნახ. 35.6). ამიტომ ნივთი-



ნახ. 35.6.

ერებების მაგნიტური თვისებების კლასიფიკაციით ანტიფერომაგნიტიკები მიეკუთვნებიან სუსტ მაგნიტურ ნივთიერებებს, ხოლო მათი ამთვისებლობა სიდიდით პარამაგნიტიკების ამთვისებლობის ($\sim 10^{-5} \div 10^{-2}$) რიგისაა. ამასთან, პარამაგნიტიკებისაგან განსხვავებით, ანტიფერომაგნიტიკებში სპინების ანტიპარალელური ორიენტაცია, შენარჩუნებულია საკმაოდ მაღალი ტემპერატურებისას (ნახ. 34.6). ანტიფერომაგნიტიკების არსებობა თეორიულად გამოთქმული იყო ნეელის მიერ 1932წ., და ლანდაუს მიერ 1936წ. ექსპერიმენტალურად ანტიფერომაგნიტიზმი აღმოჩენილი იქნა 1936წ. მანგანუმის ჟანგის შესწავლისას. ანტიფერომაგნიტიკის დამაგნიტებულობის მაგნიტური ველის დაძაბულობაზე დამოკიდებულება განისაზღვრება ფორმულით:

$$M = \frac{N\mu_B^2/3k_B}{T - N\mu_B^2\lambda/6k_B} H = \chi H \quad (35.22)$$

სადაც,

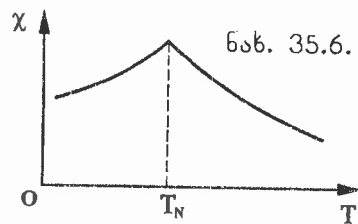
$$\chi = \frac{C}{T - T_N} \quad (35.23)$$

ანტიფერომაგნიტიკის მაგნიტური ამთვისებლობაა.

სადაც, $C = \frac{N\mu_B^2}{3k_B}$, ხოლო, $T_N = \frac{N\mu_B^2\lambda}{6k_B}$ ნეელის ტემპერატურას უწოდებენ.

(34.28) გამოსახულება ფორმით ანალოგიურია კიური-ვეისის კანონის. $\frac{1}{\chi}$ ტემპერატურაზე დამოკიდებულება წარმოადგენს წრფეს, რომელიც გადაკვეთს ტემპერატურის ღერძს T_N წერტილში.

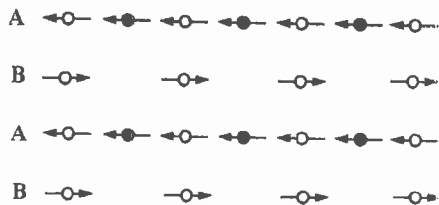
ანტიფერომაგნეტიკის მაგნიტური ამოვსებლობის ტემპერატურაზე დამოკიდებულება ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 35.6).



ნახ. 35.6.

ანტიფერომაგნიტური ნივთიერებების დამაგნიტებულობები დამოკიდებულია ტემპერატურაზე ისევე, როგორც ფერომაგნეტიკის საკუთარი დამაგნიტებულობა, ე.ი., ტემპერატურის გაზრდისას კლებულობს (ნახ. 35.4), და ნეელის ტემპერატურისას ხდება ნულის ტოლი.

ფერომაგნიტიზმი. ზოგიერთ მაგნიტურ ნივთიერებებში, მესერის A და B კვანძებში მაგნიტური ატომების განლაგება განსხვავდება ფორმით და რაოდენობრივად (ნახ. 35.7). მიუხედავად იმისა, რომ A და B კვანძებში დამაგნიტებულობა ანტიპარალელურია, წარმოიშობა მაკროსკოპული სპონტანური დამაგნიტებულობა. მაგნიტური მომენტების



ნახ. 35.7.

ასეთი მოწესრიგებულობა, რომელსაც ფერიმაგნიტურს უწოდებენ, პირველად თეორიულად შესწავლილი იქნა ნეელის მიერ.

სიმარტივის მიზნით დაუშვათ, რომ ფერიმაგნიტური მოწესრიგებულობა წარმოიშობა μ_B მაგნიტური მომენტის მქონე $2N$ ერთნაირი ატომისაგან, ამასთან, ატომები განლაგებულია A და B კვანძებს შორის $n:m$ თანაფარდობით, ე.ი., $n+m=1$.

ფერიმაგნიტური ნივთიერების $\frac{1}{\chi}(T)$ დამოკიდებულებას გააჩნია შემდეგი სახე:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} - \frac{\sigma}{T - \Theta} \quad (35.24)$$

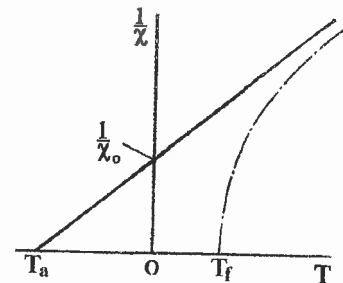
სადაც, $C = \frac{2N\mu_B^2}{3k_B}$,

$$\frac{1}{\chi_0} = \lambda(2nm - n^2\alpha - m^2\beta)$$

$$\sigma = C\lambda^2 nm [n(\alpha + 1) - m(\beta + 1)]^2$$

$$\Theta = C\lambda nm(\alpha + \beta + 2)$$

სადაც, λ არის A და B ქვემესერს შორის მოქმედი მოლეკულური ველის უარყოფითი კოეფიციენტის აბსოლიტური სიდიდე, α და β შესაბამისი ქვემესერის შიგნით მოლეკულური ველის კოეფიციენტები გამოსახული λ ერ-



ნახ. 35.8.

თეულებში. (35.24) თანახმად $\frac{1}{\chi}(T)$ გრაფიკულად შემდეგნაირად გამოისახება (ნახ. 35.8). როგორც ნახაზიდან, ჩანს, როცა $T \rightarrow \infty$ (35.24) გამოსახულებაში მესამე წევრი იმდენად მცირეა რომ შეიძლება უგულებელვყოთ, და მიიღება მრუდი, რომელიც უახლოვდება ასიმპტოტას, (რომლის დახრის კუთხის ტანგენსი ტოლია $\frac{1}{C}$) და რომელიც გადაკვეთს ორდინატთა ღერძს $\frac{1}{\chi_0}$ წერტილში. ასიმპტოტის აბსცისთან ღერძთან გადაკვეთის წერტილს ეწოდება კიურის ასიმპტოტური წერტილი T_a , და ის ტოლია:

$$T_a = -\frac{C}{\chi_0} \quad (35.25)$$

მეორეს მხრივ, T ტემპერატურის თანდათანობით შემცირებისას მესამე წევრის აბსოლუტური მნიშვნელობა იზრდება, $\frac{1}{\chi}$ მრუდი გადაიხრება ასიმპტოტიდან და რაღაც $T = T_f$ ტემპერატურისას $\frac{1}{\chi}$ სიდიდე ხდება ნულის ტოლი. T_f წერტილი, რომელშიც $\frac{1}{\chi}$ ფაქტიურად ხდება ნულის ტოლი, წარმოადგენს ფერიმაგნიტურს, ან უბრალოდ კიურის წერტილს.

§36. ტუტე ლითონების ატომები

წყალბადის ატომი წარმოადგენს მარტივ ატომს, ამიტომ მისთვის გამოთვლები შესაძლებელია შედარებით მარტივი მეთოდებით. რთული ატომებისათვის ამოცანა რთულდება და გამოიყენება მიახლოებითი და რიცხვითი მეთოდები. გამონაკლის წარმოადგენს ტუტე ლითონები, რომელთათვისაც მრავალი მნიშვნელოვანი შედეგები შეიძლება მიღებული იქნეს შედარებით მარტივად, რაც განპირობებულია მათი აგებულებით.

ტუტე ლითონების (ლითიუმი, ნატრიუმი, კალიუმი, რუბიდიუმი, ცეზიუმი) ატომების ელექტრონული გარსები შეიცავენ თითო გარე (სავალენტო) ელექტრონს, რომლებიც სუსტად არიან დაკავშირებული ატომის ბირთვთან და ადვილად შეიძლება მათი იონიზაცია. სავალენტო ელექტრონების ენერგეტიკულ დონეებს შორის გადასვლებისას გამოსხივდება (ან შთაინთქმება) ენერგია ელექტრომაგნიტური გამოსხივების სახით. z ელექტრონიანი ტუტე ლითონის ატომი შეიძლება წარმოვიდგინოთ, თითქოს $z-1$ ელექტრონი ბირთვთან ერთად ქმნის $+e$ მუხტის მქონე სისტემას, რომლის ეფექტურ ელექტრულ ველში მოძრაობს სავალენტო ელექტრონი. ე.ი. ტუტე ლითონის ატომი შეიძლება განვიხილოთ როგორც ერთელექტრონიანი ატომი, როელშიც ბირთვის როლს თამაშობს თვით ბირთვი და $z-1$ ელექტრონი. ასეთი სისტემა შეიძლება დავანახაოთ რაღაც ეფექტური $z_a e$ მუხტით. ნეიტრალური ატომისათვის $z_a = z-1$, ერთჯერად იონიზირებული ატომისათვის $z_a = z-2$, ორჯერად იონიზირებული ატომისათვის $z_a = z-3$, და ა.შ. ე.ი. ტუტე ატომები შეიძლება წარმოვიდგინოთ, როგორც წყალბადისებური ატომი, მაგრამ მხედველობაში უნდა მივიღოთ, ის გარემოება, რომ გარე ელექტრონი ახდენს პირველი $z-1$ ელექტრონების გარსების დეფორმაციას, და რამდენადმე ამახინჯებს მის ველს. ამიტომ სავალენტო ელექტრონის პოტენციალური ენერგია შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$P = -z_a e^2 \left(\frac{1}{r} + \frac{C_1}{r^2} + \frac{C_2}{r^3} + \dots \right) \quad (36.1)$$

გამოთვლებისას ჩვენ შემოვისახვლებით მხოლოდ პირველი ორი წევრით.

ასეთი სისტემის ენერგია განისაზღვრება ტალღური ფუნქციის რადიალური ნაწილის განტოლების ამოხსნით, რომელსაც ამ შემთხვევაში შემდეგი სახე აქვს:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E + \frac{z_a e^2}{r} + C_1 \frac{z_a e^2}{r^2} - \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2m r^2} \right] R = 0 \quad (36.2)$$

ეს განტოლება გადავწეროთ შემდეგი სახით:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left\{ \frac{2m}{\hbar^2} E + \frac{2m z_a e^2}{\hbar^2 r} - \frac{1}{r^2} \left[\ell(\ell+1) - C_1 \frac{2m z_a e^2}{\hbar^2} \right] \right\} R = 0 \quad (36.3)$$

რომელიც, როგორც ჩანს მთლიანად თანხვედება (23.1) განტოლბას, თუ დაუშვებთ, რომ

$$\ell(\ell+1) - C_1 \frac{2m e^2}{\hbar^2} = \ell^*(\ell^* + 1) \quad (36.4)$$

ℓ^* რიცხვი განისაზღვრება (36.4) კვადრატული განტოლებიდან, და ტოლია:

$$\ell^* = -\frac{1}{2} \pm \sqrt{\left(\ell + \frac{1}{2}\right)^2 - C_1 \frac{2m z_a e^2}{\hbar^2}} \quad (36.5)$$

ℓ^* უარყოფითი მნიშვნელობა შეიძლება არ მივიღოთ მხედველობაში.

(36.5) შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$\begin{aligned} \ell' &= -\frac{1}{2} + \sqrt{\ell^2 + \ell + \frac{1}{4} C_1 \frac{2m z_a e^2}{\hbar^2}} = \\ &= -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{4\ell^2 + 4\ell + 1 - C_1 \frac{8m z_a e^2}{\hbar^2}} = \\ &= -\frac{1}{2} + \sqrt{(2\ell+1)^2 - C_1 \frac{2m z_a e^2}{\hbar^2}} = \\ &= -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} (2\ell+1) \sqrt{1 - C_1 \frac{8m z_a e^2}{(2\ell+1)^2 \hbar^2}} \end{aligned} \quad (36.6)$$

როცა, $C_1 = 0$, მაშინ $l' = l$, ე.ი. C_1 კოეფიციენტის შემცველი წევრით გათვალისწინებულია ველის დამახინჯების შესწორება. როცა ასეთი შესწორება მცირეა, ეს წევრი აგრეთვე მცირეა, ამიტომ ფესვქვეშა გამოსახულება ასე გადაიწერება:

$$\sqrt{1 - C_1 \frac{8mz_a e^2}{(2l+1)^2 \hbar^2}} = 1 - C_1 \frac{mz_a e^2}{\left(l + \frac{1}{2}\right) \hbar^2} \quad (36.7)$$

მაშინ,

$$l' = l - C_1 \frac{mz_a e^2}{\left(l + \frac{1}{2}\right) \hbar^2} \quad (36.8)$$

მაშინ, მთავარი კვანტური რიცხვი (23.3) გამოსახულებაში უნდა შეიცვალოს:

$$n' = n_r + l' + 1 = n_r + l + 1 - C_1 \frac{mz_a e^2}{\left(l + \frac{1}{2}\right) \hbar^2} = n - \sigma(l) \quad (36.9)$$

რიცხვით. სადაც, $\sigma(l) = -C_1 \frac{mz_a e^2}{\left(l + \frac{1}{2}\right) \hbar^2}$. ხოლო (23.4) ფორმულა

ტუტე ლითონების ატომების ენერგეტიკული დონეებისათვის შეიცვლება ფორმულით:

$$E_{n,l} = -\frac{mz_a e^4}{2\hbar^2 (n_r + l' + l + 1)^2} = -\frac{mz_a e^4}{2\hbar^2 [n + \sigma(l)]^2} \quad (36.10)$$

ე.ი., ენერგია დამოკიდებულია არა მხოლოდ n მთავარ კვანტურ რიცხვზე, არამედ l ორბიტალურ კვანტურ რიცხვზეც.

ტუტე ლითონების ატომების ენერგიის დონეებს შეესაბამებათ სპექტრალური თერმები:

$$T = -\frac{E}{ch} = -\frac{E}{2\pi\hbar c} = -\frac{mz_a^2 e^4}{4\pi\hbar^3 c [n + \sigma(l)]^2} = \frac{Rz_a}{[n + \sigma(l)]^2} \quad (36.11)$$

სადაც, $R = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3 c}$ რიდბერგის მუდმივაა.

ტუტე ლითონების თერმების ასეთი სახე ემპირიულად დადგენილი იქნა რიდბერგის მიერ XIX საუკუნის ბოლოს. ამ თერმებს გააჩნიათ წყალბადისებური თერმების სახე. ისინი განსხვავდებიან წყალბადის თერმებისაგან $\sigma(l)$ შესწორებით, რომელიც წყალბადისათვის ნულის ტოლია. აღსანიშნავია, რომ R არის იგივე რიდბერგის მუდმივა, რომელიც შედის წყალბადის თერმების გამოსახულებაში.

ტუტე ატომების სპექტრალურ თერმებს ახასიათებენ ორი კვანტური რიცხვით: n მთავარი კვანტური რიცხვით და l ორბიტალური კვანტური რიცხვით. ჯერ იწერება მთავარი კვანტური რიცხვის შესაბამისი ციფრი, შემდეგ კი l შესაბამის ასო. მაგალითად, $3s$ აღნიშნავს თერმს რომლისთვისაც $n=3$, $l=0$; $5d$ სიმბოლო აღნიშნავს თერმს რომლისთვისაც $n=5$, $l=2$. ე.ი. ტუტე ლითონებისათვის მიიღება თერმების შემდეგი აღნიშვნები:

$$ns = \frac{R}{(n+s)^2}, \quad np = \frac{R}{(n+p)^2}, \quad n = \frac{R}{(n+d)^2} \quad (36.12)$$

$\sigma(l)$ აქ აღნიშნულია s, p, d, \dots სიმბოლოებით, რომლებიც განსხვავდება გამოსახულების მარცხენა ნაწილში მდგომი ისეთივე სიმბოლოებისაგან ($l=0, l=1, l=2, \dots$). ასეთი ტერინოლოგია ისტორიულად ჩამოყალიბდა სპექტრული კანონზომიერების ემპირიული გამოკვლევის დროიდან. z_a რიცხვი ითვლება ერთის ტოლად.

სხვადასხვა თერმების კომბინაციით მიიღება სპექტრალური ხაზები, რიტცის კომბინაციური წესის შესაბამისად. მაგრამ არა ყველა კომბინაციაა დასაშვები. შესაძლებელია მხოლოდ ისეთი გადასვლები, რომლებიც აკმაყოფილებენ შერჩევის წესს: Δn -ნების მიერია, $\Delta l = \pm 1$. ე.ი. მთავარი კვანტური რიცხვი შეიძლება იცვლებოდეს ნებისმიერად, ხოლო l , ორბიტალური კვანტური რიცხვი კი ერთეულით. ე.ი. შესაძლებელია გადასვლები მხოლოდ მეზობელ დონეებს შორის, ე.ი. s და p მდგომარეობებს შორის, p და d მდგომარეობებს შორის, d და f მდგომარეობებს შორის.

შერჩევის წესის გათვალისწინებით ტუტე ელემენტის სპექტრისათვის მიიღება შემდეგი სპექტრალური სერიები:

$$\tilde{\nu} = ns - mp \text{ - მთავარი სერია.}$$

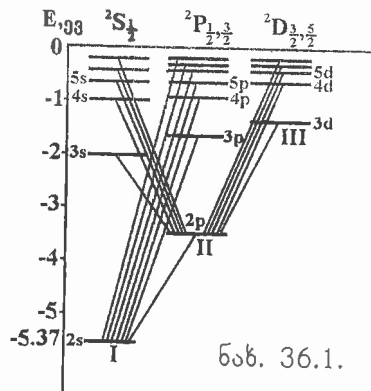
$$\tilde{\nu} = np - md \text{ - პირველი, ანუ დიფუზიური სერია.}$$

$$\tilde{\nu} = np - ms \text{ - მეორე, ანუ მკვეთრი სერია.}$$

$$\tilde{\nu} = nd - mf \text{ - ბერგმანის, ანუ ფუნდამენტალური სერია.}$$

$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$ - სპექტროსკოპული ტალღური რიცხვია. n რიცხვი ყოველ სერიაში რჩება მუდმივი, ხოლო m რიცხვი კი მთავარ სერიაში ღებულობს მნიშვნელობებს $m = n, n+1, n+2, \dots$, ხოლო დანარჩენ სერიებში კი მნიშვნელობებს $m = n+1, n+2, \dots$.

ნახაზზე (ნახ. 36.1) ნაჩვენებია ლითიუმის ატომის ენერჯიის დონეთა სქემა. უმცირესი ენერჯიის დონეს შეესაბამება $2s$ მდგომარეობა ($n=2, l=0$). უახლოესი ენერჯიის დონეს წარმოადგენს $2p$ მდგომარეობა ($n=2, l=1$). სხვა ტუტე ლითონების ენერჯიის დონეებს გააჩნიათ ანალოგიური სტრუქტურა.



ნახ. 36.1.

§37. ჰელიუმის ატომი

წყალბადის ატომის შემდეგ მარტი ატომს წარმოადგენს ჰელიუმის ატომი ($z=2$) და მისი ანალოგიური იონები Li^+ ($z=3$), Be^{++} ($z=4$), B^{+++} ($z=5$), \dots , რომელთა ელექტრონული გარსები შედგებიან ორი ელექტრონისაგან.

ჰელიუმის ატომისა და მის მსგავს იონების შემთხვევაში, (თუ არ გავითვალისწინებთ ელექტრონების სპინებს), შრედინგერის განტოლება შემდეგნაირად ჩაიწერება:

$$\hat{H}\psi = E\psi \quad (37.1)$$

სადაც ψ ფუნქცია დამოკიდებულია ორივე ელექტრონის კოორდინატებზე, და გააჩნია იგივე ფიზიკური აზრი რაც ერთი ელექტრონის შემთხვევაში: $|\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2)|^2$ წარმოადგენს სივრცის \vec{r}_1 და \vec{r}_2 რადიუს-ვექტორების მქონე წერტილებში შესაბამისად პირველი და მეორე ელექტრონის ალბათობის სიმკვრივეს. E სტაციონარული მდგომარეობის ენერჯიაა.

$\hat{H} = \hat{H}_1 + \hat{H}_2 + \hat{U}_{1,2} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_1 - \frac{\hbar^2}{2m}\Delta_2 - \frac{2e^2}{r_1} - \frac{2e^2}{r_2} + \frac{e^2}{r_{1,2}}$, ნაწილაკთა სისტემის (ორივე ელექტრონის) ჰამილტონიანია, ე.ი. მისი სრული ენერჯია. სადაც, Δ_1 და Δ_2 პირველი და მეორე ელექტრონის ლაპლასის ოპერატორია. \hat{H}_1 და \hat{H}_2 პირველი და მეორე ელექტრონის ჰამილტონიანებია, როდესაც მათ შორის ურთიერთქმედებას არ აქვს ადგილი.

$\hat{U}_{1,2} = \frac{e^2}{r_{12}}$ ელექტრონებს შორის ელექტრული ურთიერთქმედების ენერჯიაა. $\vec{r}_1(x_1, y_1, z_1)$ და $\vec{r}_2(x_2, y_2, z_2)$ აღნიშნულია პირველი და მეორე ელექტრონის რადიუს-ვექტორები, ხოლო $r_{1,2}$ მათ შორის მანძილია, m ელექტრონის მასა.

ორელექტრონიანი (და მრავალელექტრონიანი) ატომის შემთხვევაში შრედინგერის (37.1) განტოლების ზუსტი ამოხსნა საკმაოდ რთული ამოცანაა. ამიტომ, კვანტურ მექანიკაში გამოიყენება სხვადასხვა მიახლოებითი მეთოდები. ერთ-ერთი ასეთი მეთოდია შეშფოთების თეორია. შეშფოთების თეორიაში ცნობილი უნდა იყოს სხვა სისტემის (რომელიც ახლოსაა გამოსაკვლევთან) ტალღური ფუნქციები და ენერჯიის მნიშვნელობები, რომელიც ცნობილია ნულოვან მიახლოებად. რომლისთვისაც შრედინგერის განტოლებას გააჩნია სახე:

$$\hat{H}^0\psi^0 = E^0\psi^0 \quad (37.2)$$

სადაც $\hat{H}^0 = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_1 - \frac{\hbar^2}{2m}\Delta_2 - \frac{2e^2}{r_1} - \frac{2e^2}{r_2}$. ნულოვან მიახლოებაში ელექტრონებს შორის ურთიერთქმედების $U_{1,2} = \frac{e^2}{r_{1,2}}$ ენერჯია

შეიძლება უგულებელვყოთ, რადგან ელექტრონებს შორის ურთიერთქმედება მცირეა ბირთვისა და ელექტრონებს შორის ურთიერთქმედებასთან შედარებით. ნულოვან მიახლოებაში მიღებული ამონახსნი შეიძლება გავითვალისწინოთ პირველ მიახლოებაში, შემდეგ მეორე მიახლოებაში და ა.შ.

ნულოვან მიახლოებაში ნაწილაკთა სისტემისათვის (37.2) შრედინგერის განტოლების ამონახსნს გააჩნია შემდეგი სახე:

$$\psi_{n_1 n_2}(\vec{r}_1 \vec{r}_2) = \psi_{n_1}(\vec{r}_1) \psi_{n_2}(\vec{r}_2) \quad (37.3)$$

$$E_{n_1 n_2} = E_{n_1} + E_{n_2} \quad (37.4)$$

E_n ენერჯიის დონეები და $\psi_n(\vec{r})$ ტალღური ფუნქციები განისაზღვრებიან შრედინგერის განტოლებიდან

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - \frac{2e^2}{r} \right) \psi_n(\vec{r}) = E_n \psi_n(\vec{r}) \quad (37.5)$$

სისტემა რომელიც აღიწერება (37.5) განტოლებით წარმოადგენს წყალბადისებურ ატომს. ე.ი. ნულოვან მიახლოებაში ამოცანა დაიყვანება ერთელექტრონიანი წყალბადისებური ატომის საკუთარი ფუნქციებისა და საკუთარი მნიშვნელობების განსაზღვრის ამოცანაზე. რომლის ამონახსნი საკმაოდ კარგადაა ცნობილი. რაც გვაძლევს საშუალებას დავწეროთ ამონახსნი:

$$E_n = -\frac{4Ry}{n^2}, \quad Ry = \frac{me^4}{2\hbar^2} \quad (37.6)$$

$$\psi_n(\vec{r}) = R_{n,l}(Rr) Y_{l,m_l}(\Theta, \varphi) \quad (37.7)$$

ამასთან, ორივე ელექტრონი იმყოფება $1s(n=1, l=0)$ მდგომარეობაში. ნულოვანი სპინის ($S=0$) მქონე ატომის მდგომარეობას ეწოდება პარამდგომარეობა, ხოლო ერთეულოვანი სპინის ($S=1$) მქონე მდგომარეობას კი ორთომდგომარეობა. პარამდგომარეობა აღიწერება სიმეტრიული კოორდინატული ტალღური ფუნქციით, ხოლო ორთომდგომარეობა კი ანტისიმეტრიული კოორდინატული

ტალღური ფუნქციით. შესაბამისად ამბობენ პარა და ორთომდგომარეობის შესახებ. პაულის პრინციპის თანახმად, ელექტრონის სპინს უნდა გააჩნდეს ურთიერთ საპირისპირო ნიშნები, ისე, რომ ჯამური სპინი ნულის ტოლია. ცხადია, რომ ჰელიუმის ატომის ძირითადი მდგომარეობა წარმოადგენს პარაჰელიუმს. ჯამური ორბიტალური მომენტი აგრეთვე ნულის ტოლი იქნება. ასე, რომ ძირითადი მდგომარეობის თერმი უნდა ჩაიწეროს 1S_0 სახით. ეს მდგომარეობები აღიწერებიან

$$\psi_{c,A} = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_{n_1}(\vec{r}_1) \psi_{n_2}(\vec{r}_2) \pm \psi_{n_1}(\vec{r}_2) \psi_{n_2}(\vec{r}_1)] \quad (37.8)$$

ტალღური ფუნქციებით. სადაც, ნიშანი "+" აიღება პარაჰელიუმისათვის, რომელიც აღიწერება სიმეტრიული ტალღური ფუნქციით და "-" ორთომდგომარეობისათვის, რომელიც აღიწერება ანტისიმეტრიული ტალღური ფუნქციით. (37.8) ფუნქციები ნამდვილია და დამოკიდებული არიან ელექტრონების ბირთვიდან მანძილებზე (და არ არიან დამოკიდებულ კუთხურ კოორდინატებზე). ჰელიუმის ატომის გადასვლისათვის ორთომდგომარეობიდან პარამდგომარეობაში (ან პირიქით) საჭიროა სპინების ორიენტაციის და ტალღური ფუნქციის კოორდინატული ნაწილის სიმეტრიის სახის ცვლილება. ასეთი ცვლილება შესაძლებელია მხოლოდ მაგნიტური ურთიერთქმედებით ხარჯზე. მიიღება თითქოს ორი სახის ატომები: პარაჰელიუმი და ორთომდგომარეობი. ბუნებრივი ჰელიუმი წარმოადგენს ორი სახის ატომების ნარევეს. ორთომდგომარეობის ძირითად მდგომარეობაში გააჩნია ნულისაგან განსხვავებული მაგნიტური მომენტი, ხოლო პარაჰელიუმს ასეთი მომენტი არ გააჩნია, ამიტომ ორთომდგომარეობი მიეკუთვნება პარამაგნიტურ ნივთიერებებს, ხოლო პარაჰელიუმი დიამაგნიტურს. ძირითადი მდგომარეობის ენერჯიის დონე ნულოვან მიახლოებაში ტოლია: $E_{11}^0 = -8Ry \approx -109$ ევ, ამავე მიახლოებაში პირველი აღზნების დონე: $E_{1,2}^0 = -5Ry \approx -68$ ევ.

თუ გავითვალისწინებთ ელექტრონებს შორის ელექტრულ ურთიერთქმედებას, პარაჰელიუმის ძირითადი მდგომარეობისათვის, პირველ რიგის მიახლოების ენერჯიისადმი შესწორებისათვის გვექნება:

$$\Delta E_{1,1}^{(1)} = \int \psi_{1s}^*(\vec{r}_1) \psi_{1s}^*(\vec{r}_2) \frac{e^2}{r_{1,2}} \psi_{1s}(\vec{r}_1) \psi_{1s}(\vec{r}_2) dV_1 dV_2 \quad (37.9)$$

სადაც, $\hat{U}_{1,2} = \frac{e^2}{r_{1,2}}$ შეშფოთების ოპერატორია. (37.9) ფორმულაში ψ_{1s} ნამდვილი ფუნქციებია, რაც საშუალებას გვაძლევს (37.9) გამოსახულება გავამარტივოთ და ჩავწეროთ შემდეგნაირად:

$$\Delta E_{1,1}^{(1)} = e^2 \int \psi_{1s}^2(\vec{r}_1) \psi_{1s}^2(\vec{r}_2) \frac{dV_1 dV_2}{r_{1,2}} \quad (37.10)$$

ინტეგრალის გამოთვლის შემდეგ მიიღება შესწორების მნიშვნელობა:

$$\Delta E_{11}^{(1)} = \frac{5}{2} Ry, \quad Ry = \frac{me^4}{2\hbar^2} \quad (37.11)$$

მაშინ პირველ მიახლოებაში ენერჯიის დონე ასე განისაზღვრება:

$$E_{11}^{(1)} = E_{11}^{(0)} + \Delta E_{11}^{(1)} = -8Ry + \frac{5}{2} Ry = -5.5Ry = -75 \text{ ევ} \quad (37.12)$$

მიღებული მნიშვნელობა ახლოსაა ექსპერიმენტალურ მნიშვნელობასთან (79 ევ), მაგრამ არა იმდენად ახლოს, რომ ჩაითვალოს მაღალი სიზუსტის მნიშვნელობად. რაც, იმით აიხსნება, რომ შეშფოთების ოპერატორი არ არის მცირე როგორც ის უნდა იყოს შეშფოთების თეორიის გამოსაყენებლად.

განვიხილოთ აგრეთვე ჰელიუმის ატომის პირველი აღზნებული მდგომარეობა. ამ მდგომარეობას შეესაბამება ელექტრონული კონფიგურაცია $1s2s$ ($n_1=1, l=0, n_2=2, l=0$). ასეთ შემთხვევაში ელექტრონის სპინები შეიძლება იყოს როგორც პარალელური, ისე ანტიპარალელური, ასე, რომ შესაძლებელია როგორც პარამდგომარეობა ($S=0, {}^1S_0$ თერმი), ასევე ორთომდგომარეობა ($S=1, {}^3S_1$ თერმი). ეს მდგომარეობები აღიწერებიან

$$\psi_{1s,2s} = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_{1s}(\vec{r}_1) \psi_{2s}(\vec{r}_2) \pm \psi_{1s}(\vec{r}_2) \psi_{2s}(\vec{r}_1)] \quad (37.13)$$

ნულოვანი მიახლოების ენერჯიისადმი პირველი რიგის შესწორება:

$$\begin{aligned} \Delta E_{1,2}^{(1)} &= \frac{e^2}{2} \int [\psi_{1s}(\vec{r}_1) \psi_{2s}(\vec{r}_2) \pm \psi_{1s}(\vec{r}_2) \psi_{2s}(\vec{r}_1)]^2 \frac{dV_1 dV_2}{r_{1,2}} = \\ &= \frac{e^2}{2} \int \psi_{1s}^2(\vec{r}_1) \psi_{2s}^2(\vec{r}_2) \frac{dV_1 dV_2}{r_{1,2}} + \frac{e^2}{2} \int \psi_{1s}^2(\vec{r}_2) \psi_{2s}^2(\vec{r}_1) \frac{dV_1 dV_2}{r_{1,2}} \pm \\ &\pm \frac{e^2}{2} \int \psi_{1s}(\vec{r}_1) \psi_{1s}(\vec{r}_2) \psi_{2s}(\vec{r}_2) \psi_{2s}(\vec{r}_1) \frac{dV_1 dV_2}{r_{1,2}} \quad (37.14) \end{aligned}$$

(37.14) პირველი ორი ინტეგრალი განსხვავდებიან ცვლადების აღნიშვნებით. ამიტომ ისინი ერთმანეთის ტოლია. ამ ინტეგრალების ჯამი ავლნიშნოთ $Q_{1,2}$. ხოლო, უკანასკნელი ინტეგრალი ავლნიშნოთ $A_{1,2}$. მაშინ, $E_{1,2}^{(1)}$ მნიშვნელობისათვის გვექნება:

$$E_{1,2}^{(1)} = E_{1,2}^{(0)} + Q_{1,2} \pm A_{1,2} \quad (37.15)$$

გამოთვლები გვიჩვენებენ, რომ $Q_{1,2}$ და $A_{1,2}$ ინტეგრალები ყოველთვის დადებითია. $Q_{1,2}$ ინტეგრალი შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც სივრცეში ρ_{1s} და ρ_{2s} სიმკვრივით განაწილებული ორი ელექტრონული მუხტის ელექტროსტატიკური ურთიერთქმედების ენერჯიის გამოსახულება:

$$Q_{1,2} = \int \frac{\rho_{1s}(\vec{r}_1) \rho_{2s}(\vec{r}_2)}{r_{1,2}} dV_1 dV_2$$

ამრიგად, $Q_{1,2}$ სიდიდე განსაზღვრავს კულონური განზიდვის ენერჯიის ნაწილაკთა თავისებურებების გათვალისწინებით. $A_{1,2}$ ინტეგრალი შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც ელექტრონული ღრუბლების ელექტროსტატიკური ურთიერთქმედების ენერჯია. იმ გათვალისწინებით, რომ მუხტების სიმკვრივედ წარმოვადგენთ სიდიდეებს $-e\psi_{1s}(\vec{r}_1)\psi_{2s}(\vec{r}_1)$ და $-e\psi_{1s}(\vec{r}_2)\psi_{2s}(\vec{r}_2)$. ეს ნიშნავს, რომ ურთიერთქმედების პროცესში ყოველი ელექტრონი არ იმყოფება

განსაზღვრულ კვანტურ მდგომარეობაში. ნაწილაკები ასრულებენ გადასვლებს 1s მდგომარეობიდან 2s მდგომარეობაში და პირიქით. თითქოს ელექტრონები იცვლიან მდგომარეობებს. ამიტომ $A_{1,2}$ ინტეგრალი (და მის ანალოგიური) ატარებს გაცვლითი ინტეგრალის სახელწოდებას. ის გამოსახავს გაცვლით ინტეგრალს.

ორელექტრონიანი ატომებისა და იონების სპექტრებში გვხვდება იგივე სპექტრალური სერიები, რაც ტუტე ლითონების სპექტრებში, მაგრამ თითოეული სერია წარმოდგენილია ორი ეგზემპლიარად: გვაქვს ორი მთავარი სერია, ორი მკვეთრი, ორი დიფუზიური და ა.შ. სერიის ყოველ მოცემულ ეგზემპლიარში ყველა ხაზი მარტივია (სინგლეტური), მაშინ როცა სხვებში ტრიპლეტური, ე.ი. ყოველი ხაზი შედგება სამი ახლოს განლაგებული ხაზებისაგან. ჰელიუმის სინგლეტურ და ტრიპლეტურ ენერგეტიკულ დონეებს შორის კვანტურ გადასვლებს ადგილი არ აქვს.

§38. მოლეკულური ძალები

ბუნებაში არსებობენ ნივთიერებები, რომლებიც შედგებიან იზოლირებული ატომებისაგან. ასეთ ნივთიერებებს მიეკუთვნებიან ინერტული აირები, ან კიდევ ლითონების ორთქლები. მაგრამ ბუნებაში უფრო გავრცელებულია ნივთიერებები, რომლებიც შედგებიან არა ცალკეული ატომებისაგან, არამედ ატომთა ჯგუფებისაგან, რომლებშიც შედის რამოდენიმე ერთნაირი ან სხვადასხვა ბუნების ატომები. ატომებისაგან შემდგარ ჯგუფებს მოლეკულებს უწოდებენ.

არსებობენ ერთატომიანი (He, Ne, Ar, \dots), ორატომიანი ($H_2, C_2, N_2, O_2, HCl, \dots$), სამატომიანი (CO_2, SO_2, NO_2, \dots) და მრავალატომიანი (NH_3, \dots) მოლეკულები.

ისმება კითხვა რით არის გამოწვეული ატომების ურთიერთშეკავშირება და მოლეკულის წარმოქმნა?

ატომები ნორმალურ მდგომარეობაში ნეიტრალური არიან. ცხადია, რომ ატომების ერთმანეთთან მიახლოებისას მათ შორის უნდა მოქმედებდნენ ელექტრომაგნიტური ძალები. როცა ატომებს შორის მანძილი საგრძნობლად აღემატება მათ დიამეტრს, ატ-

ომები ერთმანეთთან არ უნდა ურთიერთქმედებდნენ, მაგრამ სითბური მოძრაობის გამო, ატომები შეიძლება დაუახლოვდნენ ერთმანეთს ისე, რომ მათ შორის წარმოიშვას ურთიერთქმედება. ურთიერთქმედება გამოწვეული უნდა იყოს მათი ელექტრონული ღრუბლების ურთიერთგადაფარვით, ეს კი აუცილებლად გამოიწვევს მათი ელექტრონული კონფიგურაციის ცვლილებას.

თუ ატომებს შორის ურთიერთქმედებას მიზიდვის ხასიათი აქვს, მაშინ ატომები გარკვეულ პირობებში დაუკავშირდებიან ერთმანეთს და წარმოქმნიან მოლეკულას. ატომების ასეთ ურთიერთშეკავშირებას და მოლეკულის შექმნას ქიმიური კავშირი ეწოდება. ატომებს შორის რეაქციებს, რომელთა დროსაც ხდება მოლეკულების შექმნა ან დაშლა, შეისწავლის ქიმია, ამიტომ ატომებს შორის მოქმედ ძალებს ქიმიურ ძალებს უწოდებენ.

განასხვავებენ ორი სახის ქიმიურ კავშირს: იონურს, რომელსაც აგრეთვე ჰეტეროპოლარულ კავშირს უწოდებენ (ბერძნული სიტყვიდან "ჰეტერო"- სხვადასხვა), და კოვალენტურს, როელსაც აგრეთვე ჰომეოპოლარულ კავშირს უწოდებენ (ბერძნული სიტყვიდან "ჰომეოს"- ერთნაირი). მოლეკულებს რომლებშიც ადგილი აქვს იონურ (ჰეტეროპოლარულ) კავშირს უწოდებენ იონურს ან ჰეტეროპოლარულ მოლეკულებს. ხოლო, მოლეკულებს რომლებშიც ადგილი აქვს კოვალენტურ (ჰომეოპოლარულ) კავშირს უწოდებენ ჰომეოპოლარულ ან ატომურ მოლეკულებს.

იონური კავშირს ადგილი აქვს სხვადასხვა ნიშნით დამუხტულ იონებს შორის. მაგალითად, $NaCl$ მოლეკულა შედგება Na^+ და Cl^- იონებისაგან. იონური მოლეკულების ტიპურ მაგალითს წარმოადგენენ ტუტე-ჰალოიდური მარილები: $NaCl (Na^+ Cl^-)$, $RbBr (Rb^+ Br^-)$, $CsI (Cs^+ I^-)$... I ჯგუფის ლითონებს გააჩნიათ შედარებით მცირე იონიზაციის პოტენციალის სიდიდე, მაგალითად, Na ატომის იონიზაციის პოტენციალის შესაბამისი ენერგია ტოლია 5.1 ევ. მეორეს მხრივ, VII ჯგუფის ატომებისათვის დამახასიათებელია ე.წ. ელექტრონული სწრაფვის დიდი სიდიდე. ამ ტერმინის ქვეშ იგულისხმება ენერგიის რაოდენობა, რომელიც გამოიყოფა ელექტრონის ნეიტრალურ ატომთან მიერთებისას. მაგალითად, Cl ქლორისათვის ეს სიდიდე შეადგენს 3.8 ევ. Na ატომიდან Cl ატომზე გადასვლისას წარმოიშობა Na^+ და Cl^- იონები, რომელთაგან თითოეულს გააჩნია მდგრადი გარე რვა ელექტრონ-

იანი ($s+p$) ქვეჯგუფი. ასე წარმოიშობა იონური მოლეკულა $NaCl$.

კოვალენტური კავშირის თეორია დამუშავებული იქნა ჯერ კიდევ კვანტური მექანიკის შექმნამდე. ჰომეოპოლარული კავშირი არ აიხსნება კლასიკური თეორიით. რის მიზეზია ის, რომ წარმომშობი ძალები ატარებენ გაცვლით ხასიათს, ამიტომ საჭიროა კვანტური თეორია. პირველად ეს გაკეთებული იქნა 1927წ. გერმანელი ფიზიკოსის ვ. ჰაიტლერისა (1904-1981) და ინგლისელი ფიზიკოსის ფ. ლონდონის (1900-1954) მიერ, რომლებმაც გადაწყვიტეს წყალბადის მოლეკულის ამოცანა შეშფოთების თეორიით.

კოვალენტური ქიმიურ კავშირს ადგილი აქვს ნეიტრალურ ატომებს შორის. კოვალენტური კავშირის მარტივ მაგალითს წარმოადგენს წყალბადის მოლეკულა (H_2), რომელიც შედგება ორი პროტონისა და ორი ელექტრონისაგან. H_2 ტიპის მოლეკულების გარდა კოვალენტურ კავშირს ადგილი აქვს არაორგანულ შენაერთებსა და ორგანულ მოლეკულებში ($HF, NO, NH_3, CH_4, \dots$).

აღმოჩნდა, რომ მოლეკულებში ორი სახის ძალების გარდა მოქმედებს აგრეთვე მესამე სახის სახის ძალა, რომელიც მანძილის გაზრდისას გაცილებით ნელა მცირდება. ამ ძალებს ვან-დერ-ვაალსის ან დისპერსიულ ძალებს უწოდებენ. ეს ძალები წარმოიშობა ატომების და მოლეკულების ელექტრული დიპოლური მომენტების ურთიერთქმედებისას ან მათი ელექტრული გარსების დეფორმაციისას. თუ მოლეკულები პოლარულია, ე.ი. გააჩნიათ მუდმივი დიპოლური მომენტები, მაშინ ასეთი ურთიერთქმედების არსებობა გასაგებია. მაგრამ ურთიერთქმედებას ადგილი აქვს იმ შემთხვევაშიც როცა მოლეკულებს არ გააჩნიათ მუდმივი დიპოლური მომენტები. მაგრამ საიდან წარმოიშობა დიპოლური ურთიერთქმედება თუ მოლეკულებს არ გააჩნიათ დიპოლური მომენტები. დიპოლური მომენტები გააჩნიათ ატომებს და მოლეკულებს ადგუნებულ მდგომარეობაში. მაგრამ თუ მოლეკულა ან ატომი არ იმყოფება ადგუნებულ მდგომარეობაში, კლასიკური თეორიის თვალსაზრისით არ უნდა გააჩნდეს მათ დიპოლური მომენტები. მაგრამ სულ სხვაგვარადაა საქმე კვანტური თეორიის თვალსაზრისით. ის ამტკიცებს, რომ ატომებსა და მოლეკულებს ნორმალურ მდგომარეობაში გააჩნიათ ნულოვანი ენერგია, რომელსაც შეესაბამება ნულოვანი რხევები. ნულოვან რხევებთანაა დაკავშირებული სწორედ ვან-დერ ვაალსის ძალების წარმოშობა. ნულოვანი რხევ-

ები არ არის დაკავშირებული სითბურ მოძრაობასთან, ე.ი. არ არიან დამოკიდებული ტემპერატურაზე.

ნულოვანი ენერგიის როლი ვან-დერ-ვაალსის ძალების წარმოშობაში და ამ ძალების კვანტური ბუნება შეიძლება წარმოვიდგინოთ იდეალიზირებული ატომების მოდელის საფუძველზე. ერთნაირი ურთიერთმოქმედი ატომები წარმოვიდგინოთ m მასის და ω_0 საკუთარი სიხშირის ჰარმონიულ ოსცილატორებად. დაუშვათ, რომ რხევები სწარმოებს ოსცილატორების შემაერთებელი წრფის გასწვრივ. წონასწორობის მდებარეობიდან x_1 და x_2 მანძილებზე გადახრისას ოსცილატორები მიიღებენ $1/2m\omega_0^2x_1^2$ და $1/2m\omega_0^2x_2^2$ პოტენციალურ ენერგიას. ამასთან მათ გაუჩნდებათ $p_1 = ex_1$ $p_2 = ex_2$ დიპოლური მომენტები. ამ დიპოლების ურთიერთქმედების პოტენციალური ენერგია ტოლია:

$$-\frac{p_1 p_2}{R^3} = -\frac{e^2 x_1 x_2}{R^3}$$

სადაც R ოსცილატორებს შორის მანძილია. ასეთი სისტემის ჰამილტონიანი შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$\hat{H} = \hat{K}_1 + \hat{K}_2 + \frac{1}{2}m\omega_0^2(x_1^2 + x_2^2) - \lambda x_1 x_2 \quad (38.1)$$

სადაც- $\lambda = \frac{e^2}{R^3}$, ხოლო \hat{T}_1 და \hat{T}_2 ოსცილატორების კინეტიკური ენერგიებია:

$$\hat{K}_1 = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x_1^2}, \quad \hat{K}_2 = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} \quad (38.2)$$

x_1 და x_2 ნაცვლად შემოვიღოთ ე.წ. q_1 და q_2 ნორმალური კოორდინატები რომლებიც განისაზღვრებიან შემდეგი ფორმულებით:

$$x_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(q_1 + q_2) \quad \text{და} \quad x_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(q_1 - q_2) \quad (38.3)$$

ასეთ შემთხვევაში სისტემის ჰამილტონიანი წარმოიდგინება შემდეგი სახით:

$$\hat{H} = \hat{H}_1 + \hat{H}_2 \quad (38.4)$$

სადაც,

$$\hat{H}_1 = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial q_1^2} + \frac{1}{2} m \omega_1^2 q_1^2, \quad \hat{H}_2 = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial q_2^2} + \frac{1}{2} m \omega_2^2 q_2^2 \quad (38.5)$$

რაც ნიშნავს, რომ სისტემის რხევები მიიღება ω_1 და ω_2 სიხშირის ჰარმონიული რხევების სუპერპოზიციის შედეგად. ω_1 და ω_2 სიხშირის რხევებს ეწოდებათ განსახილველი სისტემის ნორმალური რხევები.

სისტემის უმცირესი ანუ ნულოვანი ენერგია მიიღება მაშინ, როცა თითოეული ოსცილატორი ასრულებს ნულოვან რხევებს თავიანთი სიხშირით. სისტემის ეს ნულოვანი ენერგია ტოლია:

$$E_0 = \frac{\hbar}{2} (\omega_1 + \omega_2)$$

სადაც,

$$\omega_1 = \omega_0 \left(1 - \frac{\lambda}{m\omega_0^2}\right)^{\frac{1}{2}} \approx \omega_0 \left(1 - \frac{\lambda}{2m\omega_0^2} - \frac{\lambda^2}{8m\omega_0^4}\right)$$

$$\omega_2 = \omega_0 \left(1 + \frac{\lambda}{m\omega_0^2}\right)^{\frac{1}{2}} \approx \omega_0 \left(1 + \frac{\lambda}{2m\omega_0^2} - \frac{\lambda^2}{8m\omega_0^4}\right)$$

ამრიგად,

$$E_0 = \hbar\omega_0 - \frac{\hbar\lambda^2}{8m^2\omega_0^3} = \hbar\omega_0 - \frac{\hbar}{8m^2\omega_0^3} \frac{e^4}{R^6} \quad (38.6)$$

ე.ი. ოსცილატორების დაკავშირებული სისტემების ნულოვანი ენერგია წარმოადგენს მათ შორის მანძილის ფუნქციას, ამიტომ ის თამაშობს მათ შორის ურთიერთქმედების პოტენციალური ენერჯიის როლს. $\hbar\omega_0$ სიდიდეს გააჩნია ოსცილატორების ნულოვანი ენერჯიის აზრი მათ შორის კავშირის არარსებობისას. თუ უგულვებელვყოფთ ამ წევრს პოტენციალური ენერჯიისათვის შეიძლება დავწეროთ:

$$P(R) = -\frac{\hbar e^4}{8m^2\omega_0^3} \frac{1}{R^6} \quad (38.7)$$

ის უარყოფითია, ამიტომ ოსცილატორებს შორის ურთიერთქმედება ატარებს მიზიდულობის ხასიათს.

(38.7) ფორმულა შეიძლება გარდავქმნათ, თუ შემოვიღებთ მასში ატომის პოლარიზებულობას (β) მუდმივ ელექტრულ ველში $p = ex = \beta E$ ფორმულის მიხედვით. რადგან ჰარმონიული ოსცილატორის შემთხვევაში e მუხტზე მოქმედი ძალა ტოლია $m\omega_0^2 x^2$, ამიტომ წონასწორობისას

$$m\omega_0^2 x^2 = eE = \frac{ex}{\beta}$$

აქედან

$$\frac{e^2}{m\omega_0^2} = \beta$$

ეს ფორმულა მივიღეთ კლასიკური თეორიის საფუძველზე, მაგრამ ანალოგიური შედეგი მიიღება კვანტური თეორიითაც:

$$P(R) = -\frac{\epsilon\beta^2}{8} \frac{1}{R^6} \quad (38.8)$$

სადაც $\epsilon = \hbar\omega$ - ჰარმონიული ოსცილატორის მეზობელ ენერჯეტიკულ დონეებს შორის სხვაობაა. (38.8) შედეგი არსებითად არ იცვლება რეალური ატომებისათვისაც. ამ შემთხვევაში შეშფოთების თეორიის მეორე მიახლოებაში კვანტური თეორია გვაძლევს:

$$P(R) = -k \frac{U\alpha^2}{R^6}$$

სადაც- k კოეფიციენტი, U ატომის იონიზაციის ენერგია.

ნახაზზე (ნახ. 39.1) ნაჩვენებია წყალბადის მოლეკულის სქემა. კვანტურ მექანიკაში წყალბადის მოლეკულის ამოცანა დაიყვანება შრედინგერის სტაციონარული მდგომარეობის განტოლების ამოხსნაზე:

$$\hat{H}\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = E\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \quad (39.1)$$

სადაც,

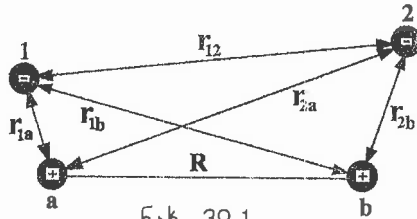
$\vec{r}_1(x_1, y_1, z_1)$ და $\vec{r}_2(x_2, y_2, z_2)$ აღნიშნულია პირველი და მეორე ელექტრონის კოორდინატები. სისტემის ჰამილტონიანი წარმოიდგინება შემდეგი სახით:

$$\hat{H} = \hat{H}_1 + \hat{H}_2 + \hat{V} \quad (39.2)$$

სადაც,

$$\hat{H}_1 = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_1 - \frac{e^2}{r_{1a}}, \quad \hat{H}_2 = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_2 - \frac{e^2}{r_{2b}}, \quad \hat{V} = -\frac{e^2}{r_{1b}} - \frac{e^2}{r_{2a}} + \frac{e^2}{r_{1,2}} + \frac{e^2}{R}$$

\hat{H}_1 ჰამილტონიანი 1 ელექტრონის კინეტიკურ ენერჯიის ოპერატორთან ერთად, მეორე შესაკრების სახით შეიცავს იმავე ელექტრონის პოტენციალურ ენერჯიას a კულონურ ველში. ანალოგიური აზრი გააჩნია \hat{H}_2 ჰამილტონიანს. \hat{V} ჰამილტონიანი აღწერს ოთხი სახის ურთიერთქმედებას: 1 ელექტრონის b ბირთვთან, 2 ელექტრონის a ბირთვთან, ელექტრონების ერთმანეთთან და ბირთვების ერთმანეთთან ურთიერთქმედებას. $r_{1a}, r_{1b}, r_{2a}, r_{2b} - 1$ და 2 ელექტრონიდან a და b ბირთვებამდე მანძილებია შესაბამისად, $r_{1,2}$ ელექტრონებს შორის მანძილია, R აღნიშნულია a და b ბირთვებს შორის მანძილი. იმისათვის რომ გადავწყვიტოთ აღნიშნული ამოცანა ამისათვის დაუშვათ, რომ თავდაპირველად წყალბადის ორივე ატომი დაშორებულია ერთმანეთისაგან საკმაოდ დიდი მანძილით ($R \rightarrow \infty$). მაშინ ატომები შეიძლება განვიხილოთ დამოუკიდებელი და თითოეული მათგანი დავახასიათოთ თავისი ტალღური ფუნქციით. როცა ორივე ელექტრონი $1s$ მდგომარეო-



ნახ. 39.1.

ბაშია. წყალბადის მოლეკულა იმყოფება ძირითად მდგომარეობაში. შესაბამისად გვექნება E^0 ენერჯიის ძირითად მდგომარეობაში მყოფი იზოლირებული ატომები. წყალბადის მოლეკულის ენერჯია ნულოვან მიახლოებაში ტოლი იქნება ძირითადი მდგომარეობის იზოლირებული ატომების ენერჯიათა ჯამის: $E^0 = -27.2$ ევ. E^0 ორჯერად გადაგვარებულია. ატომების საკმაოდ დაშორებისას 1 და 2 ელექტრონები თითქმის არ გადაფარავენ, ასე, რომ შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ, 1 ელექტრონი ეკუთვნის a "თავის ბირთვის", ხოლო b "სხვა ბირთვი" მის მდგომარეობაზე ახდენს მცირე გავლენას. ანალოგიურად შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ 2 ელექტრონი ეკუთვნის b "თავის ბირთვის". ასეთ შემთხვევაში \hat{V} წარმოადგენს ატომებს შორის ურთიერთქმედების ჰამილტონიანს. ის შეიძლება განვიხილოთ როგორც მცირე შეშფოთება, რომელიც გაითვალისწინება პირველ და მაღალ რიგის მიახლოებებში. წყალბადის ატომის ძირითადი მდგომარეობის ტალღური ფუნქციები (21.6) ფორმულის თანახმად:

$$\psi_a(1) = \frac{1}{\sqrt{\pi r_B^3}} e^{-\frac{r_{1a}}{r_B}}, \quad \psi_b(1) = \frac{1}{\sqrt{\pi r_B^3}} e^{-\frac{r_{1b}}{r_B}}$$

$$\psi_a(2) = \frac{1}{\sqrt{\pi r_B^3}} e^{-\frac{r_{2a}}{r_B}}, \quad \psi_b(2) = \frac{1}{\sqrt{\pi r_B^3}} e^{-\frac{r_{2b}}{r_B}}$$

ამ კოორდინატული ფუნქციების საშუალებით შეიძლება სისტემის ნულოვან მიახლოების ტალღურ ფუნქციები შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$\psi_{C,A} = N_{C,A} [\psi_a(1)\psi_b(2) \pm \psi_a(2)\psi_b(1)] \quad (39.3)$$

სადაც, $N_{C,A}^2 = \frac{1}{2(1 \pm S^2)}$ ნორმირების მუდმივაა. ხოლო, $S(R) = \int \psi_a(1)\psi_b(1)dV_1 = \int \psi_a(2)\psi_b(2)dV_2$ ინტეგრალს ტალღური ფუნქციების გადაფარვის ინტეგრალი ეწოდება. (39.3) გამოსახულებაში ჩაწერის სიმარტივის მიზნით შემოღებულია აღნიშვნები:

$$\psi_{a1}(r_{a1}) = \psi_a(1), \quad \psi_{b2}(r_{b2}) = \psi_b(2), \quad \psi_{a2}(r_{a2}) = \psi_a(2), \quad \psi_{b1}(r_{b1}) = \psi_b(1)$$

ψ_a აღნიშნულია ელექტრონის ტალღური ფუნქცია, როცა ის ეკუთვნის a ბირთვის, ხოლო ψ_b როცა b ბირთვის. ψ_a და ψ_b ფუნქციები ითვლებიან განსხვავებულად, მიუხედავად იმისა, რომ ანალიზურად ისინი გამოისახებიან ერთნაირი გამოსახულებებით. ეს განსხვავება განპირობებულია იმით, რომ ისინი წარმოადგენენ სხვადასხვა ტალღური ფუნქციებს: ერთ შემთხვევაში კოორდინატები აითვლებიან a ბირთვიდან, ხოლო სხვა შემთხვევაში b ბირთვიდან. (39.3) ფორმულაში ნიშნის არჩევა დამოკიდებულია წყალბადის მოლეკულის სრული სპინის მნიშვნელობაზე. როცა ელექტრონებს გააჩნიათ ერთნაირად ორიენტირებული სპინები მაშინ $S=1$ და უნდა ავიღოთ "-" ნიშანი, ხოლო, როცა სპინები მიმართულია ერთმანეთის საპირისპიროდ, მაშინ $S=0$ და უნდა ავიღოთ ნიშანი "+".

წყალბადის მოლეკულის ძირითადი მდგომარეობის ენერგია შემოფოტების თეორიის პირველ მიახლოებაში განისაზღვრება ფორმულით:

$$E^{(1)} = \int \psi_o^* \hat{H} \psi_o dV \quad (39.4)$$

სადაც, \hat{H} სისტემის სრული ჰამილტონიანია, ψ_o ნულოვანი მიახლოების ტალღური ფუნქციებია.

(39.4) ფორმულაში თუ ჩავსვამთ (39.3) ფუნქციას და გავითვალისწინებთ, რომ ინტეგრირება უნდა მოვახდინოთ ორივე ელექტრონის კოორდინატების მიხედვით, გვექნება:

$$E_{C,A}^{(1)} = \int \psi_{C,A}^* \hat{H} \psi_{C,A} dV_1 dV_2 \quad (39.5)$$

(39.5) ინტეგრალის გამოთვლისას უნდა გავითვალისწინოთ აგრეთვე, რომ $\psi_a(1)$, $\psi_b(2)$ და ა.შ. ტალღური ფუნქციები წარმოადგენენ იზოლირებული ატომების ჰამილტონის ოპერატორების საკუთარ ფუნქციებს, და განისაზღვრებიან შრედინგერის განტოლებიდან, მაგალითად

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_1 - \frac{e^2}{r_{1a}}\right) \psi_a(1) = E_{1s} \psi_a(1), \quad (39.6)$$

სადაც E_{1s} - წყალბადის ატომის $1s$ მდგომარეობის ენერგიაა.

(39.5) ფორმულაში თუ მოვახდენთ შესაბამის გარდაქმნებს მივიღებთ:

$$E_{C,A}^{(1)} = \frac{Q(R) \pm A(R)}{1 \pm S^2(R)} + E_{1s} + E_{1s} \quad (39.7)$$

სადაც,

$$\begin{aligned} Q(R) &= \frac{e^2}{2} \left[\frac{2}{R} + \int \psi_a^2(1) \psi_b^2(2) \frac{dV_1 dV_2}{r_{1,2}} + \int \psi_a^2(2) \psi_b^2(1) \frac{dV_1 dV_2}{r_{1,2}} \right] - \\ &- \frac{e^2}{2} \left[\left(\frac{1}{r_{2a}} + \frac{1}{r_{1b}} \right) \int \psi_a^2(1) \psi_b^2(2) dV_1 dV_2 - \int \left(\frac{1}{r_{1a}} + \frac{1}{r_{2b}} \right) \psi_a^2(2) \psi_b^2(1) dV_1 dV_2 \right] \\ A(R) &= \frac{e^2}{2} \left[\int \psi_a(1) \psi_a(2) \psi_b(1) \psi_b(2) \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{r_{1,2}} - \frac{1}{r_{2a}} - \frac{1}{r_{1b}} \right) dV_1 dV_2 \right] + \\ &+ \frac{e^2}{2} \left[\int \psi_a(1) \psi_a(2) \psi_b(1) \psi_b(2) \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{r_{1,2}} - \frac{1}{r_{1a}} - \frac{1}{r_{2b}} \right) dV_1 dV_2 \right] \end{aligned}$$

$Q(R)$ გამოსახულებაში მეორე და მესამე შესაკრებები ერთმანეთის ტოლია. იგივე შეიძლება ითქვას მეოთხე და მეხუთე შესაკრებებზე. ამიტომ გვექნება,

$$Q(R) = e^2 \left(\frac{1}{R} + \int \frac{\psi_a^2(1) \psi_b^2(2)}{r_{1,2}} dV_1 dV_2 - \int \frac{\psi_a^2(1)}{r_{1b}} dV_1 - \int \frac{\psi_b^2(2)}{r_{2a}} dV_2 \right)$$

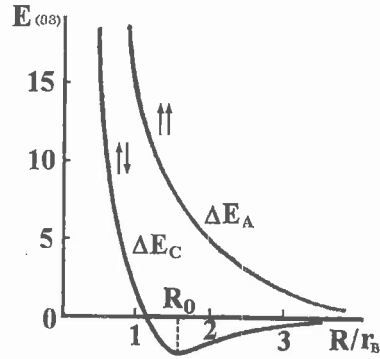
რაც გამოსახავს მოლეკულაში შემავალი ყველა ნაწილაკის კულონური ურთიერთქმედების ენერგიას. ამასთან ყოველი ელექტრონის მუხტი თვალსაჩინოებისათვის შეიძლება ჩავთვალოთ ატომების

ბირთვების გარშემო სივრცეში $\rho_a(1) = -e\psi_a^2(1)$ ან $\rho_b(2) = -e\psi_b^2(2)$ სიმკვრივით განაწილებული.

$A(R)$ ინტეგრალით განსაზღვრულ ენერგიას უწოდებენ გაცვლით ენერგიას. ცხადია, რომ შემოფოტების თეორიის პირველ მიხედვებში ენერგიისადმი შესწორება- მოლეკულის ბმის ენერგია:

$$\Delta E_{C,A}^{(1)} = E_{C,A}^{(1)} - E^{(a)} = \frac{Q(R) \pm A(R)}{1 \pm S^2(R)} \quad (39.8)$$

ბმის ენერგია დამოკიდებულია ბირთვებს შორის მანძილზე. როგორც ნახაზიდან ჩანს (ნახ. 39.2) პარალელური სპინების შემთხვევაში $\Delta E_A^{(1)}$ მრუდი R მანძილის გაზრდისას მცირდება რადგან მას არ გააჩნია მინიმუმი, ამ შემთხვევაში მოლეკულაში ბმული მდგომარეობა არ წარმოიშობა. პირიქით, ანტიპარალელური სპინების შემთხვევაში $\Delta E_C^{(1)}$ ფუნქციის გააჩნია მინიმუმი $R_0 = 0.080$ ნმ მანძილზე. ამიტომ ამ შემთხვევაში შესაძლებელია წყალბადის მოლეკულის წარმოქმნა.



ნახ. 39.2.

პროტონის სპინი ტოლია $1/2$. პროტონები ემორჩილებიან პაულის პრინციპს. წყალბადის მოლეკულაში პროტონების აღმწერი სრული ტალღური ფუნქცია უნდა იყოს ანტისიმეტრიული. ამიტომ ამ ტალღური ფუნქციის სპინური ნაწილი შეიძლება იყოს სიმეტრიული ან ანტისიმეტრიული. ეს ნიშნავს, რომ პროტონების სპინები შეიძლება მიმართული იყოს ან პარალელურად ან ანტიპარალელურად. წყალბადის მოლეკულები, რომელთა პროტონების სპინები ანტიპარალელურია ($S = 0$) ეწოდებათ პარაწყალბადის მოლეკულები. პარალელური სპინების შემთხვევაში ($S = 1$) მოლეკულებს ეწოდებათ ორთოწყალბადის მოლეკულები.

§40. მოლეკულური სპექტრები

განვიხილოთ მოლეკულური სპექტრები, რომლებიც მიიღებიან მოლეკულების ერთი ენერგეტიკული დონიდან მეორე ენერგეტიკულ დონეზე გადასვლებისას. მოლეკულური სპექტრები ატომური სპექტრებისაგან იმით განსხვავდება, რომ ისინი შედგებიან არა ვიწრო ხაზებისაგან, არამედ განიერი ზოლებისაგან, ამიტომ მათ ზოლოვან სპექტრს უწოდებენ. ყოველი ზოლი თავის მხრივ შედგება ერთმანეთთან ახლოს მდებარე ვიწრო ხაზებისაგან.

ბორის პოსტულატის თანახმად, მოლეკულის ენერგეტიკული მდგომარეობის ცვლილებისას გამოსხივებული კვანტის სიხშირე:

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} \quad (40.1)$$

სადაც, ΔE მოლეკულის ენერგიის ცვლილებაა. მოლეკულის სრული ენერგია, შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$E = E_t + E_e + E_v + E_r + E_s \quad (40.2)$$

სადაც- E_t მოლეკულების გადატანითი მოძრაობის ენერგიაა, E_e მოლეკულების ატომებში ელექტრონების მოძრაობის ენერგიაა, E_v მოლეკულების რხევითი მოძრაობის ენერგიაა, E_r მოლეკულების ბრუნვითი მოძრაობის ენერგიაა, ხოლო E_s მოლეკულაში ატომების ბირთვების მოძრაობის ენერგიაა. მოლეკულების გადატანითი მოძრაობის ენერგია არ ღებულობს კვანტურ მნიშვნელობებს და მისი ცვლილება არ იძლევა მოლეკულურ სპექტრს. თუ მხედველობაში არ მივიღებთ მოლეკულური სპექტრების ხაზების ზენაზ სტრუქტურას, მაშინ შეიძლება უგულებელვყავთ ბირთვების მოძრაობით გამოწვეული წევრი, და მოლეკულის სრული ენერგია შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$E = E_e + E_v + E_r \quad (40.3)$$

ენერგიის ამ მნიშვნელობას თუ გავითვალისწინებთ (40.1) გამოსახულებაში გვექნება:

$$v = \frac{\Delta E}{h} = \frac{\Delta E_e}{h} + \frac{\Delta E_v}{h} + \frac{\Delta E_r}{h} \quad (40.4)$$

სადაც ΔE_e , ΔE_v და ΔE_r მოლეკულის სრული ენერჯის შესაბამისი ნაწილის ცვლილებებია. როგორც ცდები და თეორიული გამოთვლები გვიჩვენებენ: $\Delta E_r \ll \Delta E_v \ll \Delta E_e$.

მაგრამ რხევითი ენერგეტიკული დონეების ცვლილებისას ერთდროულად იცვლებიან მათი ბრუნვითი ენერგეტიკული მდგომარეობები. ე.ი. მოლეკულების რხევითი ენერჯის ცვლილებისას ადგილი ექნება რხევით-ბრუნვით გადასვლებს, ისე რომ აღიძვრება რხევით-ბრუნვითი სპექტრი. რხევითი სექტრის ყველი ხაზი იქცევა ერთმანეთთან ძალზე ახლო განლაგებული ძალიან დიდი რიცხვი ხაზების ერთობლიობად.

მოლეკულაში ელექტრონის ენერჯია დამოკიდებულია მხოლოდ m_l კვანტური რიცხვის $|m_l|$ აბსოლიტურ მნიშვნელობაზე, რომელსაც აღნიშნავენ λ ბერძნული ასოთი. მოლეკულაში $\lambda = 0, 1, 2, \dots$ მნიშვნელობების შესაბამისი ელექტრონის მდგომარეობას აღნიშნავენ $\sigma, \pi, \delta, \dots$ ბერძნული ასოებით. მოლეკულის ენერგეტიკული მდგომარეობა აღინიშნება $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \Gamma, \dots$ ბერძნული ასოებით.

ცალკეული ელექტრონების ორბიტალური იმპულსის მომენტების შესაბამისი ორბიტალური კვანტური რიცხვები იკრიბება ალგებრულად. ამ რიცხვების ჯამი $\sum \lambda_i = \Lambda$ განსაზღვრავს მოლეკულის სრულ ორბიტალურ იმპულსის მომენტს მოლეკულის დერძის მიმართ. გარდა ორბიტალური მომენტისა მოლეკულაში ელექტრონების მდგომარეობას განსაზღვრავენ ჯამური სპინური მომენტით S , რომლის სიდიდე ტოლია ცალკეული სპინების ალგებრული ჯამის $S = \sum s_i$. სპინ-ორბიტალური ურთიერთქმედების უგულვებელყოფისას ენერგეტიკული დონეები არ არიან დამოკიდებული სპინზე და წარმოადგენენ გადაგვარებულს. სპინ-ორბიტალური ურთიერთქმედების გათვალისწინებისას ეს გადაგვარება იხსნება და წარმოიქმნება $2S+1$ ახლოს განლაგებული ენერგეტიკული დონეები. $2S+1$ რიცხვს უწოდებენ მოლეკულების ელექტრონული მდგომარეობების მულტიპლეტურობას. მოლეკულების ელექტრონული მდგომარეობების მულტიპლეტურობას აღნიშნავენ ატომების ელექტრონული მდგომარეობების ანალოგიურად. მა-

გალითად, $^1\Sigma$ გვიჩვენებს, რომ $S=0$ და $L=0$. $^1\Pi$ გვიჩვენებს, რომ $S=0$ და $L=1$. წყალბადის მოლეკულის ძირითადი მდგომარეობაა $^1\Sigma$. $^3\Sigma$ მდგომარეობაში გადასვლისას მოლეკულა იშლება ატომებად.

დაუშვათ, რომ ნივთიერებას, რომლის შემადგენელი მოლეკულები არ ურთიერთქმედებენ ურთიერთშორის, ეცემა მცირე ენერჯის მქონე კვანტების გამოსხივება. თუ თანდათანობით გავზრდით v სიხშირეს (კვანტების ენერჯიას), ისე, რომ $h\nu$ კვანტის ენერჯია არ გახდება მოლეკულის ორ მეზობელ ენერგეტიკულ დონეებს შორის უმცირესი ენერჯის სხვაობის ტოლი, სინათლის შთანთქმას არ ექნება ადგილი. შთანთქმას ექნება ადგილი იმ შემთხვევაში, როცა კვანტის ენერჯია გახდება მოლეკულის ბრუნვითი მოძრაობის ენერჯის ცვლილების შესაბამისი. ასეთი ენერჯის კვანტებმა შეიძლება გადაიყვანონ მოლეკულები ერთი ბრუნვითი ენერგეტიკული დონიდან სხვა უფრო მაღალ ენერგეტიკულ დონეზე და შესაბამისად მიიღება ბრუნვით სპექტრალური ხაზები.

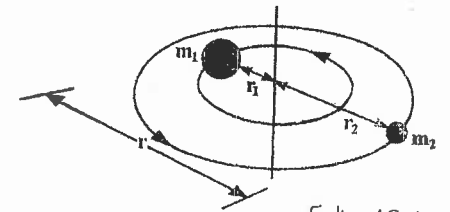
მოლეკულის მარტივ მაგალითს წარმოადგენს ორატომიანი მოლეკულა, რომელიც შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც ორი ერთმანეთთან ხისტად დაკავშირებული ატომების ერთობლიობა, რომელიც ბრუნავს საერთო მასათა ცენტრის გარშემო, როგორც ეს ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 40.1).

m_1 და m_2 ავლნიშნოთ პირველი და მეორე ატომის მასები, ხოლო r მათ შორის მანძილი. ასეთი მოლეკულის ინერჯის მომენტი მასათა ცენტრზე გამავალი, ატომების შემაერთებული წრფის პერპენდიკულარული მიმართულებით ტოლი იქნება:

$$J = m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 \quad (40.5)$$

სადაც, r_1 და r_2 მასათა ცენტრიდან შესაბამის ატომებამდე მანძილებია. მასათა ცენტრის განმარტების თანახმად,

$$m_1 r_1 = m_2 r_2 \quad \text{და} \quad r = r_1 + r_2 \quad (40.6)$$



ნახ. 40.1.

ამიტომ (40.5) ასე შეიძლება წარმოვადგინოთ:

$$J = \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right) (r_1 + r_2)^2 = \mu r^2 \quad (40.7)$$

სადაც, $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ მოლეკულის დაყვანილი მასაა.

მოლეკულის ბრუნვითი მოძრაობის ენერგია ტოლია:

$$E = \frac{J\omega^2}{2} \quad (40.8)$$

სადაც, თუ გავითვალისწინებთ, რომ იმპულსის მომენტი ტოლია:

$$L = J\omega \quad (40.9)$$

და, ლებულობს შემდეგ კვანტურ მნიშვნელობებს:

$$L_r = \sqrt{r(r+1)}\hbar \quad (40.10) \quad (r = 0, 1, 2, 3, \dots)$$

მივიღებთ:

$$E_r = \frac{J\omega^2}{2} = \frac{L_r^2}{2J} = \frac{r(r+1)\hbar^2}{2J} \quad (40.11)$$

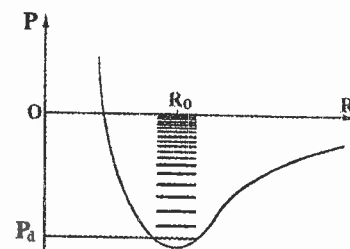
სადაც, $r = 0, 1, 2, 3, \dots$.

ბრუნვითი მოძრაობის ენერგია ძალიან მცირეა, ამიტომ ბრუნვითი მოძრაობის ხაზები განლაგებულია ელექტრომაგნიტური ტალღების სპექტრის ინფრაწითელ ან მიკროტალღურ არეში.

თუ, გამოსხივების კვანტების ენერგიას კიდევ უფრო გავზარდით, ადგილი ექნება მოლეკულების რხევით ენერგეტიკულ დონეებს შორის გადასვლებს, და წარმოიშობა შესაბამისად მოლეკულების რხევითი სპექტრი.

მოლეკულის მდგრადი წონასწორობისათვის აუცილებელია, რომ პოტენციალური ენერგიას $P(R)$ გააჩნდეს მინიმუმი R_0 წე-

რტილში (ნახ. 40.2). R_0 წარმოადგენს ატომებს შორის მანძილს მდგრადი წონასწორობის მდგომარეობაში. მანძილის ცვლილებისას, აღიძვრებიან ძალები რომლებიც ცდილობენ დააბრუნონ ის მდგრადი წონასწორობის მდგომარეობაში. თუ დაუშვებთ, რომ გადახრა არის მცირე, პოტენციალური ენერგია შეიძლება გავშალოთ მწკვრივად R_0 წერტილში:



ნახ. 40.2.

$$P(R) = P(R_0) + \frac{(R - R_0)^2}{2} P''(R_0) \quad (40.12)$$

სადაც, გათვალისწინებულია, რომ $P'(R)$ ნულის ტოლია. შემოვიღოთ აღნიშვნა $R - R_0 = x$, მაშინ, კოორდინატის გასწვრივ ატომების რხევებისათვის შრედიანგერის განტოლება შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left(\tilde{P} - \frac{\mu\omega_0^2}{2} x^2 \right) \psi = 0 \quad (40.13)$$

სადაც, $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ სისტემის მოლეკულის დაყვანილი მასაა; ხოლო $\tilde{P} = P + P(R_0)$, და $\mu\omega_0^2 = P''(R_0)$.

(40.13) წარმოადგენს ჰარმონიული ოსცილატორის განტოლებას, რომლის ამონახსნი როგორც ცნობილია ტოლია:

$$\tilde{P} = \hbar\omega_0 \left(\nu + \frac{1}{2} \right) \quad (40.14) \quad (\nu = 0, 1, 2, \dots)$$

ორატომიანი მოლეკულის რხევითი დონეები გამოსახულია ნახაზზე (ნახ. 40.2). როცა $\nu = 0$, $\tilde{P}_0 = \hbar\omega_0$ - გვაქვს ნულოვანი ენერგია. რაც გვიჩვენებს, რომ მოლეკულებში ატომები არ შეიძლება წარმოვიდგინოთ ერთმანეთის მიმართ უძრავად. ასეთი მდგომარე-

ობა განპირობებულია განუზღვრელობის პრინციპით. რხევითი კვანტური რიცხვისათვის საართლიანია შემდეგი შერჩევის წესი: $\Delta v = \pm 1$.

წმინდა სახით რხევით სპექტრებს შეიძლება დავაკვირდეთ მხოლოდ სითხეებში, რადგან მეზობელ მოლეკულებს შორის ძლიერი ურთიერთქმედების გამო მოლეკულების ბრუნვითი მოძრაობა განვითარებულია სუსტად. აირებში მოლეკულების ბრუნვითი მოძრაობის ენერგეტიკული დონეები ძლიერ აღზნებულია რხევით დონეებთან შედარებით. ამიტომ, აირების სპექტრებში რხევითი სპექტრების იზოლირებული ხაზები არ დაიკვირვება.

რხევითი ენერგეტიკული დონეების ცვლილებისას ერთდროულად იცვლებიან მათი ბრუნვითი ენერგეტიკული მდგომარეობები. ე.ი., მოლეკულების რხევითი ენერგიის ცვლილებისას ადგილი ექნება რხევით-ბრუნვით გადასვლებს, ისე, რომ წარმოიშობა რხევით-ბრუნვითი სპექტრი. რხევითი სპექტრის ყოელი ხაზი იქცევა ერთმანეთთან ძალზე ახლო განლაგებული ძალიან დიდი რიცხვი ხაზების ერთობლიობად.

რხევითი სპექტრის ყოელი ხაზი, რომლებიც წარმოიშობა ბრუნვით დონეებს შორის გადასვლებისას, გადაიქცევა ერთმანეთთან ძალზე ახლოს განლაგებული მრავალი რიცხვი ხაზების ერთობლიობად. შედეგად კი მიიღება ბრუნვითი-რხევითი სპექტრის ზოლი. (40.11) და (40.14) ფორმულების თანახმად, ენერგიის მნიშვნელობებს ექნებათ შემდეგი სახე:

$$E_{v,r} = \hbar\omega_0\left(v + \frac{1}{2}\right) + \frac{r(r+1)\hbar^2}{2J} \quad (40.15)$$

შერჩევის წესს ასეთი გადასვლებისას ექნებათ შემდეგი სახე:

$$\Delta r = \pm 1, \Delta v = \pm 1$$

მაგალითად, $v=1$ მდგომარეობიდან $v=0$ მდგომარეობაში გადასვლისას წარმოიშობა სპექტრის ორი შტო: Q - შტო, რომელთათვისაც $\Delta r = -1$, და K - შტო, რომელთათვისაც $\Delta r = +1$. (40.15)-დან შეიძლება განვსაზღვროთ გამოსხივების სიხშირეები:

$$\omega_K = \frac{E_{1,r+1} - E_{0,r}}{\hbar} = \omega_0 + \frac{[(r+1)(r+2) - r(r+1)]\hbar}{2J} = \omega_0 + \frac{(r+1)\hbar}{J}$$

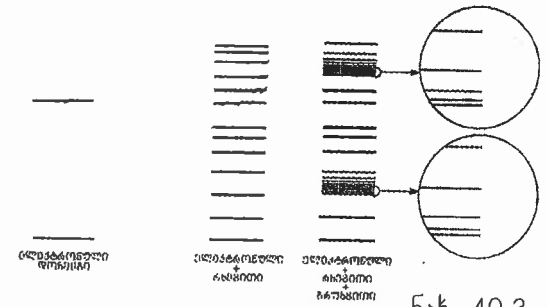
$$(r = 0, 1, 2, \dots)$$

$$\omega_Q = \frac{E_{1,r-1} - E_{0,r}}{\hbar} = \omega_0 + \frac{r(r-1) - r(r+1)}{2J}\hbar = \omega_0 - \frac{r\hbar}{J} \quad (r = 0, 1, 2, \dots)$$

ω_0 სიხშირის ხაზი არ გამოსხივდება, რადგან $\Delta l = 0$, გადასვლა აკრძალულია შერჩევის წესით. მეზობელ ხაზებს შორის მანძილი ორივე შტოში ერთნაირია და ტოლია $\Delta\omega = \frac{\hbar}{J}$. მრავალატომიანი მოლეკულების შემთხვევაში სპექტრები მნიშვნელოვნად გართულებულია.

ჩვენ განვიხილეთ ცალ-ცალკე მოლეკულის ელექტრონული, რხევითი და ბრუნვითი სპექტრები, და ვნახეთ, რომ მოლეკულას შეიძლება გააჩნდეს ერთდროულად რხევითი და ბრუნვითი მოძრაობის ენერგია. გარდა ამისა მოლეკულაში ელექტრონები შეიძლება იმყოფებოდნენ აღზნებულ მდგომარეობაში. ასეთ შემთხვევაში წარმოიშობა მოლეკულის ელექტრონულ-რხევით-ბრუნვითი სპექტრები (ნახ. 40.3).

მოლეკულების აღზნებული მდგომარეობიდან ძირითად მდგომარეობაში გადასვლისას გამოსხივდება სინათლის კვანტი. გამოსხივებას, რომლის დროსაც მოლეკულის აღმგზნები შთანთქმული სინათლის კვანტ-



ნახ. 40.3.

ებს და ძირითად მდგომარეობაში გადასვლისას გამოსხივებულ სინათლის კვანტს შორის დროის შუალედი მეტია სინათლის ტალღების რხევის პერიოდზე ლუმინესცენცია ეწოდება. ლუმინესცენციას ადგილი აქვს ნებისმიერი ტემპერატურისას, ამიტომ მას ხშირად ცივ ნათებას უწოდებენ.

ნათების ხანგრძლივობის მიხედვით განასხვავებენ სწრაფად მიღევად ლუმინესცენციას, რომელსაც ფლოუორესცენცია ეწოდება და ხანგრძლივი ლუმინესცენციას, რომელსაც ფოსფოროსცენციას უწოდებენ. მათ ხანგრძლივობაში განსხვავება განპირობებულია მოლეკულების აღზნების და სინათლის კვანტების გამოსხივების მომენტებს შორის მოლეკულათა შიგნით მოლეკულებში

მიმდინარე პროცესების ხანგრძლივობით. ნივთიერებებს, რომლებშიც წარმოიშობა ლუმინისცენცია, ეწოდებათ ლუმინოფორები.

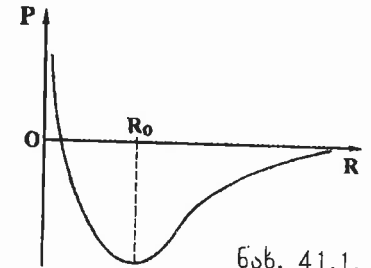
აღზნების ტიპის მიხედვით განასხვავებენ ფოტოლუმინესცენციას- ლუმინესცენცია, რომელიც წარმოიშობა ლუმინოფორის ნილული ან ულტრაიისფერი სინათლით განათებისას. რადიოლუმინესცენციას- ბირთვული და რადიაციული გამოსხივების მოქმედებით: α -ნაწილაკებით, β -ნაწილაკებით, γ -სხივებით, რენტგენის სხივებით, პროტონებით, ელექტრონებით და იონებით. ელექტროლუმინესცენციას- რომელიც წარმოადგენს ელექტრული ველის მოქმედებით გამოწვეულ ნათებას. ქემილუმინესცენციას- სხეულთა ნათება რომელიც გამოწვეულია ქიმიური რეაქციებისას. ტრიბოლუმინესცენციას- ზოგიერთი კრისტალების მექანიკური ზემოქმედებით გამოწვეული ნათება.

ენერგიის გარდაქმნის მექანიზმის მიხედვით განასხვავებენ რეზონანსულ, სპონტანურ, იძულებით და რეკომბინაციურ ლუმინესცენციას.

§41. მყარ სხეულში ატომებს შორის კავშირის ტიპები

ბუნებაში ნივთიერებები არსებობს მყარ, თხევად, აირ და პლაზმურ მდგომარეობებში. მყარ მდგომარეობაში ნივთიერება არსებობს კრისტალური ან ანორფული. კრისტალურ მყარ სხეულებსათვის დამახასიათებელია შემადგენელი ნაწილაკების (ატომების, იონების, მოლეკულების) სივრცითი მოწესრიგებული განლაგება. ანორფულ მყარ სხეულებში ეს ნაწილაკები განლაგებულია განსაზღვრული წესრიგით, მაგრამ ეს არ არის შორი წესრიგი, არამედ დამახასიათებელია ახლო წესრიგი. მყარი მდგომარეობა წარმოიშობა ნაწილაკებს შორის ძლიერი ურთიერთქმედების გავლენით, როდესაც ნაწილაკებს შორის კავშირის ენერგია გაცილებით მეტია მათი სითბური მოძრაობის კინეტიკურ ენერგიაზე. ნაწილაკებს შორის მდგრადი წონასწორობის მდგომარეობა მიიღწევა, როდესაც სრულდება თავისუფალი ენერგიის მინიმუმის პირობა. როცა წონასწორობის პირობა სრულდება სივრცის რაიმე არეში, მაშინ ის უნდა შესრულდეს სივრცის სხვა არეებშიც და ცხადია, რომ უნდა განხორციელდეს ნაწილაკების ანალოგიური განლაგება სივრცის სხვა არეებშიც. ეს ნიშნავს, რომ ნაწილაკების ურთიერთგანლაგება განმეორდება სივრცის ერთი არიდან სხვა

არეებში გადასვლებისას, ე.ი. წარმოიშობა მყარი სხეულების პერიოდული სტრუქტურა კრისტალური მესერის სახით, ხოლო თვით მყარი სხეულები წარმოადგენენ კრისტალებს. კრისტალების შემადგენელი ნაწილაკების წონასწორობის მდგომარეობის წერტილებს კრისტალური მესერის კვანძებს უწოდებენ. კრისტალის ატომებს შორის ურთიერთქმედების პოტენციალური ენერგიის ზოგადი სახე მოცემულია ნახაზზე (ნახ. 41.1). დიდ მანძილებზე ნაწილაკები მიიზიდებიან, მცირე მანძილებზე კი განიზიდებიან. R_0 მანძილზე მიზიდულობის ძალები კომპენსირებულია განზიდვის ძალებით და ნაწილაკები იმყოფებიან მდგრადი წონასწორობის მდგომარეობაში. გარემოებათა მიხედვით ასეთი მდგრადი წონასწორობა შეიძლება განხორციელდეს ან მოლეკულაში ატომებს შორის ან კრისტალური მესერის კვანძებში ატომებს შორის. უკანასკნელ შემთხვევაში ამბობენ ატომური კრისტალების შესახებ. ნახაზზე (ნახ. 41.1) ნაჩვენებია პოტენციალური ენერგიის მანძილზე დამოკიდებულება სამართლიანია მოლეკულებისათვისაც. ამ შემთხვევაში წარმოიშობა კრისტალები, რომელთა კრისტალური მესერის კვანძებში განლაგებულია მოლეკულები. ასეთ კრისტალებს უწოდებენ მოლეკულურ კრისტალებს.



ნახ. 41.1.

კრისტალებში არსებობს ხუთი ტიპის კავშირი: იონური, კოვალენტური, წყალბადური, ლითონური და მოლეკულური. რეალურ შემთხვევაში ყველაზე მეტად ერთდროულად მოქმედებს მათგან რამოდენიმე, მაგრამ ჩვეულებრივ გამოყოფენ რომელიმე სახის ურთიერთქმედებას, რომლის მიხედვით კრისტალს მიაკუთვნებენ ერთ გარკვეულ ტიპს. იონურ კავშირს ადგილი აქვს ატომებს შორის, რომელთაგან ერთი ადვილად გასცემს ელექტრონს და გადაიქცევა დადებით იონად, ხოლო მეორე კი მიიერთებს ელექტრონს და გადაიქცევა უარყოფით იონად. ასეთ იონებს შორის მოქმედი კულონური მიზიდულობის ძალა ქმნის დაკავშირებულ სისტემას. იონური კავშირი განაპირობებს $NaCl$ კრისტალის არსებობას. ნატრიუმის ატომის ელექტრონული გარსის ელექტრონი სუსტადაა დაკავშირებული ატომის ძირითად ნაწილთან და შეიძლება ადვილად მოშორდეს ატომს, რის შედეგადაც მიიღება ნატრიუმის დადებითი იონი Na^+ . ქლორის ატომის ელექტრონულ გარს არ ჰყოფნის ერთი

ელექტრონი, რომ ის გადაიქცეს ჩაკეტილ გარსად. ქლორი მიისწრაფვის შეიძინოს ელექტრონი რადგან შეავსოს ადგილი ჩაკეტილ გარსზე, რის შედეგადაც მიიღება ქლორის უარყოფითი იონი Cl^- . ე.ი. იონური კავშირი მიიღება ატომებს შორის მუხტების გაცვლისას. ცხადია, რომ ნატრიუმის იონსა და ქლორის იონს შორის კულონური ურთიერთმიზიდვის შედეგად მიიღება $NaCl$. $NaCl$ გარდა იონური კრისტალების ტიპური წარმომადგენლებია LiF , KI , ... იონური კრისტალებისათვის დამახასიათებელია ძლიერი კავშირის ენერგია. ამ ტერმინის ქვეშ იგულისხმება მუშაობა, რომელიც უნდა შესრულდეს, რომ ტემპერატურის აბსოლუტურ ნულზე სისტემა დავშალოთ შემაღლებულ ნაწილაკებად. იონური კრისტალების შემთხვევაში ასეთ შემაღლებულ ნაწილაკებს წარმოადგენენ დადებითი და უარყოფითი იონები. $NaCl$ კავშირის ენერგია შეადგენს 764 კჯ/მოლი. იონური კრისტალებისათვის დამახასიათებელია გამოსხივების ძლიერი შთანთქმა ინფრაწითელ არეში. დაბალი ტემპერატურისას მცირე ელექტროგამტარებლობა და კარგი იონური ელექტროგამტარებლობა მაღალი ტემპერატურებისას.

კოვალენტური კავშირი იქმნება ატომებს შორის ორი ურთიერთსაპირისპირო პროექციის სპინების მქონე სავალენტო ელექტრონების შეწყვილებით ანუ მათი გადასვლით ე.წ. ბმის ორბიტალებზე. ელექტრონების ასეთი შეწყვილების შედეგად წარმოიშობა მდგრადი ელექტრონული კონფიგურაციები. ამიტომ, კოვალენტური კავშირის შემცველი კრისტალები უნდა შედგებოდნენ ერთი ტიპის ატომებისაგან, რომლებიც დაკავშირებული არიან ერთმანეთთან წყვილი ელექტრონებით. ასეთი სტრუქტურის მაგალითს წარმოადგენს ალმასი, გერმანიუმი, სილიციუმი და სხვ. კოვალენტურ კრისტალებში კავშირის ენერგია შეადგენს დაახლოებით $700 \div 1200$ კჯ/მოლი. კოვალენტური კრისტალებისათვის დამახასიათებელია მაღალი სიმტკიცე, სუსტი ელექტროგამტარებლობა დაბალი ტემპერატურებისას.

ლითონურ კრისტალების კვანძებში პერიოდულად განლაგებულია დადებით იონები, რომელთა შორის მოძრაობენ სავალენტო ელექტრონები, რომლებიც სუსტად არიან დაკავშირებული თავიანთ ბირთვებთან, შეუძლიათ ადვილად დატოვონ ატომები და მოძრაობენ მესერში. ამის შედეგად მესერის შიგნით იქმნება უარყოფითი მუხტის განაწილება ელექტრონული აირის მსგავსად. ლითონური კავშირი წარმოადგენს ამ ელექტრონულ აირსა და

დადებითად დამუხტული იონების ურთიერთქმედების შედეგს. ლითონურ კავშირს გააჩნია გარკვეული მსგავსება კოვალენტურ კავშირთან, მაგრამ, თუ კოვალენტური ბმის დროს ხდება ელექტრონების შეწყვილება, რომლებიც ყოველთვის შესაბამის ატომებს შორის იმყოფებიან, ლითონური კავშირის დროს ეს ელექტრონები მხოლოდ თავის ატომებთან არ არიან ლოკალიზებული, თავისუფლად მოძრაობენ მთელ კრისტალურ მესერში. ლითონებისათვის დამახასიათებელია მაღალი ელექტროგამტარებლობა, სითბოგამტარებლობა და პლასტიკურობა.

წყალბადურ კავშირს ადგილი აქვს, როდესაც ორ ატომს შორის მოთავსებულია წყალბადის ატომი. წყალბადის ელექტრონი ქმნის კავშირს ერთ ატომთან, ხოლო დარჩენილი პროტონი ქმნის კავშირს სხვა ატომთან. რის შედეგადაც წყალბადის ატომი აღმოჩნდება დაკავშირებული ორ ატომთან, მიუხედავად იმისა, რომ წყალბადის ატომი შეიძლება მონაწილეობდეს მხოლოდ ერთ კოვალენტურ კავშირში. წყალბადისებური კავშირი წარმოიშობა სისტემაში, რომლებიც შეიცავენ წყალბადს და ელექტროუარყოფით ელემენტებს F , O , N , C , Cl და S . წყალბადისებური კავშირი მუდავნდება ორგანულ კრისტალებში, ცილებში, ცოცხალ ორგანიზმებში.

როგორც ვნახეთ არსებობენ საკმაოდ ძლიერი ძალები, რომლებიც განაპირობებენ კრისტალურ მესერში ატომებს შორის ურთიერთმიზიდვას და მდგრადი ქიმიური კავშირის შექმნას. მაგრამ, ატომებსა და იონებს შორის არსებობენ სხვა სახის ძალებიც რომლებიც არ ქმნიან ერთმანეთთან ქიმიურ კავშირებს. მაგალითად, როცა ელექტრონები ძლიერ არიან დაკავშირებული ატომებთან. მაგალითად, ინერტული აირების ატომები, როგორიცაა ნეონი, ჰელიუმი, არგონი, ...; ძალებს, რომლებიც მოქმედებენ ატომებს (იონებს, მოლეკულებს) შორის, როდესაც ქიმიური ბმის შექმნა შეუძლებელია, ეწოდება ვან-დერ-ვაალსის ძალები. ხოლო კავშირს მოლეკულური კავშირი. ეს სახელწოდება დაკავშირებულია იმასთან, რომ სწორედ ამ ძალებით არის გამოწვეული შესწორება მიზიდვაზე, რომელიც შეაქვთ იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლებაში, როდესაც გადადიან რეალური აირების მდგომარეობის ვან-დერ-ვაალსის განტოლებაზე.

მოლეკულულურ კრისტალებს ქმნიან წყალბადი, ქლორი, ნახშირორჟანგი, როცა ისინი გადადიან მყარ მდგომარეობაში, აგრეთვე ორგანული ნივთიერებების უმრავლესობა. მოლეკულურ

კრისტალებს მიეკუთვნებიან აგრეთვე კრისტალები რომლებიც მიიღებიან ინერტული ატომებისაგან. მოლეკულურ კრისტალებს გააჩნიათ დაბალი დნობის ტემპერატურა და ძლიერი კუმშვადობა, რაც განპირობებულია ვან-დერ-ვაალსის სუტი კავშირით. მოლეკულურ კრისტალებში კავშირის ენერგია შეადგენს 8 კჯ/მოლი.

§42. მჰარი სხეულის ელექტრონული თეორია

კრისტალებში კრისტალური მესერის არსებობა მიგვითითებს კრისტალში პერიოდული ელექტრული ველის არსებობაზე. კრისტალში ელექტრონისათვის შრედინგერის განტოლება ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\Delta \psi_{\vec{k}}(\vec{r}) + \frac{2m}{\hbar^2} [E_{\vec{k}} - P(\vec{r})] \psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = 0 \quad (42.1)$$

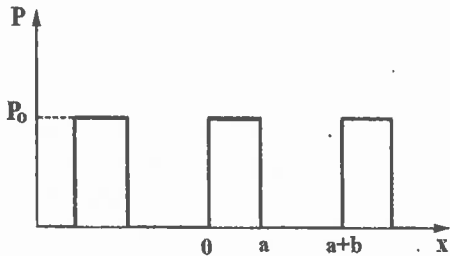
სადაც $E_{\vec{k}}$ ელექტრონის ენერგიის საკუთარი მნიშვნელობაა; $\psi_{\vec{k}}$ $E_{\vec{k}}$ საკუთარი მნიშვნელობის შესაბამისი საკუთარი ფუნქციაა; \vec{k} $\psi_{\vec{k}}$ ფუნქციის დამახასიათებელი კვანტური რიცხვების ერთობლიობაა. შრედინგერის (42.1) განტოლების ამონახსნს გააჩნია შემდეგი სახე:

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} \varphi_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (42.2)$$

სიმარტივისათვის განვიხილოთ ერთგანზომილებიანი შემთხვევა (მართკუთხა პოტენციალური ჯებირებისა და ორმოების თანმიმდევრობა) (ნახ. 42.1). ერთგანზომილებიან პერიოდული პოტენციალის შემთხვევაში შრედინგერის განტოლებას გააჩნია შემდეგი სახე:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - P) \psi = 0 \quad (42.3)$$

სადაც, $P=0$ ყოველი პოტენციალური ორმოსათვის, და $P=P_0$ ყოველი პოტენციალური



ნახ. 42.1.

ბარიერისათვის. (42.3) განტოლების ამონახსნი ვეძებთ შემდეგი სახით:

$$\psi_k = e^{ikx} \varphi_k(x) \quad (42.5)$$

სადაც, $\varphi_k(x)$ აკმაყოფილებს პირობას $\varphi_k(x) = \varphi_k(x+a+b)$. (42.5) ჩავსვათ (42.3) გამოსახულებაში, გვექნება:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} + 2ik \frac{d\varphi}{dx} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - K - P) \varphi = 0 \quad (42.6)$$

სადაც, $K = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$. პოტენციალური ორმოსათვის სადაც $P=0$ ($0 < x < a$ არეში), (42.6) ამონახსნს გააჩნია შემდეგი სახე:

$$\varphi_k = Ae^{i(\tau-k)x} + Be^{-i(\tau+k)x} \quad (42.7)$$

სადაც, $\tau = \left(\frac{2me}{\hbar^2}\right)^{1/2}$. პოტენციალური ბარიერისთვის სადაც $P = P_0$ ($a < x < a+b$ არეში) ამონახსნი ჩაიწერება შემდეგნაირად:

$$\varphi_k = Ce^{i(\beta-ik)x} + De^{-i(\beta+ik)x} \quad (42.8)$$

სადაც, $\beta = \left[\frac{2m}{\hbar^2}(P-E)\right]^{1/2}$. A , B , C და D მუდმივები შეიძლება ისეთნაირად, რომ φ ფუნქცია და მისი წარმოებული $\frac{d\varphi}{dx}$ იყოს უწყვეტი. ამასთან თუ გავითვალისწინებთ φ ფუნქციის პერიოდულობას მივიღებთ შემდეგ განტოლებათა სისტემას:

$$A + B + C + D$$

$$i(\tau - k)A - i(\tau + k)B = (\beta - ik)C - (\beta + ik)D$$

$$Ae^{i(\tau-k)a} + Be^{-i(\tau+k)a} = Ce^{-i(\beta-ik)b} + De^{i(\beta+ik)b}$$

$$i(\tau - k)Ae^{i(\tau - k)a} - i(\tau + k)Be^{-i(\tau + k)a} = (\beta - ik)Ce^{-(\beta - ik)b} - (\beta + ik)De^{(\beta + ik)b} \quad (42.9)$$

ამრიგად, მივიღეთ A , B , C და D კოეფიციენტების განსაზღვრისათვის ოთხი ერთგვაროვანი განტოლებათა სისტემა. ამ განტოლებათა სისტემას გააჩნიათ ნულისაგან განსხვავებული ამონახსნები მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როდესაც სისტემის დეტერმინანტი:

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & -1 & -1 \\ i(\tau - k) & -i(\tau + k) & -(\beta - ik) & (\beta + ik) \\ e^{i(\tau - k)a} & e^{-i(\tau + k)a} & -e^{-(\beta - ik)b} & -e^{-i(\beta + ik)b} \\ i(\tau - k)e^{i(\tau - k)a} & -i(\tau + k)e^{-i(\tau + k)a} & -(\beta - ik)e^{-i(\beta - ik)b} & (\beta + ik)e^{i(\beta + ik)b} \end{vmatrix}$$

ნულის ტოლია. ამ დეტერმინანტის გახსნა გვაძლევს:

$$\frac{\beta^2 - \tau^2}{2\tau\beta} bsh\beta \sin \tau a + bch\beta \cos \tau a = \cos k(a + b) \quad (42.10)$$

(42.10) განტოლების სირთულის გამო ძნელია ვიმსჯელოთ ელექტრონის ენერჯიის სპექტრის სახეზე. ამიტომ, (42.10) განტოლების გამარტივების მიზნით განვიხილოთ ზღვრული შემთხვევა, როდესაც პოტენციალურ ბარიერსა და პოტენციალურ ორმოებს შორის სიგანე მიისწრაფვის ნულისაკენ ($b \rightarrow 0$), ხოლო პოტენციალური ბარიერის სიმაღლე მიისწრაფვის უსასრულობისაკენ ($P_0 \rightarrow 0$), ისე, რომ $P_0 b$ ფართობი რჩება მუდმივი ($P_0 b \rightarrow const$). ამ შემთხვევაში თუ გავითვალისწინებთ, რომ $ch\beta b \rightarrow 1$, და $sh\beta b \rightarrow \beta b$ (42.10) განტოლება მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$(p/\tau a) \sin \tau a + \cos \tau a = \cos ka \quad (42.11)$$

სადაც, $p = \frac{\beta^2 ab}{2} = \frac{mP_0 ab}{\hbar^2}$, ხოლო $\beta^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(P_0 - E)$.

(42.10) განტოლება შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგნაირად:

$$p \frac{\sin x}{x} + \cos x = \cos ka \quad (42.12)$$

სადაც, $x = \tau a$. (42.12) განტოლების ამონახსნი ვეძიოთ გრაფიკული ამონახსნის სახით. ამისათვის განტოლების მარჯვენა მხარე ავლნიშნოთ $f(x)$:

$$f(x) = p \frac{\sin x}{x} + \cos x = \cos ka \quad (42.13)$$

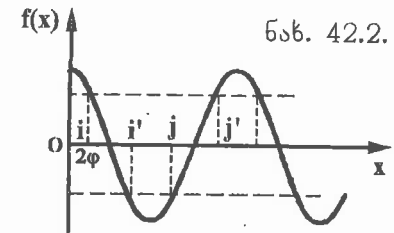
მაშინ,

$$\begin{aligned} f(0) &= 1 + p \\ f(x \geq 1) &= \cos x \\ f(x = n\pi) &= \cos n\pi = (-1)^n, \quad n = 1, 2. \end{aligned} \quad (42.14)$$

სადაც $f(x)$ ფუნქცია დებულობს ± 1 მნიშვნელობებს $x = n\pi$ და $x = n\pi + 2\varphi$ წერტილებში, სადაც $n = 0, 2, \dots$ ნახაზზე ნაჩვენებია $f(x)$ ფუნქციის გრაფიკი (ნახ. 42. 2). თანახმად ნახაზისა ii' , jj' და ა.შ. ინტერვალში x , ან ენერჯიის მნიშვნელობებს ეთანადებთან $|f(x)| \leq 1$, ამიტომ ენერჯიის ეს მნიშვნელობები დასაშვებია. ხოლო ii' , jj' და ა.შ. ინტერვალების შიგნით x , ან ენერჯიის მნიშვნელობებს ეთანადებთან $|f(x)| \geq 1$, ამიტომ ენერჯიის ეს მნიშვნელობები აკრძალულია. მაშასადამე, მესერში ელექტრონის სპექტრი შედგება აკრძალული და დასაშვები ზონებისაგან. x ან ენერჯიის მნიშვნელობები, რომლებიც ეთანადებიან აკრძალულ ან დასაშვებ დონეებს, გამოისახებიან შემდეგი უტოლობით:

$$\begin{aligned} (n-1)\pi < x < (n-1)\pi + 2\varphi & - \text{აკრძალული ზონები} \\ (n-1)\pi + 2\varphi < x < n\pi & - \text{დასაშვები ზონები} \end{aligned}$$

$n = 1, 2, 3, \dots$, ზონის ნომერია. ნახაზის (ნახ. 42.2) თანახმად აკრძალული ზონა იწყება ენერჯიის იმ მნიშვნელობისას, რომელიც განისაზღვრება $x = \tau a = n\pi$ პირობიდან და ტოლია:



ნახ. 42.2.

$$E_n = \frac{\hbar^2 \tau^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m a^2} n^2 \quad (42.15)$$

$2\varphi = 2\arctg \frac{p}{x} = 2\arctg \frac{p}{n\pi}$ წარმოადგენს აკრძალული ზონის სიგანეს. როგორც 2φ -ს გამოსახულებიდან ჩანს, ზონის ნომრის, ან რაც იგივეა ელექტრონის ენერჯიის გადიდებით 2φ სიდიდე მცირდება და ხდება ნულის ტოლი როცა $n \rightarrow \infty$, რადგან ამ შემთხვევაში, როცა $n \rightarrow \infty$ ელექტრონი გადადის თავისუფალ მდგომარეობაში. (42.12) ფორმულის თანახმად, როცა $x = \tau a = n\pi$, $\tau = k$. მაშასადამე, როდესაც ტალღური ფუნქციის ვექტორი $k = \frac{n\pi}{a}$, იწყება აკრძალული ზონა. ამ დროს ენერჯია განიცდის წყვეტას. k ტალღური ვექტორის ის მნიშვნელობები, რომლებიც მოთავსებულია

$$-\frac{\pi}{a} < k < \frac{\pi}{a}$$

ან,

$$-\frac{1}{2a} < \frac{k}{2\pi} < \frac{1}{2a}$$

ინტერვალში ადგენს ბრილუენის პირველ, ანუ ცენტრალურ ზონას. ამ ზონის შიგნით ენერჯია k ტალღური ვექტორის უწყვეტი ფუნქციაა. k ტალღური ვექტორის ის მნიშვნელობები, რომლებიც მოთავსებულია

$$\frac{\pi}{a} < k < \frac{2\pi}{a}$$

და

$$-\frac{2\pi}{a} < k < -\frac{\pi}{a}$$

ან,

$$\frac{1}{2a} < \frac{k}{2\pi} < \frac{1}{a}$$

და

$$-\frac{1}{a} < \frac{k}{2\pi} < -\frac{1}{2a}$$

ინტერვალში ადგენენ ბრილუენის მეორე ზონას და ა.შ. ყოველი ზონის შიგნით ენერჯია k ტალღური ვექტორის უწყვეტი ფუნქციაა, ხოლო ერთი ზონიდან მეორეზე გადასვლისას ენერჯია განიცდის წყვეტას.

განვიხილოთ (42.12) ფორმულის ორი კერძო შემთხვევა:

1. $p = 0$, მაშინ $f(x) = \cos x = \cos \tau a = \cos ka$, აქედან გამომდინარეობს, რომ $\tau = k$ და $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$. ამ დროს ყველა მნიშვნელობისათვის $|f(x)| \leq 1$, ე.ი. ენერჯიის ყველა მნიშვნელობა დასაშვებია. ეს არის სრულიად თავისუფალი ელექტრონის შემთხვევა.

2. $p = \infty$, მაშინ ასეთ შემთხვევაში გვექნება:

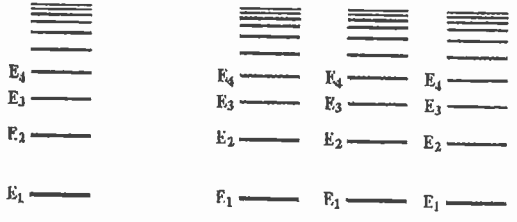
$$x = \tau a = n\pi \quad \text{და} \quad E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m a^2} n^2$$

ენერჯია ღებულობს დისკრეტულ მნიშვნელობებს. ეს არის სრულიად ბმული ელექტრონის შემთხვევა.

p სასრული მნიშვნელობისას (42.13) განტოლება (42.14) განსაზღვრული E_n ყოველი მნიშვნელობის ნაცვლად მიიღება ქვედონეების სასრული რიცხვი, რომელიც ტოლია პოტენციალური ორმოების რიცხვის. მაგრამ, პოტენციალური ორმოების რიცხვი ტოლია კრისტალური მესერის კვანძებში ატომების რიცხვის. ამიტომ, ცხადია, რომ როცა ატომი იმყოფება კრისტალში, რომელიც შეიცავს N ატომს, იზოლირებული ატომის ყოველი კვანტური მდგომარეობა გაიხლიჩება N კვანტურ მდგომარეობად. ეს მტკიცება სამართლიანია არა მხოლოდ განხილული სახის წრფივი მოდელისათვის არამედ სივრცითი კრისტალის ზოგადი შემთხვევისათვისაც.

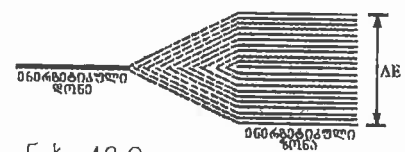
§43. მზარი სხეულის ენერგეტიკული ჯონეები

დაუშვათ მოცემული გვაქვს ძალიან დიდი რაოდენობის ერთნაირი ატომები, რომლებიც დაშორებული არიან ერთმანეთისაგან იმდენად შორს, რომ მათ შორის ურთიერთქმედება ძალიან მცირეა, და შეიძლება მხედველობაში არ მივიღოთ. ასეთ შემთხვევაში ყოველი ატომი შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც იზოლირებული, მათთვის დამახასიათებელი განსაზღვრული ენერგეტიკული დონეებით. ერთმანეთისაგან დაშორებულ N ატომურ სისტემას გააჩნია იგივე ენერგეტიკული დონეები, მაგრამ ყოველი დონე განმეორდება N -ჯერ (ნახ. 43.1). ამიტომ სისტემის ყოველი ენერგეტიკული დონის გადაგვარების ჯერადობა იქნება საკმაოდ დიდი. დავიწყოთ ახლა ატომების უწყვეტად მიახლოება. გარკვეულ მანძილზე, მათ შორის წარმოშობილი ურთიერთქმედების გამო ყოველი თავდაპირველი ენერგეტიკული დონე თითქოს წაინაცვლებს. ენერგეტიკული დონეები დაიწყებენ გახლეჩას, გადაგვარება მოიხსნება (ნახ. 43.2). ბოლოს და ბოლოს N რაოდენობის ატომებისაგან წარმოიშობა კრისტალი. თავდაპირველად გადაგვარებული ენერგეტიკული დონე გაიხლიჩება ძალიან დიდი რაოდენობის დონეებად რომლებიც



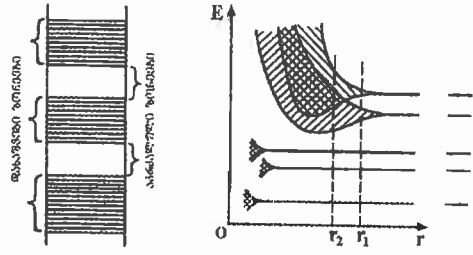
ნახ. 43.1.

ქმნიან ენერგეტიკულ ზოლს ანუ ზონას. ნახაზზე (ნახ. 43.3) ნაჩვენებია დონეების გახლეჩა ატომებს შორის მანძილის მიხედვით. როგორც ნახაზიდან ჩანს, შიგა ელექტრონებით გამოწვეული გახლეჩა მცირეა. შესამჩნევად გაიხლიჩება მხოლოდ სავალენტო ელექტრონებით დაკავებული დონეები. ნახ. 43.2. ნახ. 43.2. ნახ. 43.2.



ნახ. 43.2.

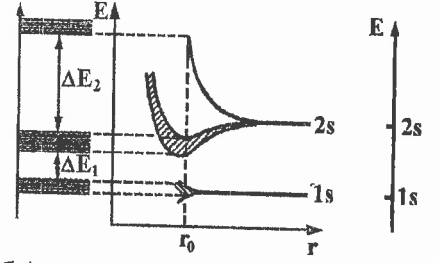
ნახაზზე (ნახ. 43.3) ნაჩვენებია დონეების გახლეჩა ატომებს შორის მანძილის მიხედვით. როგორც ნახაზიდან ჩანს, შიგა ელექტრონებით გამოწვეული გახლეჩა მცირეა. შესამჩნევად გაიხლიჩება მხოლოდ სავალენტო ელექტრონებით დაკავებული დონეები.



ნახ. 43.3.

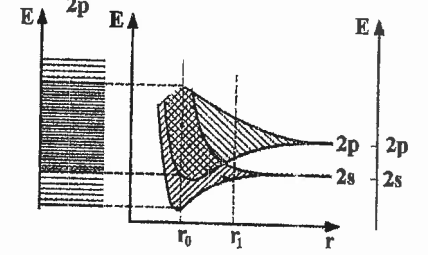
r_1 და r_2 შეესაბამება კრისტალში მეზობელ ატომებს შორის წონასწორულ მანძილს.

ნახაზზე (ნახ. 43.4) ნაჩვენებია ენერგეტიკული დონეების გახლეჩა ლითიუმის ატომის შემთხვევისათვის.



ნახ. 43.4.

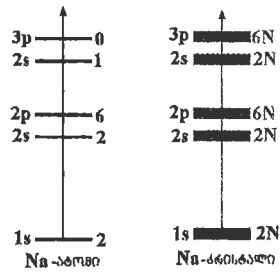
ამრიგად, კრისტალის ენერგეტიკული სპექტრი შედგება რამოდენიმე ზოლისაგან, რომელთაც ენერგეტიკულ ზონებს უწოდებენ, და თითოეული მათგანი წარმოიშობა ცალკეული ატომების ენერგეტიკული დონეების გახლეჩის შედეგად. გახლეჩის პროცესში ძირითადად მონაწილეობს სავალენტო ელექტრონები, ე.ი. გარე გარსების ელექტრონები. ენერგეტიკული დონეების არაჩვეულებრივად დიდი რიცხვის გამო, რომლებდაც გაიხლიჩება იზოლირებული ატომის ენერგეტიკული დონეები, ყოველ ზონაში კრისტალის ენერგია იცვლება ფაქტიურად უწყვეტად. მეზობელი ენერგეტიკული დონეები შეიძლება გაყოფილი იყოს სასრული სიგანის შუალედებით. კრისტალის ენერგიამ არ შეიძლება მიიღოს ამ შუალედში მოთავსებული მნიშვნელობა. ისინი ქმნიან "ხვრელს" კრისტალის ენერგეტიკულ სპექტრში და ეწოდებათ აკრძალული ზონები. ყველა დანარჩენ დონეებს ეწოდებათ დასაშვები. მაგრამ შესაძლებელია შემთხვევა, როცა მეზობელი ზონები მჭიდროდ ახლოსაა განლაგებული ერთმანეთთან ან გადაფარავენ ერთმანეთს როგორც ეს ნაჩვენებია ბერილიუმის ატომის შემთხვევისათვის (ნახ. 43.5). კიდურა ზონა რომელსაც შეესაბამება ენერგიის უმაღლესი დონე, ეწოდება გამტარებლობის ზონა. უფრო ღრმად მდებარე ზონებს, რომლებიც მიიღება სავალენტო ელექტრონების დონეების გახლეჩისას ეწოდებათ სავალენტო ზონა.



ნახ. 43.5.

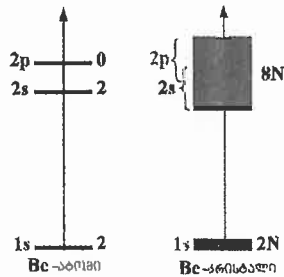
ამრიგად, ატომის ყოველი ენერგეტიკული დონე გადაიქცევა კრისტალის ენერგეტიკული დონეების ზონად, როგორც ეს ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 43.6). ზონების მიხედვით ელექტრონების

განაწილებისას მხედველობაში უნდა იქნეს მიღებული პაულის პრინციპი: სპინის ორიენტაციის გათვალისწინებით ზონის N კვანტურ მდგომარეობაში შეიძლება იმყოფებოდეს არა უმეტეს $2N$ ელექტრონისა. ამიტომ, თუ კრისტალურ მესერში ატომების მთლიანი რიცხვი ტოლია N , მაშინ S ზონაში შეიძლება იმყოფებოდეს $2N$ ელექტრონი. P ზონაში ელექტრონების მაქსიმალური რიცხვი ტოლი იქნება $2N \cdot 3 = 6N$ (ნახ. 43.6). ანალოგიურად განისაზღვრება ელექტრონების რიცხვი სხვა ზონებისათვისაც.



ნახ. 43.6.

კრისტალების ელექტრული თვისებების ანალიზისას, როგორც ზემოთ ავლინდნენ, გათვალისწინებული უნდა იქნეს ზონების "გადაფარვის" შემთხვევა. მაგალითად, ტუტე ლითონებს გარე S -დონეზე გააჩნია ორი სავალენტო ელექტრონი. მაშინ ყველაზე გარე S ზონა შევსებულია მთლიანად. ამიტომ ცხადია, რომ მთლიანად შევსებული S -დონეების მქონე ტუტე ლითონები უნდა წარმოადგენდნენ დიელექტრიკებს, რაც წინააღმდეგებაშია ექსპერიმენტალურ მონაცემებთან. ნახაზზე (ნახ. 43.7) ნაჩვენებია ბერილიუმის ატომის დონეების დონეთა სქემა და ბერილიუმის კრისტალის ზონების სქემა. როგორც ჩანს ბერილიუმის კრისტალის $2S$ და $2P$ ზონები გადაფარავენ ისე, რომ ქმნიან ერთ ზონას, სადაც შეიძლება იმყოფებოდეს მხოლოდ $2N + 6N = 8N$ ელექტრონი. სინამდვილეში ამ ზონაში იმყოფება $2N$ ელექტრონი $2S$ ზონის დონეებზე. ამრიგად, ზონების გადაფარვის შედეგად იქმნება სიტუაცია, რომელიც დამახასიათებელია გამტარებისათვის: ყველაზე ზედა ზონა შევსებულია ნაწილობრივ. ამიტომ ბერილიუმი და სხვა ლითონები წარმოადგენენ გამტარებს და არა დიელექტრიკებს.

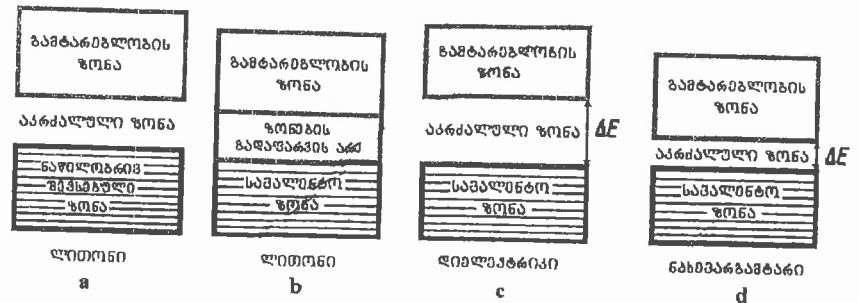


ნახ. 43.7.

მყარი სხეულის ელექტრული თვისებები განისაზღვრება სხვადასხვა ენერგეტიკული დონეების ურთიერთგანლაგებით და ამ ზონებში ელექტრონების განაწილების მიხედვით. ზონები შეიძლება შევსებული იყოს ელექტრონებით მთლიანად, ნაწილობრივ

ან იყოს თავისუფალი (ნახ. 43.8). ელექტრონებით მთლიანად შევსებული, ყველაზე მაღალმდებარე ზონას უწოდებენ სავალენტო ზონას. სავალენტო ზონის შემდგომ ზონას ეწოდება გამტარბლობის ზონა. ის შეიძლება ნაწილობრივ იყოს შევსებული ელექტრონებით, ან საერთოდ არ შეიცავდეს ელექტრონებს.

თუ კრისტალი მოთავსებულია გარეშე ელექტრულ ველში, მაშინ ელექტრული ველის მოქმედებით შესაძლებელია ელექტრონების გადასვლა ერთი ენერგეტიკული დონიდან სხვა ენერგეტიკულ დონეზე, ისე რომ ადგილი ექნება ელექტრონების მიმართ-



ნახ. 43.8.

ულ მოწესრიგებულ მოძრაობას ელექტრული ველის მოქმედების მიმართულებით, რის შედეგადაც წარმოიშობა ელექტრული დენი. მაგრამ, განხორციელდება თუ არა აღნიშნული მდგომარეობა სინამდვილეში დამოკიდებულია ერთი ენერგეტიკული დონიდან სხვა ენერგეტიკულ დონეზე ელექტრონების გადასვლის შესაძლებლობაზე, პაულის პრინციპის გათვალისწინებით.

დაუშვათ, რომ გამტარბლობის ზონა არ შეიცავს არც ერთ ელექტრონს. გარეშე ელექტრული ველი მოქმედებს სავალენტო და სხვა ზონის ელექტრონებზე. ამ ზონების ყველა ენერგეტიკული დონეები შევსებულია ელექტრონებით. პაულის პრინციპი კრძალავს ელექტრონის გადასვლას სხვა ელექტრონებით დაკავებულ კვანტურ მდგომარეობაში. ე.ი. მიუხედავად ელექტრული ველის არსებობისა, ელექტრონების გადასვლას სავალენტო ზონაში ადგილი არ ექნება, და ცხადია, რომ ელექტრული დენი არ წარმოიშობა. ელექტრონის ერთადერთი შესაძლო გადასვლაა - ელექტრონების გადასვლა სავალენტო ზონის დონეებიდან გამტარბლობის ზონის დონეებზე. მაგრამ, თუ გამტარბლობის ზონასა და სავალენტო ზონას შორის ენერგიათა სხვაობა საკმაოდ დიდია, მა-

შინ ასეთ გადასვლებს არ ექნება ადგილი. ასეთ შემთხვევაში გარეშე ელექტრული ველის მოქმედება არ გამოიწვევს ელექტრული დენის წარმოშობას კრისტალურ სხეულში, და ცხადია, რომ ის წარმოადგენს დიელექტრიკს. ამრიგად, შეიძლება ითქვას, რომ დიელექტრიკებს წარმოადგენენ კრისტალები, რომელთაც არ გააჩნიათ ელექტრონები გამტარებლობის ზონაში (ნახ. 43.8, c).

ასეა დაუშვავთ, რომ გამტარებლობის ზონა შევსებულია ნაწილობრივ (მთლიანად ის არ შეიძლება იყოს შევსებული, რადგან, განმარტების თანახმად ამ შემთხვევაში ის იქნებოდა სავალენტო ზონა). გარეშე ელექტრული ველის მოქმედებით ელექტრონები გამტარებლობის ზონიდან შეიძლება გადავიდნენ იმავე ზონის სხვა დონეებზე, რადგან ერთი და იმავე ზონის სხვადასხვა დონეებს შორის მანძილი მცირეა. ასეთი გადასვლებისას წარმოიშობა ელექტრონების მიმართულებითი მოძრაობა, რაც შეესაბამება ელექტრული დენის წარმოქმნას. ცხადია, რომ შესაბამისი კრისტალი იქნება გამტარი. ე.ი. შეიძლება ითქვას, რომ გამტარებს წარმოადგენენ კრისტალები, რომელთაც გამტარებლობის ზონაში გააჩნიათ ელექტრონები (ნახ. 43.8, a, b).

არსებობენ კრისტალები, რომელთაც ისევე როგორც დიელექტრიკებს, სავალენტო ზონა მთლიანად შევსებულია ელექტრონებით, ხოლო გამტარებლობის ზონა მთლიანად თავისუფალია. ორივე ზონა გაყოფილია ერთმანეთისაგან სასრული სივრცის ხვრელით, მაგრამ ეს ხვრელი გაცილებით მცირეა ვინემ დიელექტრიკებში.

წარმოვიდგინოთ, რომ ენერგეტიკული ინტერვალის გამტარებლობის ზონის ქვედა დონესა და სავალენტო ზონის ზედა დონეს შორის მცირეა. დაუშვავთ, რომ გამტარებლობის ზონაში ელექტრონები არ არსებობენ. შესაბამისი კრისტალი უნდა იყოს დიელექტრიკი. მაგრამ, ზონებს შორის ენერგეტიკული ინტერვალის სიმცირის გამო სითბური მოძრაობის გავლენით ელექტრონების ნაწილი შეიძლება გადავიდნენ სავალენტო ზონიდან გამტარებლობის ზონაში. რის შედეგადაც მიიღება სიტუაცია როცა კრისტალი შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც გამტარი, რომელსაც გააჩნია გამტარებლობის თვისება. გამტარს, რომელთა ელექტროგამტარებლობა განისაზღვრება აღნიშნული მექანიზმით, უწოდებენ ბუნებრივ ნახევარგამტარებს (გერმანიუმი, სილიციუმი) (ნახ. 43.8, d).

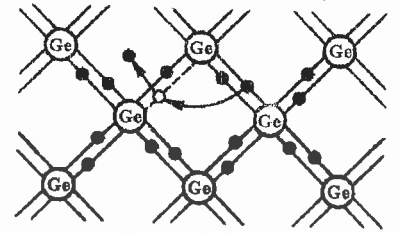
ცხადია, რომ ბუნებრივი ნახევარგამტარის ელექტროგამტარებლობა მით უფრო მეტია, რაც უფრო მეტი ელექტრონები

გადავლენ გამტარებლობის ზონაში სითბური მოძრაობის გავლენით. ასეთი ელექტრონების რიცხვი იზრდება ტემპერატურასთან ერთად. ამიტომ, ცხადია, რომ ბუნებრივი ნახევარგამტარების ელექტროგამტარობა $\approx 10^4 + 10^{-7}$ სიმენსი/მ აგრეთვე იზრდება ტემპერატურასთან ერთად და მოთავსებულია კარგი გამტარების გამტარებლობასა $\approx 10^7$ სიმენსი/მ და დიელექტრიკების გამტარებლობას $\approx 10^{-12} + 10^{-20}$ სიმენსი/მ შორის.

ე.ი. ბუნებრივი ნახევარგამტარები განსხვავდებიან დიელექტრიკებისაგან უფრო ვიწრო აკრძალული ზონით. დიელექტრიკებში აკრძალული ზონის სიგანე შეადგენს რამოდენიმე ელექტრონვოლტს, ხოლო ნახევარგამტარებში 1 ევ.

ყველაზე ფართოდ გავრცელებული ნახევარგამტარია გერმანიუმი (Ge), რომლის ყოველი

ატომი დაკავშირებულია კოვალენტური კავშირით ოთხ მეზობელ ატომთან (ნახ. 43.9). 0K ტემპერატურისას ასეთი კრისტალი წარმოადგენს დიელექტრიკს. ტემპერატურის გაზრდისას (ან სხვა გარეშე ფაქტორის ზემოქმედებით) მესერის სითბურმა რხევებმა შეიძლება გამოიწვიოს კავშირის გაწყვეტა, რის შედეგადაც ელექტრონების ნაწილი მოშორდებიან ატომებს და გახდებიან თავისუფალი. სავალენტო ზონიდან გამტარებლობის ზონაში გადასული ელექტრონების შესაბამისი ადგილები სავალენტო ზონაში განთავსდებიან წარმოიშობა ხვრელები. ამიტომ, გარეშე ელექტრულ ველში ელექტრონები დაიწყებენ მოძრაობას ველის საპირისპირო მიმართულებით, ხოლო ხვრელები ველის მიმართულებით, ე.ი. წარმოიშობა ელექტრული დენი. ხვრელი შეიძლება წარმოვიდგინოთ, როგორც დადებითი დამუხტული ნაწილაკი. ხვრელების გადაადგილებით წარმოქმნილ გამტარებლობას უწოდებენ ხვრელურს. ე.ი. ბუნებრივ ნახევარგამტარს ჩვეულებრივ გამტარებლობასთან ერთად გააჩნია აგრეთვე ხვრელური გამტარებლობა.



ნახ. 43.9.

რეალურ კრისტალების მესერში ყოველთვის არსებობენ დეფექტები, რომლებსაც მივყავართ: იდეალური პერიოდულობის დარღვევამდე. შეიძლება ავლნიშნოთ დეფექტების სამი მთავარი სახე:

1. მესერის ზოგიერთ კვანძებში არ არსებობს იონები ან ატომები.

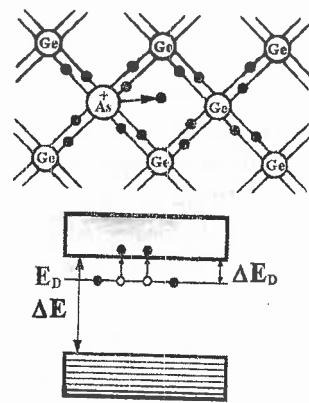
- მესერის კვანძებში ზედმეტი იონების არსებობა.
- მესერის ზოგიერთ კვანძებში გარეშე ატომების არსებობა.

როგორც გამოთვლები გვიჩვენებენ, დეფექტების არსებობის შეთხვევაში არსებობს შრედინგერის ორი ტიპის ამონახსნი:

- დეფექტების არარსებობის შემთხვევის ანალოგიური ამონახსნი.
- ნულისაგან განსხვავებული ამონახსნი, მხოლოდ შესაბამისი დეფექტების ახლოს მყოფი არეებისათვის. ამ შემთხვევაში ელექტრონები ლოკალიზებულია დეფექტის ახლოს, სივრცის ძალიან მცირე არეში. შესაბამის ელექტრონებს არ შეუძლიათ დატოვონ თავიანთი ლოკალიზაციის არეები და მოძრაობენ სივრცის ძალიან მცირე შემოსაზღვრულ არეში. ასეთი სახის მდგომარეობას ეწოდება ლოკალური.

როგორც გამოთვლები გვიჩვენებენ ლოკალურ მდგომარეობათა ენერჯის დონეები მდებარეობენ იდეალური კრისტალის ენერჯის მნიშვნელობათა აკრძალულ არეებში, ე.ი. იდეალური კრისტალის ენერგეტიკულ ზონებს შორის. ლოკალურ დონეთა რიცხვი ტოლია კრისტალში დეფექტების რიცხვის. ამასთან მდგომარეობათა საერთო რიცხვი არ იცვლება, ე.ი. ზონურ და ლოკალურ მდგომარეობათა რიცხვთა ჯამი ტოლია იდეალური კრისტალის მდგომარეობათა რიცხვის. ლოკალური მდგომარეობანი, თითქოს მოშორებულია რომელიმე ზონიდან.

იმის და მიხედვით, თუ რომელი ზონიდან გატხლიჩებიან ლოკალური დონეები, ისინი შეიძლება იყოს დაკავებული ელექტრონებით ან იყოს თავისუფალი. მაგრამ ორივე შემთხვევაში ამ ლოკალური დონეებით შეიძლება იყოს განპირობებული ელექტროგამტარებლობის წარმოქმნა.

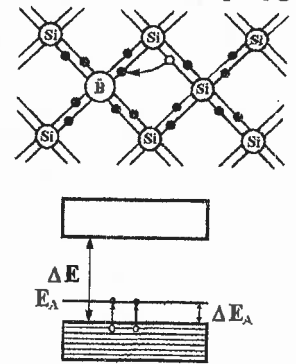


ნახ. 43.10.

დაუშვათ ლოკალური დონეები მოშორებულია სავალენტო ზონიდან შესაბამის ელექტრონებთან ერთად და იყოფებიან სავალენტო ზონასა და გამტარებლობის ზონას შორის. ენერგეტიკული მანძილი გამტარებლობის ზონის ქვედა დონესა და ლოკალურ დონეს შორის მცირეა, ვიდრე მანძილი გამტარებლობის ზონის ქვედა დონესა და სავალენტო ზონის ზედა დონეს შორის. ასეთ ლოკალურ დონეებს უწოდებენ დონორულ დონეს

(ნახ. 43.10). ცხადია, რომ ელექტრონები ადვილად გადავლენ ლოკალური ზონიდან გამტარებლობის ზონაში და გამტარებლობის ზონაში გაჩნდება ელექტრონები. შესაბამის კრისტალს გააჩნია ელექტრონული გამტარელობა.

დაუშვათ, რომ ლოკალური დონეები მოშორებულია დიექტრიკის გამტარებლობის თავისუფალი ზონიდან (ნახ. 43.11). ენერგეტიკული მანძილი სავალენტო ზონის ზედა და ლოკალურ დონეებს შორის მცირეა, ვიდრე მანძილი გამტარებლობის ზონის ქვედა დონეებსა და სავალენტო ზონის ზედა დონეებს შორის. ასეთ ლოკალურ დონეებს ეწოდება აქცეპტორული. ცხადია, რომ შესაძლებელია ელექტრონების გადასვლები სავალენტო ზონიდან ლოკალურ დონეებზე. ასეთ შემთხვევაში სავალენტო ზონაში წარმოიშობა ზვრელები. ეს ზვრელები განაპირობებენ კრისტალის გამტარებლობას. შესაბამის კრისტალს გააჩნია ზვრელური გამტარებლობა.



ნახ. 43.11.

ელექტრონული ნახევარგამტარები, რომლებშიც ელექტრული დენი განხორციელებულია უპირატესად გამტარებლობის ზონის ელექტრონებით, უწოდებენ *n*-ნახევარგამტარებს (*n*-პირველი ასო ლათინური სიტყვა *negativ*- უარყოფითი). ელექტრონული ნახევარგამტარები, რომლებშიც ელექტრული დენი განხორციელებულია უპირატესად სავალენტო ზონაში ზვრელების მოძრაობით, უწოდებენ *p*-ნახევარგამტარებს (*p*-პირველი ასო ლათინური სიტყვა *positiv*- დადებითი). სიტყვა უპირატესი ამ შემთხვევაში ნიშნავს, რომ ჩვეულებრივ ელექტრული დენი განპირობებულია გამტარებლობის ზონაში ელექტრონების და სავალენტო ზონაში ზვრელების ერთდროული მოძრაობით, აქვე უნდა აღინიშნოს, რომ სავალენტო ზონაში სინამდვილეში მოძრაობენ ელექტრონები, მაგრამ ამ მოძრაობის შედეგი მოსახერხებელია წარმოვიდგინოთ ზვრელების მოძრაობის სახით.

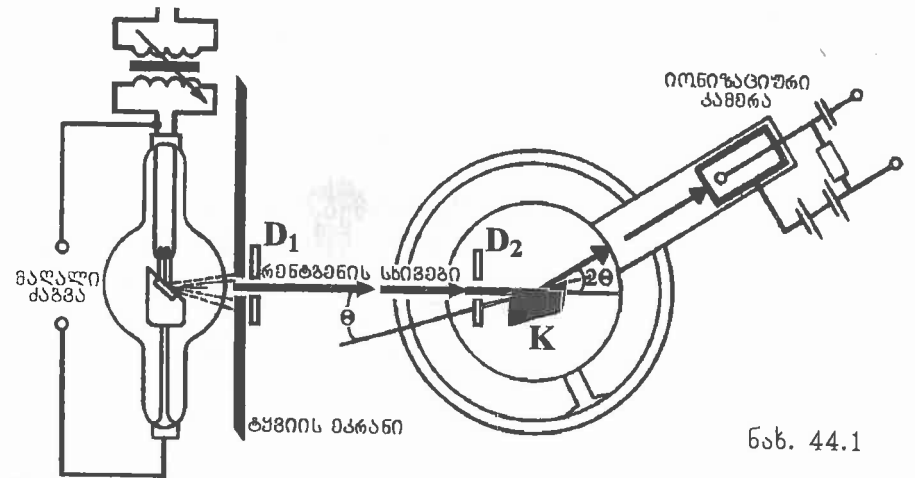
§44. რენტგენის სხივები

რენტგენის სხივები მიიღება სწრაფი ელექტრონების კინეტიკური ენერჯის ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ენერჯიად გარდაქმნის შედეგად და წარმოადგენენ $0.1A \div 100A$ სიგრძის ელექტრომაგნიტურ ტალღებს. ცხრილში (ცხრ. I) ნაჩვენებია, თუ როგორი ადგილი უჭირავს რენტგენის სხივებს ელექტრომაგნიტური ტალღების სკალაზე. სხვადასხვა სახის ელექტრომაგნიტური ტალღებს შორის მოცემული საზღვრები საკმაოდ პირობითია.

ცხრილი I.

გამოსხივების სახეები	ტალღის სიგრძე, სმ	ტალღის სიხშირე, ჰც
გამა-გამოსხივება	$<10^{-9}$	$>3 \cdot 10^{19}$
რენტგენის გამოსხივება	$10^{-9} - 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{19} - 3 \cdot 10^{16}$
ულტრაიისფერი გამოსხივება	$10^{-6} - 4 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{16} - 7.5 \cdot 10^{16}$
ხილული გამოსხივება	$4 \cdot 10^{-5} - 7.7 \cdot 10^{-6}$	$7.5 \cdot 10^{14} - 4 \cdot 10^{14}$
ინფრაწითელი გამოსხივება	$7.7 \cdot 10^{-6} - 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{12}$
რადიოტალღები	$>10^{-2}$	$<3 \cdot 10^{12}$

რენტგენის სხივები აღმოჩენილი იქნა გერმანელი მეცნიერის რენტგენის (1845-1923) მიერ 1895წ. კათოდური სხივების შესწავლისას. რენტგენის სხივების დანადგარის სქემა ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 44.1). რენტგენის სხივები მიიღება მაღალი ვაკუუმის $\sim 10^{-6}$ მმ. ვწყ.სვ. რენტგენის მილაკის საშუალებით. მილაკი შედგება სამი ნაწილისაგან: მინის ან ლითონის კორპუსის ბალონისაგან, კათოდისაგან, რომელიც წარმოადგენს ელექტრონების წყაროს. ანოდს ხშირად ანტიკათოდს უწოდებენ კათოდსა და ანოდს შორის მოდებულია ძლიერი ელექტრული ველი, რომლის საშუალებითაც ხდება ელექტრონების აჩქარება $10^4 \div 10^5$ ევ ენერჯიამდე. თანამედროვე ამანქარებლებში რენტგენის სხივები მიიღებიან 10^2 მევ და მეტი ენერჯიის მქონე ელექტრონების დამუხრუჭებისას არსებობს ორი ტიპის რენტგენის სხივები. ერთია, დამუხრუჭებითი რენტგენის გამოსხივება, რომელიც წარმოიშობა ელექტრონების ანტიკათოდზე დაჯახებისას, რომლის თვისებები არ არის დამოკიდებული



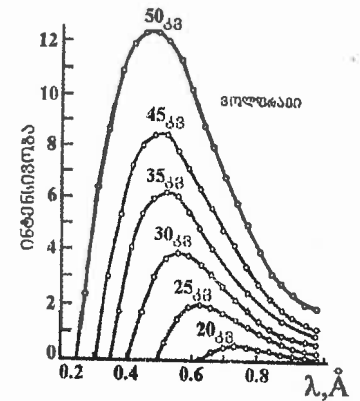
ნახ. 44.1

ანტიკათოდის მასალაზე, და განისაზღვრება მხოლოდ მილაკზე ძაბვის მნიშვნელობით. დამუხრუჭებითი რენტგენის გამოსხივება იძლევა უწყვეტ სპექტრს, ისევე როგორც თეთრი სინათლე. ამიტომ უწყვეტი რენტგენის გამოსხივებას ხშირად თეთრი რენტგენის გამოსხივებას უწოდებენ. მისი სპექტრალური ინტენსივობა მილაკის ძაბვის სხვადასხვა მნიშვნელობისას ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 44.2). გრძელი ტალღების მხარეს დამუხრუჭებითი რენტგენის გამოსხივების ინტენსივობა ეცემა დამრეცად და ასიმპტოტურად მიისწრაფვის ნულისაკენ. მოკლე ტალღების მხარეს, ტალღის სიგრძის რალაც მნიშვნელობისას, ინტენსივობის მრუდი მკვეთრად ეცემა ნულამდე, რომელსაც უწყვეტ რენტგენის გამოსხივების მოკლეთალღოვან საზღვარს უწოდებენ. (რაც აიხსნება უწყვეტი რენტგენის გამოსხივების კვანტური ბუნებით).

რენტგენის კვანტების მაქსიმალური ენერჯია $h\nu_{max}$, რომელიც წარმოიშობა ელექტრონების კინეტიკური ენერჯიის ხარჯზე, არ შეიძლება აღემატებოდეს ამ ენერჯიას. ამიტომ, შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$K = eU = h\nu_{max} \quad (44.1)$$

სადაც, U არის პოტენციალთა სხვაობა



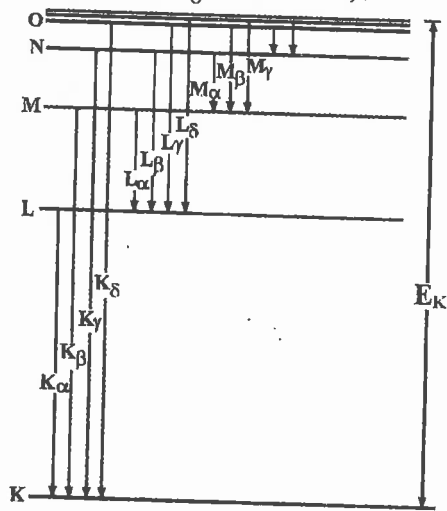
ნახ. 44.2

ეტიკული დონეების დიაგრამა ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 44.5).

რენტგენის გამოსხივებისათვის სამართლიანია შერჩევის წესი, როცა ატომი გადადის ერთი მდგომარეობიდან მეორეში. ასეთი შერჩევის წესებია:

$$\Delta J = -1, 0, +1; \Delta L = \pm 1;$$

რადგან რენტგენის გამოსხივება მოკლელტალოვანია, ამიტომ ენერჯიის სხვაობა ატომების საწყის და საბოლოო მდგომარეობაში ძალიან დიდია. რაც გვიჩვენებს, რომ კვანტურ გადასვლებს ადგილი აქვს ატომის შიგა და არა გარე (სავლენტო) ელექტრონებს შორის. მაგრამ იმისათვის, რომ ასეთ გადასვლებს ჰქონდეს ადგილი, აუცილებელია, რომ ატომის შიგა ელექტრონულ შრეზე იყოს თავისუფალი ადგილი, სადაც შესაძლებელი იქნება გადავიდეს ელექტრონი ატომის სხვა კვანტური მდგომარეობიდან. ასეთი თავისუფალი ადგილები წარმოიშობა ატომზე სწრაფი ელექტრონების, მაღალი ენერჯიის ატომების და სწრაფი ნაწილაკების ზემოქმედებით.



ნახ. 44.5.

§45. მოზლის კანონი

ელემენტთა რენტგენული სპექტრის შესწავლისას 1913წ. ინგლისელი მეცნიერის (1887-1915) მოზლის მიერ ექსპერიმენტალურად დადგენილი იქნა მარტივი კანონი, რომელიც აკავშირებს ერთმანეთს სპექტრის ხაზების სიხშირეს და ელემენტთა ატომურ ნომერს. ეს კანონი ფორმულით შემდეგნაირად გამოისახება:

$$\sqrt{\nu/R} = a(z - \sigma) \quad (45.1)$$

სადაც- ν გამოსხივების სიხშირეა, z ელემენტის რიგითი ნომერი, R რიდბერგის მუდმივა, a მუდმივი კოეფიციენტი, σ ეკრან-

ირების მუდმივა. (45.1) გამოსახულება ავიყვანოთ კვადრატში:

$$\frac{\nu}{R} = a^2(z - \sigma)^2$$

აქედან,

$$\nu = Ra^2(z - \sigma)^2 \quad (45.2)$$

სპექტრის K სერიისათვის $a = (\frac{3}{4})^{\frac{1}{2}}$. გავითვალისწინოთ a მნიშვნელობა (45.2) გამოსახულებაში:

$$\nu = \frac{3}{4}R(z - \sigma)^2 = R(z - \sigma)^2(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}) \quad (45.3)$$

(45.3) ფორმულა შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით:

$$\nu = R(z - \sigma)^2(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}) \quad (45.4)$$

k გვიჩვენებს სერიის ნომერს, n გვიჩვენებს მოცემულ სერიაში სპექტრალური ხაზის რიგს. ამასთან: $n = k + 1$. K სერიისათვის $k = 1$, $n = 2$; ხოლო, L სერიისათვის $k = 2$, $n = 3$ და ა.შ.

§46. რენტგენის სხივების დიფრაქცია

რენტგენის სხივებით შეიძლება დაგაკვირდეთ დიფრაქციულ მოვლენას ისევე როგორც ეს ხდება სინათლის შემთხვევაში. რენტგენის სხივებით დიფრაქციის მოვლენის დაკვირვების ყველაზე მარტივი და პრაქტიკულად მოსახერხებელი მეთოდია. დიფრაქციული მესრის ნაცვლად გამოვიყენოთ კრისტალი, რადგან როგორც ცნობილია კრისტალი წარმოადგენს გარკვეული კანონზომიერებით განლაგებულ ატომების ან იონების ერთობლიობას სივრცეში. ამიტომ კრისტალის გამოყენება დიფრაქციულ მესერად ხელსაყრელია იმითაც რომ კრისტალში ატომთა შორის მანძილი რენტგენის

ტალლის სიგრძის რიგისაა. დუშვით რენტგენის სხივების მონოქრომატული ნაკადი ($\lambda = const$) ეცემა კრისტალს, რომლის ატომებს შორის მანძილი არის d . სიმარტივისათვის განვიხილოთ ორი სხივის შემთხვევა. დაუშვათ, რომ კრისტალს ეცემა ორი სხივი რაიმე Θ კუთხით. კრისტალზე დაცემის შემდეგ სხივები განიცდიან არეკვლას, და აირეკლებიან იმავე Θ კუთხით (ნახ. 46.1).

1 და 2 სხივების შორის სვლათა სხვაობა:

$$\Delta = BC + CD = 2BC \quad (46.1)$$

თავის მხრივ,

$$BC = AC \sin \Theta = d \sin \Theta$$

მაშინ:

$$\Delta = 2BC = 2d \sin \Theta \quad (46.2)$$

იმისათვის, რომ არეკვლილმა სხივებმა მოგვცეს ინტერფერენცია, ამისათვის სვლათა სხვაობა უნდა აკმაყოფილებდეს პირობას:

$$\Delta = k\lambda, \quad k = 1, 2, 3, \dots$$

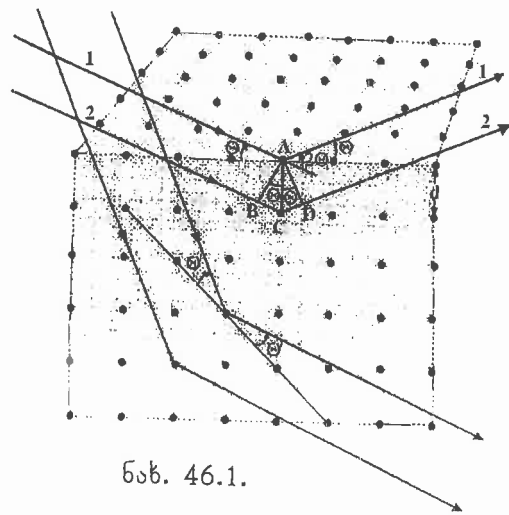
ამიტომ დიფრაქციისათვის გვექნება პირობა:

$$2d \sin \Theta = k\lambda \quad (46.3)$$

რომელსაც ვულფი-ბრეგის ფორმულას უწოდებენ. სადაც- d კრიტიკულ მესერის პარამეტრია, Θ დაცემული და არეკვლილი სხივების მიერ შედგენილი კუთხე, k დიფრაქციული მაქსიმუმების რიგი.

ვულფი-ბრეგის ფორმულის გამოყენებით შეიძლება გადავწყვიტოთ შემდეგი ორი მნიშვნელოვანი ამოცანა:

1. თუ დავაკვირდებით ცნობილი ტალლის სიგრძის რენტგენის სხივების დიფრაქციას უცნობი აგებულების კრისტალური სტ-



ნახ. 46.1.

რუქტურისათვის, და გავზომავთ Θ კუთხეს და k , შეიძლება განვსაზღვროთ d , ე.ი. შეიძლება განვსაზღვროთ ნივთიერების სტრუქტურა. ეს მეთოდი საფუძვლად უდევს რენტგენოსტრუქტურულ ანალიზს. ვულფი-ბრეგის ფორმულა სამართლიანია ელექტრონებისა და ნეიტრონების დიფრაქციისათვისაც. ელექტრონებისა და ნეიტრონების დიფრაქციის საფუძველზე ნივთიერების სტრუქტურის განსაზღვრის მეთოდს შესაბამისდ ელექტრონოგრაფია და ნეიტრონოგრაფია ეწოდება.

2. თუ დავაკვირდებით უცნობი ტალლის სიგრძის რენტგენის სხივების დიფრაქციას კრისტალურ სტრუქტურისათვის, როცა ცნობილია d , და გავზომავთ Θ კუთხეს და k , შეიძლება განვსაზღვროთ დაცემული რენტგენის სხივების ტალლის სიგრძე- λ . რენტგენის სხივების ტალლის სიგრძის განსაზღვრის ეს მეთოდი საფუძვლად უდევს რენტგენოსპექტროსკოპიას.

§47. რენტგენის სხივების შთანთქმა და გაბნევა

რენტგენის სხივების პარალელური ნაკადი ნივთიერებაში გავლისას განიცდის შესუსტებას. რაც გამოწვეულია ორი მიზეზით. პირველია, გაბნევა, როცა სხივების ნაწილი გადაიხრებიან ნაკადიდან გვერდით და გამოდიან თავდაპირველი მიმართულებიდან. ეს მოვლენა ანალოგიურია მღვრიე გარემოში ხილული სინათლის გაბნევის. მაგრამ, ხილული სინათლის შემთხვევაში გარემოს სიმღვრიე გამოწვეულია გარემოში სხვა გარდატეხის მაჩვენებლის გარეშე ნაწილაკების არსებობით, ან, ასეთი ნაწილაკების არარსებობის შემთხვევაში თვით ნივთიერების სიმკვრივის ფლუქტუაციით. რენტგენის სხივების შემთხვევაში მათი ტალლის სიგრძის სიმცირის გამო ნებისმიერი გარემო წარმოადგენს ძლიერ მღვრიეს. აქ არაერთგვაროვანობის როლს თამაშობენ ცალკეული ატომები, და აგრეთვე თვით ელექტრონებიც. მეორე მიზეზია ის, რომ რენტგენის სხივების ნაკადის შესუსტება ხდება ნამდვილი შთანთქმით ანუ აბსორბციით, როცა ნაკადის ენერჯიის ნაწილი გარდაიქმნება სითბოდ.

თუ I ინტენსივობის რენტგენის სხივების მონოქრომატული ($\lambda = const$) პარალელური ნაკადი ეცემა ნივთიერებას, მაშინ მისი

ინტენსივობის შესუსტება ერთგვაროვანი ნივთიერების dx მონაკვეთზე განისაზღვრება თანაფარდობით:

$$dI = -\mu dx$$

საიდანაც,

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (47.1)$$

სადაც μ მუდმივას რენტგენის სხივების ხაზოვანი შესუსტების კოეფიციენტი ეწოდება. მისი ერთეულია m^{-1} (ან cm^{-1}). ე.ი. $x = \frac{1}{\mu}$ მანძილის გავლისას რენტგენის სხივების ნაკადის ინტენსივობა კლებულობს e -ჯერ. ის წარმოადგენს რენტგენის სხივების ინტენსივობის ფარდობითი შესუსტებას გზის ერთეულოვან სიგრძეზე. I_0 ნივთიერებაზე დაცემული რენტგენის სხივების ნაკადის ინტენსივობაა.

ნაკადის ინტენსივობის შესუსტება ხდება როგორც ნამდვილი შთანთქმის, ასევე რენტგენის სხივების გაბნევის შედეგად, ამიტომ შეიძლება დავწეროთ:

$$\mu = \tau + \sigma$$

სადაც, τ უწოდებენ ნამდვილი შთანთქმის კოეფიციენტს, ხოლო σ გაბნევის კოეფიციენტს. μ , σ და τ კოეფიციენტები პროპორციულია ნივთიერების ρ სიმკვრივის, ამიტომ მოსახერხებელია ვისარგებლოთ ე.წ. მასური კოეფიციენტით, ე.ი. სიდიდით:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$$

შესუსტების მასური კოეფიციენტი წარმოადგენს რენტგენის სხივების ინტენსივობის ფარდობით შესუსტებას ერთეულოვანი მასის ნივთიერების ერთეულოვან განიკვეთში გავლისას. მისი განზომილებაა $m^2 \cdot kg^{-1}$ (ან $cm^2 \cdot g^{-1}$).

მასური კოეფიციენტის ანალოგიურად შემოაქვთ შთანთქმისა და გაბნევის მასური კოეფიციენტები:

$$\tau_m = \frac{\tau}{\rho} \text{ და } \sigma_m = \frac{\sigma}{\rho}$$

ე.ი.,

$$\mu_m = \tau_m + \sigma_m$$

რომლის გათვალისწინებითაც (47.1) ფორმულა ასე გადაიწერება:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu_m \rho x} \quad (47.2)$$

თეორიული გამოთვლებისათვის უფრო მოსახერხებელია ვისარგებლოთ ე.წ. ატომური კოეფიციენტებით:

$$\mu_a = \frac{\mu}{\rho} m = \frac{\mu}{\rho N_A} M, \quad \tau_a = \frac{\tau}{\rho} m = \frac{\tau}{\rho N_A} M, \quad \sigma_a = \frac{\sigma}{\rho} m = \frac{\sigma}{\rho N_A} M \quad (47.3)$$

სადაც $m = \frac{M}{N_A}$ ატომის მასაა, M მოლური მასაა, ხოლო N_A

ავოგადროს მუდმივაა. ამ კოეფიციენტებს გააჩნიათ ფართობის განზომილება, ამიტომ შეიძლება დავანსიათოთ, როგორც ატომის განიკვეთა რენტგენის სხივების შესუსტების, შთანთქმის და გაბნევის მიმართ. მაგალითად, μ_a ახასიათებს რენტგენის სხივების ინტენსივობის შესუსტებას ფენაში, რომელიც შეიცავს ერთ ატომს ნაკადის განიკვეთის ერთეულოვან ფართობზე. თუ (47.3) ფორმულაში m აღნიშნავს არა ატომის მასას, არამედ მოლეკულის მასას, მაშინ ამ ფორმულით განსაზღვრულ სიდიდეებს უწოდებენ მოლეკულურ კოეფიციენტებს.

§48. ატომთა გამოსხივება. სკონტანური გამოსხივება

ატომები ელექტრონებთან დაჯახებისას შეიძენენ ენერგიას და გადადიან აღგზნებულ მდგომარეობაში, სადაც იმყოფებიან გარკვეული დროის განმავლობაში, ხოლო შემდეგ კვლავ ბრუნდებიან ძირითად მდგომარეობაში, ისე რომ შექნილ ენერგიას გასცე-

მენ გამოსხივებული კვანტის სახით. მაგალითად, ვერცხლისწყლის ატომის შემთხვევაში პირველი აღზნების პოტენციალი ტოლია:

$$E_2 - E_1 = 4.88 \text{ ევ}$$

როცა, ატომი აღზნებული მდგომარეობიდან ბრუნდება ნორმალურ მდგომარეობაში, გამოსხივებს ენერგიას:

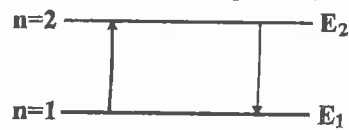
$$h\nu = E_2 - E_1 = 4.88 \text{ ევ}$$

ან,

$$\lambda = \frac{hc}{E_2 - E_1} = \frac{6.63 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{4.88 \cdot 1.6 \cdot 10^{-12}} = 2536 \text{ \AA}$$

გამოთვლით მიღებული გამოსხივებული ტალღის სიგრძის მნიშვნელობა კარგ თანხმობაშია ექსპერიმენტით მიღებულ მნიშვნელობასთან.

დაუშვათ მოცემული გვაქვს საკმაოდ გაიშვიათებული აირი რომელიც შეიცავს ატომების დიდ რიცხვს. აირი ჩავთვალოთ იმდენად გაიშვიათებულად რომ ატომები ერთმანეთთან არ ურთიერთქმედებენ. ამასთან ატომები იმყოფებიან სხვადასხვა სტაციონალურ მდგომარეობაში, რომელთაც შეესაბამებათ ენერგიის დისკრეტული მნიშვნელობები E_1, E_2, \dots ; სიმარტივისათვის ავიჩიოთ ამ მდგომარეობებიდან ორი სტაციონალური მდგომარეობა E_n და E_m (ნახ. 48.1). E_m ენერგეტიკულ მდგომარეობაში აღზნებული ატომთა რიცხვი იყოს N_m . ამ ატომების ნაწილი გარკვეული დროის განმავლობაში რჩებიან ამ დონეზე ან გადადიან ძირითად დონეზე, რაიმე გარეშე ზემოქმედებით (ელექტრომაგნიტური გამოსხივების), ან მისგან დამოუკიდებლად. პირველ შემთხვევაში ამბობენ რომ აღგილი აქვს ინდუცირებულ (იძულებით) გადასვლას, ხოლო მეორე შემთხვევაში სპონტანურ (თავისთავად) გადასვლას. ჯერ განვიხილოთ სპონტანური გადასვლა, ამასთან განვიხილოთ სტატიკურად. ეს იმას ნიშნავს რომ ჩვენ არ შეგვიძლია ზუსტად დანამდვილებით განვსაზღვროთ დროის მოცემული მომენტისათვის რამდენ ასეთ გადასვლას



ნახ. 48.1.

ექნება აღგილი, არამედ ჩვენ შეგვიძლია მხოლოდ ვივარაუდოთ ასეთი გადასვლათა ალბათობა. ეს ალბათობა ავლნიშნოთ A_{mn} . A_{mn} სიდიდეს უწოდებენ აინშტაინის კოეფიციენტებს სპონტანური გამოსხივებისათვის. dt დროში, ანუ $t \div t + dt$ დროის შუალედში გადასულ ატომთა რიცხვი ტოლი იქნება:

$$-dN_m = A_{mn} N_m dt \quad (48.1)$$

ნიშანი "მინუსი" გვიჩვენებს, რომ m დონეზე ატომების რიცხვი კლებულობს. რომლის ინტეგრირებითაც მიიღება:

$$N_m = N_{m0} e^{-A_{mn} t} \quad (48.2)$$

სადაც, N_{m0} არის დროის საწყის $t=0$ მომენტისათვის m მდგომარეობაში ატომების რიცხვი.

m მდგომარეობიდან n მდგომარეობაში ყოველი გადასვლისას გამოსხივდება $h\nu_{mn}$ ენერგიის ფოტონი, რომელიც ბორის პოსტულატის თანახმად,

$$E_m - E_n = h\nu_{mn}$$

dt დროში გამოსხივებული ენერგია ტოლი იქნება:

$$dE = h\nu_{mn} |dN_m| = h\nu_{mn} A_{mn} N_m dt \quad (48.3)$$

ერთეულ დროში გამოსხივებული ენერგია, ე.ი. გამოსხივების ინტენსივობა ტოლი იქნება:

$$I = \frac{dE}{dt} = h\nu_{mn} A_{mn} N_m = I_0 e^{-A_{mn} t} \quad (48.4)$$

სადაც, $I_0 = h\nu_{mn} A_{mn} N_m$ არის გამოსხივების საწყისი ინტენსივობა, ე.ი. $t=0$ მომენტისათვის. dt დროში გადასულ ატომთა რიცხვი ტოლია $A_{mn} N_m dt$. ცხადია რომ ეს არის აღზნებულ მდგომარეობაში მათი სიცოცხლის ხანგრძლივობა. ხოლო t წამში მათი სიცოცხლის ხანგრძლივობა ტოლი იქნება:

$$t A_{mn} N_m dt$$

ხოლო, ყველა ატომების სიცოცხლის ხანგრძლივობა 0-დან ∞ -მდე დროის განმავლობაში ტოლი იქნება:

$$\int_0^{\infty} t A_{mn} N_m dt$$

ხოლო ყველა ატომების სიცოცხლის საშუალო ხანგრძლივობა არის ერთნაირი და ტოლი იქნება:

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t A_{mn} N_m dt}{N_{m0}} = \frac{\int_0^{\infty} t A_{mn} N_{m0} e^{-A_{mn} t} dt}{N_{m0}} = \int_0^{\infty} t A_{mn} e^{-A_{mn} t} dt = \frac{1}{A_{mn}}$$

ე.ი. ალგზნებულ მდგომარეობაში ატომების საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა

$$\tau = \frac{1}{A_{mn}} \quad (48.5)$$

ალგზნებული ატომების საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობის ამ მნიშვნელობას თუ გავითვალისწინებთ (48.2) და (48.4) ფორმულებში, გვექნება:

$$N_m = N_{m0} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (48.6)$$

და,

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (48.7)$$

სპონტანური გამოსხივება წარმოადგენს არაკოჰერენტულ გამოსხივებას.

ალგზნებულ მდგომარეობაში ატომმა შეიძლება შთანთქოს ელექტრომაგნიტური ველის ენერგია და გადავიდეს უფრო მაღალ ენერგეტიკულ დონეზე, ან პირიქით გასცეს ენერგია ველს და გადავიდეს უფრო დაბალ დონეზე. აღნიშნული უკანასკნელი გადასვლები წარადგენს ინდუცირებულ გადასვლებს, რაც განაპირობებს ინდუცირებულ გამოსხივებას.

განვიხილოთ ახლა იძულებითი ანუ ინდუცირებული გადასვლა, რომელსაც რადიოფიზიკაში სტიმულირებულ გადასვლასაც უწოდებენ. განვიხილოთ ელექტრომაგნიტური გამოსხივების და ნორმალურ და ალგზნებულ მდგომარეობაში მყოფი ატომის ურთიერთქმედება. ნახაზზე (ნახ. 49.1) მარცხნივ, ნაჩვენებია ნორმალურ მდგომარეობაში მყოფი



ნახ. 49.1.

ატომი და სამი ფოტონი ურთიერთქმედებამდე. ხოლო, იმავე ნახაზზე მარჯვნივ ნაჩვენებია, რომ ურთიერთქმედების შედეგად ატომმა შთანთქა ერთი ფოტონი და გადავიდა ალგზნებულ მდგომარეობაში ($E_n \rightarrow E_m$). ხოლო ორი ფოტონი გააგრძელებს თავის მოძრაობას ისე, რომ არ იცვლის თავის მიმართულებას და თვისებებს.

ნახაზზე (ნახ. 49.2) ნაჩვენებია $h\nu = E_2 - E_1$ ალგზნების ენერგიის მქონე ალგზნებულ მდგომარეობაში მყოფი ატომი და ისეთივე ენერგიის მქონე ორი ფოტონი ურთიერთქმედებამდე, ხოლო მარჯვნივ ურთიერთქმედების შემდეგ. ატომი გადავიდა ნორმალურ მდგომარეობაში, გამოსხივებს იგივე $h\nu$ ენერგიის ფოტონს და სამივე ერთნაირი ფოტონი აგრძელებს მოძრაობას პარალელური მიმართულებით, როგორც ჩანს პირველი შემთხვევა შეესაბამება შესუსტებას, ე.ი. გამოსხივების შთანთქმას. მეორე შემთხვევაში კი გამოსხივების ინტენსივობა იზრდება ინდუცირებული გადასვლების ხარჯზე. ამ შემთხვევაში ამბობენ, რომ ადგილი აქვს უარყოფით შთანთქმას. რადგან გადასვლისას ატომი გამოსხივებს იმავე სიხშირის ფოტონს, როგორც გააჩნდა დაცემულ ფოტონს, ამ შემთხვევაში ამბობენ, რომ ინდუცირებულ-



ნახ. 49.2.

ლი გამოსხივება არის კოჰერენტული, განსხვავებით სპონტანური გამოსხივებისაგან, რომელიც როგორც ვთქვით არის არაკოჰერენტული. დაუშვათ რაიმე გარემოს ეცემა ν სიხშირის ელექტრომაგნიტური გამოსხივების I_0 ინტენსივობის პარალელური ნაკადი. ფოტომეტრის ძირითადი კანონის ბუგერ-ლამბერტის კანონის თანახმად გარემოში გავლისას ადგილი ექნება ელექტრომაგნიტური გამოსხივების შთანთქმას. თუ განვიხილავთ dx სისქის ფენაში გასულ გამოსხივებას, მაშინ ამ ფენაში ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ნაკადის შესუსტება ტოლი იქნება:

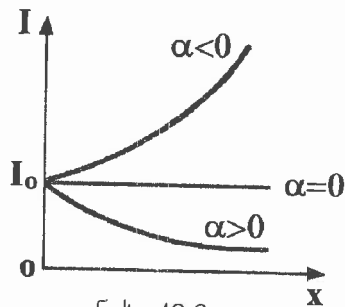
$$-dI = \alpha dx \quad (49.1)$$

ამ გამოსახულების ინტეგრირებით მიიღება:

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \quad (49.2)$$

სადაც I_0 დაცემული ნაკადის ინტენსივობა, I არის გასული ნაკადის ინტენსივობა, α უწოდებენ შთანთქმის კოეფიციენტს. როგორც (49.2) ფორმულიდან ჩანს, გარემოში გამოსხივების ნაკადის გავლისას შთანთქმის კოეფიციენტი დადებითია, და ადგილი აქვს ნაკადის ინტენსივობის შესუსტებას. კლასიკური თეორიის თანახმად α ყოველთვის დადებითია და ადგილი აქვს სინათლის გამოსხივების ნაკადის შთანთქმას. I

ინტენსივობის x დამოკიდებულება მოცემულია ნახაზზე (ნახ. 49.3). აქვე მოცემულია $\alpha = 0$ და $\alpha < 0$ შემთხვევა. ამ დამოკიდებულებიდან გამომდინარეობს, რომ როცა $\alpha < 0$ სინათლის ნაკადის ნივთიერებაში გავლისას ადგილი აქვს ინტენსივობის გაზრდას, ე.ი., ადგილი აქვს უარყოფით შთანთქმას.



ნახ. 49.3.

განვიხილოთ ეს პროცესი რაიმე გარემოში უფრო დაწვრილებით. განვიხილოთ ინტენსივობის ცვლილება აინშტაინის B_{nm} და B_{mn} კოეფიციენტების საშუალებით. n ენერგეტიკულ დონეზე ატომების რიცხვი იყოს N_n . 1სმ^2 ერთეულოვანი განიკვეთის და dx სისქის მოცულობაში არსებული ატომების რიცხვი ტოლი იქნება $N_n dx$. თუ გავითვალისწინებთ, რომ ყოველი დადებითი შთანთქმითი აქტის შედეგად გამოსხივების ნაკადიდან შთანთქმება ერთი $h\nu$ კვანტი, მაშინ $E_n \rightarrow E_m$ გადასვლებისას ინტენსივობის ცვლილება (შესუსტება) ტოლი იქნება

$$N_n dx B_{nm} \rho_\nu h\nu \quad (49.3)$$

სადაც,

$$N_n = N_{no} e^{-\frac{E_n}{k_B T}} \quad (49.4)$$

ანალოგიურად, შეიძლება განვსაზღვროთ, რომ $E_m \rightarrow E_n$ იძულებითი გადასვლებისას გამოსხივების ინტენსივობის ცვლილება (გაძლიერება) ტოლი იქნება:

$$N_m dx B_{mn} \rho_\nu h\nu \quad (49.4)$$

სადაც,

$$N_m = N_{mo} e^{-\frac{E_m}{k_B T}} \quad (49.5)$$

სადაც, B_{nm} და B_{mn} უწოდებენ აინშტაინის კოეფიციენტებს.

$\rho_\nu = \frac{I_\nu}{c}$ წარმოადგენს გამოსხივების ინტენსივობის სიმკვრივეს. იმავე სახის პროცესის დროს შთანთქმის და გამოსხივების დროს ენერგეტიკული ბალანსის შემთხვევაში ინტენსივობის ცვლილება ტოლი იქნება:

$$-dI = (N_n B_{nm} - N_m B_{mn}) \rho_\nu h\nu dx$$

ρ_ν ნაცვლად გავითვალისწინოთ მისი მნიშვნელობა,

$$-dI_\nu = \frac{h\nu}{c} (N_n B_{nm} - N_m B_{mn}) I_\nu dx \quad (49.7)$$

მიღებულს თუ შევადარებთ (49.2) ვნახავთ, რომ შთანთქმის კოეფიციენტი გამოისახება აინშტაინის კოეფიციენტებით:

$$\alpha = \frac{h\nu_{mn}}{c} (N_n B_{nm} - N_m B_{mn}) \quad (49.8)$$

განვიხილოთ შემთხვევა როცა $B_{nm} = B_{mn}$ მაშინ გვექნება, რომ

$$\alpha = \frac{h\nu_{mn}}{c} B_{nm} (N_n - N_m) \quad (49.9)$$

(49.9) თანაფარდობა ასე შეიძლება ჩავწეროთ:

$$\alpha = \frac{h\nu_{nm}}{c} B_{nm} N_n \left(1 - \frac{N_m}{N_n}\right) \quad (49.10)$$

ჩვეულებრივ სისტემის თერმოდინამიკური წონასწორობის პირობებში m აღზნებულ დონეზე N_m ატომების რიცხვი ნაკლებია,

უფრო დაბალ n დონეზე N_n ატომების რიცხვზე, ე.ი. $\frac{N_m}{N_n} < 1$.

ამიტომ წონასწორობის მდგომარეობაში $\alpha > 0$. ეს ნიშნავს, რომ ჩვეულებრივი (დადებითი) შთანთქმის რიცხვი აღემატება უარყოფითი შთანთქმით (ინდუცირებული გამოსხივებით) გამოწვეულ გადასვლათა რიცხვს. მაგრამ (49.10) გამომდინარეობს, რომ შეიძლება არსებობდეს ისეთი გარემოებები, რომლებშიც შთანთქმის α კოეფიციენტი უარყოფითია ($\alpha < 1$). ასეთი გარემოს მისაღებად უნდა შევქმნათ სისტემის არაწონასწორული მდგომარეობა, რომლის დროსაც ატომების N_m რიცხვი m აღზნებულ დონეზე იქნება მეტი ვინემ N_n ატომების რიცხვი n ნორმალურ დონეზე,

ე.ი. $\frac{N_m}{N_n} > 1$. ასეთ მდგომარეობას მიღებულია ეწოდოს ინვერსიული მდგომარეობა. სიტყვა ინვერსია ნიშნავს შებრუნებას (ლათინური სიტყვა *inversio*). ტერმინის აზრი მდგომარეობს იმაში, რომ ასეთ წონასწორულ მდგომარეობაში ადგილი აქვს ატომების შებრუნებულ განლაგებას ენერგეტიკული დონეების მიხედვით.

ზედა დონეზე ატომების კონცენტრაცია მეტია ვინემ ქვედა დონეზე. სისტემის გადასვლას ინვერსიულ მდგომარეობაში ეწოდება დატუმბვა. დატუმბვა შეიძლება განვახორციელოთ ოპტიკური, ელექტრული და სხვა საშუალებებით. ოპტიკური დატუმბვის დროს ატომები შთანთქავენ, რა ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებას გადადიან აღზნებულ მდგომარეობაში. ელექტრული დატუმბვის დროს ატომები გადადიან აღზნებულ მდგომარეობაში ელექტრონებთან დაჯახებებისას. ინვერსიულ მდგომარეობას ზოგჯერ "უარყოფითი ტემპერატურის" მდგომარეობას უწოდებენ. ასეთ შემთხვევაში:

$$T = -\frac{E_m - E_n}{k_B \ln \frac{N_m}{N_n}} \quad (49.11)$$

(49.11) ჩანს, რომ როცა $N_n > N_m$ ატომების უმრავლესობა იმყოფება ნორმალურ მდგომარეობაში, $\ln \frac{N_m}{N_n} < 0$, და აბსოლუტური

ტემპერატურა დადებითია. როცა $N_m = N_n$, მაშინ $\ln \frac{N_m}{N_n} = 0$ და $T \rightarrow \infty$. როცა $N_n < N_m$ ატომების უმრავლესობა იმყოფება აღ-

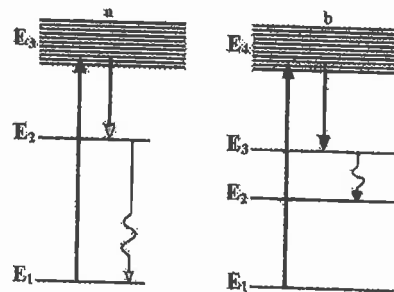
ზნებულ მდგომარეობაში, $\ln \frac{N_m}{N_n} > 0$ და აბსოლუტური ტემპერა-

ტურა უარყოფითია. მაგრამ ეს არ ნიშნავს, რომ სისტემის ტემპერატურა აბსოლუტური ნულზე ნაკლებია. "უარყოფითი ტემპერატურა" ფორმალურად გამოსახავს $N_m > N_n$ შემთხვევას. ასეთ ინვერსიულ მდგომარეობის გარემოს ეწოდება აქტიური. ორდონიანი სისტემის შემთხვევაში შეუძლებელია ინვერსიული მდგომარეობის მიღება. ინვერსიული მდგომარეობის მისაღებად გამოიყენება აქტიური გარემოს სამი ან მეტი ენერგეტიკული დონე.

ინდუცირებული გადასვლები, საფუძვლად უდევს სპექტრის ულტრაიისფერ, ხილულ და ინფრაწითელ არეში უნიკალური თვისებების სინათლის წყაროების მიმღებ მოწყობილობებს, როგორცაა მაზერი-სანტიმეტრულ დიაპაზონში რადიოტალღების გენერატორი და გამძლიერებელი და ლაზერები-ობტიკური კვანტური გენერატორები. სიტყვა მაზერი და ლაზერი შედგენილია შემდეგი გამონათქვამების პირველი ასოებიდან: **microwave (light) amplification by stimulated emission of radiation**- მიკროტალღების (სინათლის) გაძლიერება იძულებითი გამოსხივების გზით. ასეთ მოწყობილობებში მუშა გარემოდ გამოიყენება კრისტალები, სითხეები ან აირები. ყველა მათგანის მოქმედებას საფუძვლად უდევს ინდუცირებული ანუ იძულებითი გადასვლები. ამისათვის საჭიროა მათში შევქმნათ მაღალ დონეზე ანუ ალგზნებულ მდგომარეობაში ატომების მეტი რიცხვი, ვინემ გვაქვს დაბალ დონეზე. კვანტური გენერატორები მუშა გარემოს მიხედვით შეიძლება განსხვავდებოდნენ ერთმანეთისაგან, მაგრამ ყველა მათგანის მოქმედებას საფუძვლად უდევს ერთნაირი პრინციპი. შესაბამისი სინშირის ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ზემოქმედებით ალგზნებულ ატომთა (მოლეკულების) იძულებითი კვანტური გადასვლები და ამ გამოსხივების გაძლიერება. ალგზნებულ ატომთა სისტემის (აქტიური გარემოს) მიერ შეიძლება გაძლიერებულ იქნეს დაცემული გამოსხივება, როცა ის იმყოფება ე.წ. ინვერსიულ მდგომარეობაში-როცა ატომთა რიცხვი ალგზნებულ ენერგეტიკულ დონეზე აღემატება ჰვედა დონეებზე ატომების რიცხვს. ყველა ადრე არსებულ ტრადიციულ სინათლის წყაროებში გამოიყენებოდა ალგზნებულ ატომთა სისტემის სპონტანური გამოსხივება. იძულებითი გამოსხივებისას ყველა ატომები კოჰერენტულად გამოსხივებენ გარეშე ველის კვანტების სინშირის, გავრცელების მიმართულების და პოლარიზაციის მქონე სინათლის კვანტებს. ლაზერის აქტიურ გარემოში, რომელიც მოთავსებულია ობტიკურ რეზონატორში (რომელიც წარმოადგენს ორი ბრტყელი ერთმანეთის პარალელური სარკეების ერთობლიობას) გამოსხივების სარკეებს შორის მრავალჯერადი გავლისას გაძლიერების შედეგად მიიღება ლაზერული გამოსხივების მძლავრი კოჰერენტული ნაკადი, რომელიც მიმართულია სარკის სიბრტყისადმი პერპენდიკულარულად. ჩვეულებრივ ლაზერული გამოსხივება გამოიყოფა რეზონატორიდან

ერთ-ერთი სარკის საშუალებით, რომელსაც ამზადებენ ნახევრადგამჭვირვალეს. ალგზნების ენერგია ლაზერს გადაეცემა დატუმბვის სისტემის საშუალებით და უზრუნველყოფს ენერგეტიკული დონეების დასახლების ინვერსიას და აქტიური გარემოს აუცილებელი გაძლიერების კოეფიციენტს. აქტიურ გარემოში დასახლების ინვერსიის მისაღებად და შესანარჩუნებლად გამოიყენება სპეციალური მეთოდები, რომლებიც დამოკიდებულია აქტიური გარემოს სტრუქტურაზე. მაგალითად, ლალის კრისტალის ლაზერში დასახლების ინვერსია მიიღება ე.წ. სამდონიანი სქემის ობტიკური დატუმბვით (ნახ. 50, a).

აქტიური გარემოს მიხედვით განასხვავებენ აიროვან, თხევად და კრისტალურ ლაზერებს. კრისტალურ ლაზერებს მიეკუთვნებიან აგრეთვე ნახევარგამტარული ლაზერები. უფრო ზუსტი კლასიფიკაციით გათვლისწინებულია აგრეთვე დატუმბვის მეთოდი-ობტიკური, სითბური, ქიმიური, ელექტრული და სხვ. გარდა ამისა მხედველობაში მიიღება გენერაციის რეჟიმი-უწყვეტი ან იმპულსური. განვიხილოთ კრისტალურ ნივთიერებაზე მომუშავე კვანტური გენერატორი. ლალის კრისტალური მესერი წარმოადგენს ალუმინის ჟანგს (Al_2O_3), რომლის კვანძებში ალუმინის (Al) მცირე ნაწილი შეცვლილია ქრომის იონებით (Cr^{3+}). ლალის კრისტალში Cr ატომების ენერგეტიკულ სპექტრში E_1 (ძირითადი დონე) და E_2 (ალგზნებული მეტასტაბილური მდგომარეობა) დონეების გარდა არსებობს ენერგეტიკული მდგომარეობის შედარებით ფართო ზოლი E_3 (შთანთქმის ზოლი). ობტიკური დატუმბვის მოქმედებით Cr ატომები გადადიან E_1 ძირითადი მდგომარეობიდან E_3 მდგომარეობაში. ძალიან მცირე (10^{-8} წმ) დროის შუალედის შემდეგ ატომები გამოსხივების გარეშე გადადიან E_2 მდგომარეობაში. E_2 მეტასტაბილურ მდგომარეობაში ატომების სიცოცხლის ხანგრძლივობა გაცილებით მეტია (10^{-3} წმ), ვინემ E_3 მდგომარეობაში. E_1 ძირითადი მდგომარეობიდან E_3 მდგომარეობაში საკმაოდ სწრაფი გადასვლებისას (დატუმბვის



ნახ. 50.1.

წყაროს მაღალი სიმძლავრისას) E_2 დონეზე ნაწილაკთა რიცხვის სიმკვრივე იქნება მეტი, ვინემ E_1 დონეზე, ე.ი, წარმოიშობა E_2 და E_1 დონეების დასახლებათა ინვერსია, რომელთა შორისაც გადასვლებისას ადგილი ექნება ლაზერულ გენერაციას. არსებობენ ლაზერები რომლებიც მუშაობენ ოთხდონიანი სქემით (ნახ. 50, b). მათ მიეკუთვნებიან, მაგალითად Nd-ს შემცველი ალუმინიტრიუმ-მიგრანატის კრისტალი. ასეთ გარემოს ენერგეტიკულ სპექტრში E_3 მეტასტაბილურ და E_1 ძირითად დონეებს შორის არსებობს E_2 შუალედური მუშა დონე. ლაზერულ გენერაციას ადგილი აქვს $E_3 \rightarrow E_2$ გადასვლებისას.

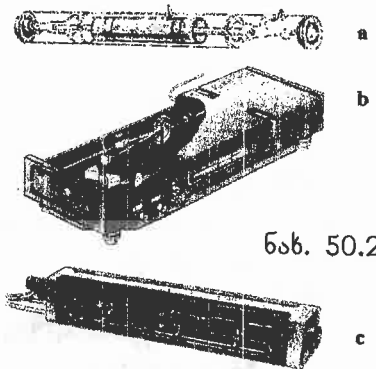
აიროვან ლაზერებში (ნახ. 50.2, a) აქტიურ გარემოს წარმოადგენს აირი ან აირების ნარევი, რომელთა აღზნება ხდება აიროვანი განმუხტვით. ყველაზე მეტად გავრცელებულ აიროვან ლაზერს წარმოადგენს ჰელიუმ-ნეონის ლაზერი, რომელიც გამოასხივებს Ne ატომების ენერგეტიკულ დონეებს შორის კვანტური გადასვლებისას $\lambda = 0.6328$ მკმ სიგრძის ტალღას.

თხევად ლაზერებში (ნახ. 50.2, b) აქტიურ გარემოდ გამოიყენება ორგანული ან არაორგანული ნაერთების ხსნარები. დატუმბვა ხდება სხვა ლაზერებით ან სხვა მეთოდებით.

კრისტალურ ლაზერებში (ნახ. 50.2, c) აქტიურ გარემოს წარმოადგენს ოპტიკური მონოკრისტალები და მინა, რომლებიც შეიცავენ იონ-აქტივატორებს, ისეთებს, როგორცაა Cr, Nd, Er. კრისტალური ლაზერების ცალკე ჯგუფს მიეკუთვნება ნახევარგამტარული ლაზერები.

ლაზერული გამოსხივებისათვის დამახასიათებელია შემდეგი თვისებები:

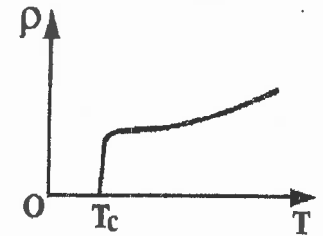
1. დროითი და სივრცითი კოჰერენტულობა.
2. მონოქრომატულობა.
3. გამოსხივების სიმძლავრე.
4. გამოსხივების ნაკადის მცირე კუთხით განშლადობა.



ნახ. 50.2.

§51. ზეგამტარობა

ლითონების აბსოლუტური წინაღობა ნორმალურ მდგომარეობაში ტემპერატურის შემცირებისას უწყვეტად კლებულობს (ნახ. 51.1), ხოლო ზოგიერთი ლითონების (და შენადნობების) საკმაოდ დაბალ ტემპერატურამდე ($\approx 4.2K$) გაცივებისას მათი წინაღობა ნახტომისებურად მკვეთრად ეცემა ნულამდე. ეს მოვლენა პირველად აღმოჩენილი იქნა ჰოლანდიელი ფიზიკოსის კამერლინგ-ონესის (1853-1926) მიერ 1911წ. და მას ზეგამტარობას უწოდებენ, ნივთიერებებს ზეგამტარებს.



ნახ. 51.1.

ტემპერატურას რომლის დროსაც ხდება ფაზური გადასვლა ნორმალური ელექტრული წინაღობის მდგომარეობიდან ზეგამტარ მდგომარეობაში, ეწოდება ზეგამტარ მდგომარეობაში გადასვლის კრიტიკული ტემპერატურა. ელემენტებიდან უდიდეს კრიტიკული ტემპერატურა ($\approx 9K$) გააჩნია ნეობიუმს, ხოლო უმცირესი კი ($\approx 0.01K$) ვოლფრამს.

როგორც გვიჩვენებენ რენტგენის სხივების დიფრაქციის ცდები, ზეგამტარ მდგომარეობაში გადასვლისას ლითონის კრისტალური მესერის სტრუქტურა არ განიცდის ცვლილებას. არ იცვლება აგრეთვე მექანიკური და ოპტიკური (სპექტრის ხილულ და ინფრაწითელ არეებში) თვისებები. მაგრამ ასეთი გადასვლებისას ელექტრული თვისებების ნახტომისებურ ცვლილებასთან ერთად იცვლება მისი მაგნიტური და სითბური თვისებები.

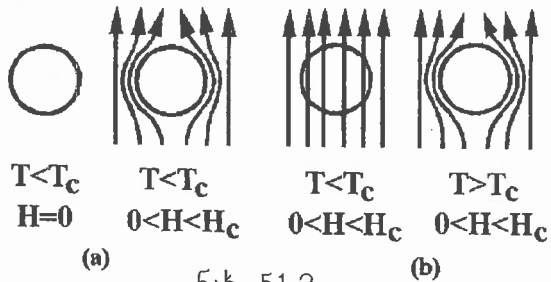
ზეგამტარი მდგომარეობის ერთ-ერთი ფუნდამენტალური თვისებაა ის, რომ მაგნიტური ველი ვერ აღწევს ზეგამტარის შიგნით. $H(H < H_c)$ გარე მაგნიტური ველის ძალწირები თითქოს გამოიღვენებიან ზეგამტარიდან. ასეთ გამოღვენას ადგილი აქვს იმ შემთხვევაშიც, როცა ზეგამტარი მოთავსებულია გარეშე მაგნიტურ ველში $T < T_c$ ტემპერატურისას (ნახ. 51.2, a). იმ შემთხვევაში, როცა ზეგამტარი მოთავსებულია გარე მაგნიტურ ველში $T > T_c$ ტემპერატურისას და შემდგომ შევამცირებთ ტემპერატურას, ზეგამტარ მდგომარეობაში გადასვლის მომენტში ($T = T_c$) მაგნიტური ველი გამოიღვენება ლითონიდან და შიგნით მაგნიტური ველის ინდუქცია გახდება ნულის ტოლი ($\vec{B} = 0$) (ნახ. 51.2, b).

ეს მოვლენა აღმოჩენილი იქნა გერმანელი მეცნიერის ვ.ფ. მეისნერის (1882-1974) მიერ 1933წ. და ცნობილია მეისნერის ეფექტის სახელწოდებით. ე.ი. ზეგამტარი $H(H < H_c)$ მაგნიტურ ველში, $T < T_c$ ტემპერატურისას იქცევა ისე როგორც იდეალური დიამაგნეტიკი- ის მთლიანად გამოდევნის მაგნიტურ ძალწირებს და ზეგამტარის შიგნით მაგნიტური ნაკადი ნულის ტოლია (ნახ. 52.2).

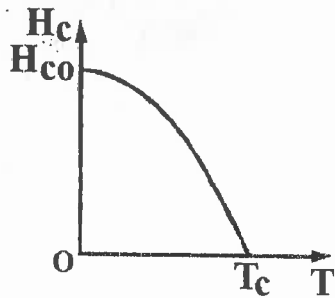
მეისნერის ეფექტი აიხსნება შემდგენიარად. როცა ზეგამტარ ნიმუშს მოვათავსებთ გარეშე მაგნიტურ ველში, ლითონის ზედაპირულ ფენაში წარმოიშობა სტაციონარული ელექტრული დენი, რომლის საკუთარ მაგნიტურ ველს გააჩნია გარეშე მოდებული ველის საპირისპირო მიმართულება. რის შედეგადაც ზეგამტარის შიგნით მაგნიტური ველი ნულის ტოლია.

თუ ლითონის რგოლის, რომელშიც გადის სტაციონარული ელექტრული დენი, ზემოთ მოვათავსებთ ზეგამტარ სფეროს, მის ზედაპირზე ინდუცირდება ზეგამტარი დენი, რომლის წარმოშობა გამოიწვევს განზიდვის ძალას რგოლსა და სფეროს შორის, რის შედეგადაც სფერო აღმოჩნდება რგოლის ზემოთ ჩამოკიდებული, რომლის სიმაღლე განისაზღვრება სფეროს განზიდვისა და სიმძიმის ძალებით.

მაგნიტური ველი შეიძლება არსებობდეს ზედაპირულ ფენაში ისე, რომ ვერ აღწევს ზეგამტარის შიგნით. გარეშე მაგნიტური ველის გაზრდისას, რაღაც მნიშვნელობამდე, რომელსაც კრიტიკულს უწოდებენ, ზეგამტარობა დაირღვევა და ნიმუში გადადის ნორმალურ მდგომარეობაში. კრიტიკული ველი დამოკიდებულია ტემპერატურაზე. ნახაზზე (ნახ. 51.3) ნაჩვენებია კრიტიკული ველის ტემპერატურაზე დამოკიდებულება ზოგიერთი ზეგამტარი ელემენტისათვის.



ნახ. 51.2.



ნახ. 51.3.

H_c კრიტიკული მაგნიტური ველის ტემპერატურაზე დამოკიდებულების მრუდი, მიახლოებით შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი ფორმულით:

$$H_c = H_{c0} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (51.1)$$

ამ მრუდის შიგა არე შეესაბამება ზეგამტარ მდგომარეობას, ხოლო გარე არე ნორმალურ მდგომარეობას. კრიტიკულ ტემპერატურაზე კრიტიკული ველი ნულის ტოლია: $H_c(T_c) = 0$. $T = 0K$ ტემპერატურაზე კრიტიკული მაგნიტური ველი მაქსიმალურია.

როდესაც ზეგამტარში გამავალი ელექტრული დენის მაგნიტური ველი მიაღწევს H_c კრიტიკულ მნიშვნელობას, ზეგამტარობა ქრება. შესაბამისი დენის სიმკვრივეს ეწოდება კრიტიკული დენის სიმკვრივე.

სინამდვილეში ზედაპირულ ფენაში წარმოშობილი მეისნერის დენი არსებობს არა ზედაპირის გასწვრივ, არამედ რაღაც სასრული ზომის სიღრმეში. ამავე ფენაში უნდა აღწევდეს მაგნიტური ველი როგორც ეს ჩანს $rot \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}$ განტოლებიდან. ზეგამტარში მაგნიტური ველის შეღწევის ყველაზე მარტივი შეფასება მოგვცეს ძებნა ლონდონებმა, რომელთა მიერ დამუშავებული იქნა ზეგამტარობის პირველი ფენომენოლოგიური თეორია. მათ მიერ მიღებული იქნა, რომ

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{-\frac{z}{\lambda}} \quad (51.2)$$

სადაც- $\lambda = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi n_s e^2}}$ ზეგამტარის შიგნით მაგნიტური ველის შეღწევის სიღრმის მაჩვენებელი სიდიდეა. ის არის მანძილი, რომელზედაც მაგნიტური ველი კლებულობს e -ჯერ.

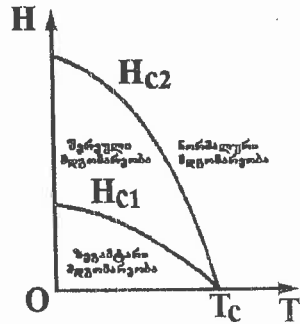
თუ ჩავთვლით, რომ ლითონის ყოველ ატომზე მოდის ერთი ზეგამტარი ელექტრონი ($n_s \approx 5 \cdot 10^{22}$), გვექნება:

$$\lambda = \sqrt{\frac{9.1 \cdot 10^{-28} (3 \cdot 10^{10})^2}{4 \cdot 3.145 \cdot 10^{22} (4.8 \cdot 10^{-10})^2}} \approx 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ სმ}$$

მიღებული იქნა 1935წ. ფ. ლონდონის და გ. ლონდონის მიერ.

განასხვავებენ I და II გვარის ზეგამტარებს. I გვარის ზეგამტარში მეისნერის ეფექტს ადგილი აქვს როცა $H < H_c$, ხოლო როცა ადგილი აქვს მეისნერის ნაწილობრივ ეფექტს, უწოდებენ II გვარის ზეგამტარს. ამ შემთხვევაში მეისნერის ეფექტს ადგილი აქვს საკმაოდ მცირე $H < H_c$ მაგნიტური ველის შემთხვევაში. II გვარის ზეგამტარი შეიძლება იმყოფებოდეს ზეგამტარ და შერეულ მდგომარეობაში. ზეგამტარ მდგომარეობაში ადგილი აქვს მეისნერის ეფექტს, ხოლო შერეულში კი არა. ნახაზზე (ნახ. 51.4)

$H = H_{c1}(T)$ მრუდი გვიჩვენებს ზეგამტარი და შერეული ფაზების წონასწორული მდგომარეობის შესაბამის კრიტიკული ველის დაძაბულობის მნიშვნელობას. $H = H_{c2}(T)$ მრუდი შეესაბამება შერეულ, ზეგამტარ და ნორმალური ფაზებს შორის წონასწორული მდგომარეობის შესაბამის მაგნიტური ველს.



ნახ. 51.4.

ცნობილია, რომ ზეგამტარი მდგომარეობა წარმოადგენს ლითონის გამტარებლობის- ელექტრონების მოწესრიგებულ მდგომარეობას. მოწესრიგებულობა მდგომარეობს იმაში, რომ ელექტრონები, რომლებიც იმყოფებიან თავისუფალ მდგომარეობაში ზეგამტარ მდგომარეობაში გადასვლის ტემპერატურის ზევით, გაცივებისას ამ ტემპერატურის ქვევით დაკავშირებული არიან წყვილებად. ელექტრონული წყვილების წარმოშობის პროცესის ბუნება პირველად ახსნილი იქნა 1957წ. ამერიკელი ფიზიკოსების ჯ. ბარდინის (დ. 1908წ.), ლ. კუპერის (დ. 1930წ.), და ჯ. შრიფერის (დ. 1931წ) მიერ.

1956წ. კუპერმა აჩვენა, რომ ელექტრონებს შორის ძალიან მცირე ურთიერთმიზიდვის შემთხვევაშიც კი შეიძლება წარმოიშვას ორი ელექტრონის დაკავშირებული მდგომარეობა. ე.ი. მოხდეს ელექტრონების შეწყვილება ("კუპერის წყვილები"- კუპერის ეფექტი).

თანამედროვე მაკროსკოპული თეორიის თანახმად ზეგამტარობის მოვლენა წარმოიშობა ელექტრონებს შორის არსებული ურთიერთქმედებით, რომელიც განპირობებულია ვირტუალური ფონონების გაცვლით. ეს ურთიერთქმედება შემდეგნაირად შეიძ-

ლება აიხსნას: დადებითი იონი მიიზიდება კრისტალურ მესერში მოძრავი ელექტრონის მიერ, რაც იწვევს მესერის იონების წანაცვლებას. ეს წანაცვლება გავლენას ახდენს სხვა ელექტრონების მოძრაობაზე, რის შედეგადაც წარმოიშობა ელექტრონებს შორის ურთიერთქმედება კრისტალური მესერის საშუალებით.

ზეგამტარობის ბუნების გაგებისათვის არსებითი მნიშვნელობა ჰქონდა იზოტოპური ეფექტის აღმოჩენას (მაქსველი, რეინოლდსი, და სხვ. 1905წ.). აღმოჩნდა, რომ გერციხლისწყლის იზოტოპისათვის T_c დამოკიდებულია A მასურ რიცხვზე:

$$T_c = \frac{const}{A^\alpha} \quad (51.3)$$

სადაც, $\alpha \approx \frac{1}{2}$. შემდგომში იზოტოპური ეფექტი აღმოჩენილი იქნა მთელ რიგ ელემენტებში.

ელექტრონებს შორის მიზიდულობის პოტენციალური ენერგია უარყოფითია, ამიტომ ორი ელექტრონის შეწყვილებისას მათი ენერგია მცირდება, რის შედეგადაც წარმოიშობა ენერგეტიკული ხვრელი შეწყვილებულ და შეუწყვილებელ ელექტრონებს შორის. კრიტიკულ ტემპერატურასთან მიახლოებისას ენერგეტიკული ხვრელი მცირდება და T_c კრიტიკული ტემპერატურისას ხდება ნულის ტოლი.

1962წ. ჯოზეფსონმა თეორიულად გამოთქვა ორი მოვლენის არსებობა, რომელიც მალე აღმოჩენილი იქნა ექსპერიმენტალურად და რომელთა შესწავლა დღესაც გრძელდება და ცნობილია ჯოზეფსონის ეფექტის სახელწოდებით. განასხვავებენ ჯოზეფსონის სტაციონარული და არასტაციონარული ეფექტს. ჯოზეფსონის სტაციონარული ეფექტი მდგომარეობს შემდეგში, რომ დიელექტრიკის თხელი ფენით გაყოფილ ორი ზეგამტარით წარმოქმნილ გვირაბულ კონტაქტში გადის მუდმივი ელექტრონული დენი დენის წყაროს გარეშე. როცა კონტაქტის დენი არ აღემატება განსაზღვრულ მნიშვნელობას, რომელსაც კონტაქტის კრიტიკულ დენს უწოდებენ, მაშინ კონტაქტზე ძაბვის ვარდნას არ აქვს ადგილი. რაც დამახასიათებელია ჯოზეფსონის სტაციონარული ეფექტისათვის. ხოლო როცა ჯოზეფსონის კონტაქტში გადის კრიტიკულზე მეტი დენი, კონტაქტზე წარმოიშობა ძაბვის ვარდნა და კონტაქტი გამოსხივებს ელექტრომაგნიტურ ტალღებს. ამ შემთხვევაში ადგილი

აქვს ჯოზეფსონის არასტაციონარულ ეფექტს. ელექტრომაგნიტური ტალღების გამოსხივება შესაძლებელია მხოლოდ ცვლადი დენის მიერ. ამიტომ. ცხადია, რომ ძაბვის მუდმივი ვარდნისას ჯოზეფსონის კონტაქტში გადის ცვლადი დენი.

1986წ. ბედნორზის და მიულერის მიერ აღმოჩენილი იქნა 33K კრიტიკული ტემპერატურის ზეგამტარი. მოგვიანებით (ნახევარი წლის შემდეგ) 90K ტემპერატურის ზეგამტარი. შემდგომში აღმოჩენილი იქნა 125K კრიტიკული ტემპერატურის ზეგამტარი (1986წ.). ყველა მიღებულ ზეგამტარში მუხტის მატარებლებს წარმოადგენენ ხვრელები.

1989წ. იაპონელი მეცნიერების მიერ აღმოჩენილი იქნა ახალი კლასის 20K კრიტიკული ტემპერატურის ზეგამტარი. მანამდე ცნობილი ზეგამტარებისაგან განსხვავებით, რომლებშიც მუხტის მატარებლებს წარმოადგენენ ხვრელები, ახალი კლასის ზეგამტარებში მუხტის მატარებლებს წარმოადგენენ ელექტრონები.

ზეგამტარობის მოვლენა გამოიყენება ძლიერი მაგნიტური ველების მისაღებად. ზეგამტარები გამოიყენება გამომთვლელი მანქანების შექმნისას. ზეგამტარი დენი არის არამილევადი. ამიტომ ის შეიძლება გამოიყენოთ დამამახსოვრებელ მოწყობილობებში. ზეგამტარები რომელთა სიღრმეში ვერ აღწევს მაგნიტური ველი, ხასიათდებიან მექანიკური განზიდვით და ისინი გამოიყენებიან ზეგამტარ საკიდარებისათვის. ასეთი საკიდარები გამოიყენება გიროსკოპებში, ძრავებში და სხვა მოწყობილობებში.

§52. ზედენადობა

ნივთიერების კრისტალიზაცია (გამყარება) ხდება მის შემადგენელ ატომებს (მოლეკულებს) შორის მიზიდულობის ძალების მოქმედებით. მას ეწინააღმდეგება ამ ნაწილაკების მოუწყესრიგებელი მოძრაობა. კლასიკური თვალსაზრისით ეს მოძრაობა მხოლოდ სითბურია და მთლიანად წყდება ტემპერატურის აბსოლიტურ ნულზე. ამიტომ ამ თვალსაზრისით ტემპერატურის აბსოლიტურ ნულზე მიზიდულობისას ყოველი ნივთიერება უნდა გადავიდეს მყარ მდგომარეობაში. მაგრამ სულ სხვაგვარადაა საქმე კვანტური მექანიკის თვალსაზრისით. სითბურ მოძრაობასთან ერთად ატომები ასრულებენ ნულოვან რხევებს, რომელიც არ წყდება ტემპერატურის აბსოლიტური ნულზეც. მათი სიხშირე (და მასთან ერთად

ცხადია, რომ ნულოვანი ენერგია $\frac{\hbar\omega}{2}$) მით უფრო მეტია რაც

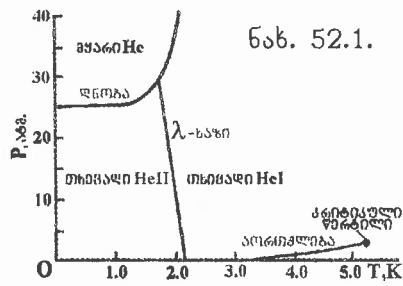
უფრო მცირეა ატომის მასა ($\omega \sim \frac{1}{\sqrt{mM}}$). თუ ატომებს შორის მიზიდვის ძალები არ არის საკმარისი რომ დაძლეული იქნეს ნულოვან რხევები, მაშინ სხეული შეიძლება არ გადავიდეს მყარ მდგომარეობაში, და რჩება თხევად მდგომარეობაში ტემპერატურის აბსოლიტური ნულზეც, თუ წნევა არ არის საკმარის დიდი. სწორედ ასეთ შემთხვევასთან გვაქვს საქმე ჰელიუმის შემთხვევაში. რაც გამოწვეულია ორი მიზეზით: პირველია ის, რომ ინერტული აირებიდან ყველაზე მინიმალური მასა გააჩნია ჰელიუმს. მეორეა, ის რომ ინერტულ აირებს გააჩნიათ შევსებული გარე გარსები, რომლებიც ხასიათდებიან სფერული სიმეტრიით. ასეთია ჰელიუმის ერთად-ერთი K შრის s გარსი, რომელიც შედგება სულ ორი ელექტრონისაგან. ამის გამო მიზიდულობის ძალები He ჰელიუმის ატომებს შორის შედარებით სუსტია. ამიტომ ჰელიუმი ნორმალური წნევისას რჩება თხევადი მდგომარეობაში ტემპერატურის აბსოლიტურ ნულზე. ყველა ცნობილი ნივთიერებებიდან მხოლოდ ჰელიუმს გააჩნია თვისება დარჩეს თხევად მდგომარეობაში ტემპერატურის აბსოლიტური ნულზე. მაგრამ ჰელიუმი შეიძლება მივიღოთ მყარ მდგომარეობაში, თუ გავზრდით გარე წნევას 25.3 ატმ. და მეტად.

ბუნებრივი ჰელიუმის გათხევადება პირველად განხორციელდა 1908წ. კამერლინგ-ონესის მიერ ლეიდენის ლაბორატორიაში. მხოლოდ ამის შემდეგ გახდა შესაძლებელი ნივთიერებათა თვისებების შესწავლა ტემპერატურის აბსოლუტური ნულის მახლობლობაში. ბუნებრივი ჰელიუმი მიღებული იქნა მყარ მდგომარეობაში 1926წ. კეეზომის (1876-1956) მიერ.

ატმოსფერული წნევისა და 4.2K ტემპერატურისას 2He გადადის თხევად მდგომარეობაში. $2.18K < T < 4.2K$ ტემპერატურის არეში თხევად ჰელიუმს გააჩნია ჩვეულებრივი სითხისათვის დამახასიათებელი თვისებები. ტემპერატურის ამ არეში ჰელიუმს ეწოდება HeI . $T_c = 2.18K$ ტემპერატურისას HeI გადადის $HeII$ მდგომარეობაში. ნახაზზე (ნახ. 52.1) მოცემულია $T-p$ მდგომარეობის დიაგრამა.

$HeII$ გააჩნია სპეციფიკური თვისებები, რომელიც აიხსნება მხოლოდ კვანტური წარმოდგენებით (ამიტომ მას კვანტურ

სითხესაც უწოდებენ). *HeII* რჩება თხევად მდგომარეობაში ტემპერატურის აბსოლუტური ნულისასაც. *HeII* სითბოგამტარობა მილიონჯერ აღემატება *HeI* სითბოგამტარობას. გააჩნია სიბლანტის თავისებური თვისებები, რაც გამოიხატება იმაში, რომ გააჩნია ზედენადობის თვისება, ე.ი. მოძრაობს ვიწრო ხვრელებში და კაპილარებში (10^{-3} სმ ზომის), როგორც სითხე, რომლის სიბლანტე ნულის ტოლია. მეორეს, მხრივ როგორც ცდები გვიჩვენებენ მას გააჩნია ნულისაგან განსხვავებული სიბლანტე.

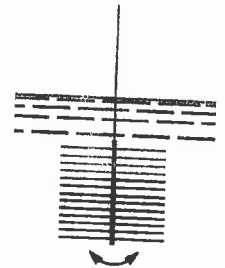


ნახ. 52.1.

ზედენადობის მოვლენა აღმოჩენილი იქნა 1937წ. პ.ლ. კაპიცას (1894-1984წწ) მიერ 1937წ. *HeII*-ში. აღმოჩნდა, რომ ρ_c კრიტიკულ მნიშვნელობაზე ნაკლები მნიშვნელობის სიჩქარისას, *HeII* გაედინება ხახუნის გარეშე კაპილარებში და ვიწრო ხვრელებში.

ზედენადობა აღიწერება *HeII* ორსითხიანი მოდელის საფუძველზე, რომელიც ჩამოყალიბებული იქნა ტისის (დ.1907-) მიერ 1938წ. ამ თეორიის თანახმად *HeII* შედგება ორი კომპონენტისაგან: ნორმალური (n) და ზედენადი (s), რომელთაგან თითოეული ხასიათდება თავისი სიმკვრივით (სითხის სრული სიმკვრივე $\rho = \rho_n + \rho_s$) და თავისი ჰიდროდინამიკური \bar{v}_n და \bar{v}_s სიჩქარეებით. სითხის იმპულსის ნაკადის სრული სიმკვრივე $\vec{j} = \rho_n \bar{v}_n + \rho_s \bar{v}_s$. ნორმალური კომპონენტის ρ_n სიმკვრივე მიისწრაფვის ნულისაკენ როცა $T \rightarrow 0$, და ჰელიუმში ხდება მთლიანად ზედენადი. ხოლო, ზედენადი კომპონენტის ρ_s სიმკვრივე მიისწრაფვის ნულისაკენ როცა $T > T_\lambda$, როცა მთლიანი ჰელიუმში გადაიქცევა *HeI*. ორსითხიანი მოდელი წარმოადგენს *HeII* მიმდინარე მოვლენების აღწერის საშუალებას. არ შეიძლება ვთქვათ, რომ *HeII* შედგება ნორმალური და ზედენადი ატომებისაგან. ატომების ასეთი გაყოფა არ შეიძლება რადგან ჰელიუმის ატომები სავსებით ერთნაირია. უფრო ზუსტი იქნება, ვილაპარაკოთ არა *HeII* ორი კომპონენტის შესახებ, არამედ ორი ნორმალური და ზედენადი მოძრაობის ერთდროული თანაარსებობის შესახებ. ორსითხიანი მოდელის სამართლიანობა დამტკიცებული იქნა ქართველი ფიზიკოსის ე.ლ. ანდრონიკაშვილის (დ. 1910წ.) ცდებით 1946წ., რომ

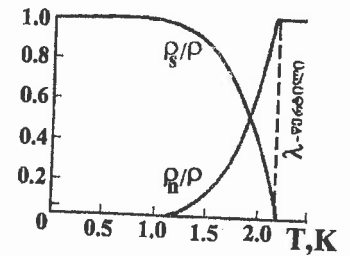
მლის სქემა ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 52.2). ალუმინის ფოლგის ძალიან თხელი (≈ 0.0015 სმ) სისქის დისკების დასტა, რომლებიც განლაგებულია ერთ ლერძზე ერთმანეთისაგან თანაბარი მანძილით (0.021 სმ), ჩამოკიდებულია ღრეკად დაფზე და ასრულებს გრეხით რხევებს *HeII*-ში. დისკების რხევებზე გავლენას ახდენდა მხოლოდ *HeII*-ის ნორმალური კომპონენტი, მაშინ როცა ზედენადი კომპონენტი არავითარ გავლენას არ ახდენდა ამ რხევებზე. $T > T_\lambda$ ტემპერატურისას რხევებში მონაწილეობდა მთლიანი სითხე. λ წერტილში გადასვლისას რხევის პერიოდი მკვეთრად მცირდება, რხევის პერიოდის გაზომვით შეიძლება განვსაზღვროთ ნორმალური და ზედენადი კომპონენტების ფარდობითი შემცველობა სხვადასხვა ტემპერატურისას. შედეგები ნაჩვენებია ნახაზზე (ნახ. 52.3). როგორც ნახაზიდან ჩანს, აბსოლუტურ ნულზე გვაქვს მხოლოდ ზედენადი კომპონენტი. ტემპერატურის გადიდებისას მისი შემცველობა მცირდება. ტემპერატურას რომლის დროსაც $\rho_s/\rho \rightarrow 0$ წაროდგენს *HeII*-ის *HeI*-ში გადასვლის წერტილს.



ნახ. 52.2.

აღნიშნული თეორიის თანახმად გასაგებია, თუ რატომ არ აღმოიჩინება სიბლანტე *HeII*-ს ვიწრო კაპილარიდან ან ხვრელიდან გამოდინებისას. ეს დაკავშირებულია იმასთან, რომ ჭურჭლიდან გამოედინება სითხის ზეგამტარი ნაწილი ხახუნის გარეშე, ხოლო ნორმალური ნაწილი კი გადინება კაპილარში მცირე სიჩქარით. დისკი რომელიც ასრულებს გრეხით რხევებს *HeII*-ში, მუხრუჭდება ხახუნით სითხის ნორმალურ ნაწილთან. ამრიგად, კაპილარში გადინების ცდებში აღმოიჩინება *HeII*-ს ზედენადი ნაწილის არსებობა, ხოლო დისკების რხევებში ნორმალური ნაწილის.

დაუშვათ, მოცემული გვაქვს *HeII* ავსებული ორი ჭურჭელი რომელიც შეერთებულია ვიწრო კაპილარით. თუ ჭურჭლებში *HeII* საწყისი ტემპერატურები ერთნაირია, ხოლო სითხის დონეები განსხვავებული, დაიწყება ჰელიუმის ზედენადი ნაწილის



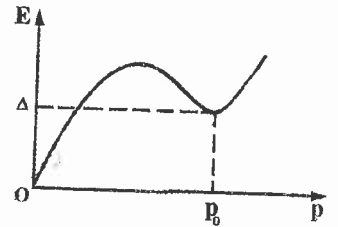
ნახ. 52.3.

გადადინება ერთი ჭურჭლიდან მეორეში. აღმოჩნდა, რომ ჭურჭელში რომლიდანაც *HeII* გამოედინება ტემპერატურა გაიზრდება, ხოლო ჭურჭელში სადაც რომელშიც გადაედინება შემცირდება. ეს მოვლენა ცნობილია მექანოთერმული (ან, მექანოკალიორიული) ეფექტის სახელწოდებით. ეს იმით აიხსნება, რომ *HeII*-ს ზეგამტარი ნაწილით, რომლის საშუალებითაც ხდება გადადინება, არ გადაეცემა არავითარი სითბო. ამიტომ ჭურჭელში რომლიდანაც ხდება გამოდინება *HeII*-ს შინაგანი ენერგია არ იცვლება, ხოლო სითხის საერთო რაოდენობა მასში კლებულობს, რაც იწვევს ტემპერატურის გაზრდას. ხოლო, მეორე ჭურჭელში, რომელშიც ხდება სითხის ჩადინება სითხის რაოდენობა გაიზრდება, რაც იწვევს შინაგანი ენერგიის შემცირებას და შესაბამისად ტემპერატურა კლებულობს.

არსებობს შებრუნებული ეფექტი, რომელიც ცნობილია როგორც თერმომექანიკური.

HeII ორსითხიანი მოდელი მხოლოდ აღწერს, მაგრამ არ ხსნის ზედენადობის მოვლენას. ამ მოვლენის ბუნება ძირითადად გაგებულ იქნა, ხოლო ორსითხიანი მოდელი დასაბუთებული იქნა ლ.დ. ლანდაუს (1908-1968) მიერ 1941წ. ლანდაუს ამ თეორიაში პირველ რიგში მიღებული, რომ თხევადი ჰელიუმი (*HeII*) აბსოლუტურ ნულზე იყოფება ძირითად კვანტურ მდგომარეობაში. ძირითად მდგომარეობაში *HeII* მოძრაობისას საერთოდ არ განიცდის ხახუნს. ხახუნის წარმოშობისთვის აუცილებელია, რომ *HeII* მოძრაობისას გადავიდეს ალგზნებულ მდგომარეობაში. *HeII*-ს ალგზნების კვანტებს უწოდებენ ელემენტარულ ალგზნებებს და ხასიათდებიან ენერგიის და იმპულსის განსაზღვრული მნიშვნელობებით. თეორია განსაზღვრავს დისპერსიის კანონს ანუ ელემენტარული ალგზნებების ენერგეტიკულ სპექტრს, ე.ი. E ენერგიის, p იმპულსზე დამოკიდებულებას. უფრო ზუსტად, იმპულსის მოდულზე, რადგან თხევადი ჰელიუმი იზოტროპული გარემოა. აღნიშნული ამოცანა გადაწყვეტილი იქნა ლანდაუს მიერ ელემენტარული ალგზნებების პოსტულირებით და ნეიტრონების თხევად ჰელიუმზე გაბნევის ექსპერიმენტალური მონაცემების საფუძველზე. $E = E(p)$ მრუდი, ანუ დისპერსიის კანონი გამოსახულია ნახაზზე (ნახ. 52.4). ნახაზის თანახმად p სიდიდის მცირე მნიშვნელობისას ალგზნების E ენერგია დამოკიდებულია p სიდიდეზე წრფივად: $E = up$.

თუ შევადარებთ ფონონების დისპერსიის კანონს, ვნახავთ რომ p სიდიდის მცირე მნიშვნელობისას ალგზნებას წარმოადგენენ ფონონები. p სიდიდის გაზრდისას ალგზნების ენერგია E ჯერ იზრდება, აღწევს მაქსიმუმს, შემდეგ კლებულობს, აღწევს მინიმუმს p_0 წერტილში, ხოლო შემდეგ კვლავ იზრდება. p_0 წერტილის მახლობლობაში ენერგია შეიძლება გავშალოთ $p - p_0$ ხარისხიდან მწკრივად:



ნახ. 52.4.

$$E(p) = E(p_0) + \left. \frac{dE}{dp} \right|_{p_0} (p - p_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2E}{dp^2} \right|_{p_0} (p - p_0)^2 + \dots \quad (52.1)$$

მინიმუმის წერტილში:

$$\left. \frac{dE}{dp} \right|_{p_0} = 0$$

თუ შემოვიღებთ აღნიშვნებს:

$$E(p_0) = \Delta, \quad \left. \frac{d^2E}{dp^2} \right|_{p_0} = \frac{1}{\mu}$$

(52.1) თანახმად მივიღებთ:

$$E = \Delta + \frac{1}{2\mu} (p - p_0)^2 \quad (52.2)$$

(52.2) ტიპის ალგზნებებს ეწოდებათ როტონები. სადაც μ ეფექტური მასის როლს თამაშობს.

$$\left. \frac{dE}{dp} \right|_{p_0} = 0 \quad \text{ტოლობა ნიშნავს, რომ როცა } p = p_0 \text{ როტონური მდგომარეობის წიგნი პროპორციულია ბოლცმანის მამრავლის } e^{-\frac{\Delta}{k_B T}}.$$

ური მდგომარეობის წიგნი პროპორციულია ბოლცმანის მამრავლის $e^{-\frac{\Delta}{k_B T}}$.

ამიტომ დაბალი ტემპერატურებისას, როცა $e^{-\frac{\Delta}{k_B T}}$ გაცილებით მცირეა ერთზე, სჭარბობს ფონოური ალგზნებები. უფრო მაღალი ტემპერატურებისას შეიძლება სჭარბობდეს როტონური ალგზნებები.

§53. პლაზმა

ნივთიერების პლაზმური მდგომარეობა წარმოადგენს კვაზინეიტრალურ იონიზირებულ აირს, რომლის დადებითი (ρ_+) და უარყოფითი (ρ_-) მუხტების მოცულობითი სიმკვრივეები პრაქტიკულად ერთნაირია აბსოლიტური მნშვნელობით: $\rho_+ = |\rho_-|$, ან $\rho_+ + \rho_- = 0$.

სითბურ წონასწორობაში მყოფი კლასიკური პლაზმის ძირითად მახასიათებელს წარმოადგენს ტემპერატურა. პლაზმა ითვლება დაბალტემპერატურული, როცა სრულდება უტოლობა:

$$kT < \phi$$

სადაც ϕ არის პლაზმის ნეიტრალური ატომებისა და მოლეკულების იონიზაციის პოტენციალი. წყალბადის ატომისათვის $\phi = 13.59$ ევ, რაც შეესაბამება $10^5 K$ რიგის ტემპერატურას. ამიტომ პლაზმა ითვლება დაბალტემპერატურული $T < 10^4 + 10^5 K$ არეში. $T > 10^6 K$ არეში პლაზმა წარმოადგენს მაღალტემპერატურულს.

როცა პლაზმის ნაწილაკების ურთიერთქმედების კინეტიკური ენერგია გაცილებით მცირეა მათ საშუალო კინეტიკურ ენერგიაზე ($\frac{3}{2}kT$), პლაზმა განიხილება როგორც იდეალური. თითქმის მთლიანად იონიზირებულ პლაზმაში ნაწილაკებს შორის კულონური ურთიერთქმედების ენერგია:

$$U = \frac{z_1 z_2 e^2}{r} \quad (53.1)$$

სადაც- $z_1 e$ და $z_2 e$ ურთიერთმოქმედი ნაწილაკების ელექტრული მუხტებია, r მათ შორის მანძილი, რომელიც დაკავშირებულია პლაზმის ნაწილაკების n კონცენტრაციასთან ტოლობით:

$$n \frac{4\pi}{3} r^3 = 1$$

ამიტომ, კლასიკური თითქმის იონიზირებული პლაზმა წარმოადგენს იდეალურს, როცა სრულდება უტოლობა:

$$\eta = \frac{z_1 z_2 e^2}{k_B T} \ll 1 \quad (53.2)$$

რეზერფორდის ფორმულის თანახმად:

$$f = \frac{z_1 z_2 e^2}{m v^2} \approx \frac{z_1 z_2 e^2}{kT}$$

ფარდობას გააჩნია გაბნევის ამპლიტუდის აზრი. ამიტომ, (54.2) უტოლობა ასე შეიძლება ჩავწეროთ:

$$\eta \approx \frac{f}{r} \ll 1 \quad (53.3)$$

აქედან ცხადია, რომ პლაზმა წარმოადგენს იდეალურს, როცა f გაბნევის ამპლიტუდა მცირეა r მანძილთან შედარებით.

კლასიკურ პლაზმაში დამუხტულ ნაწილაკებს შორის ურთიერთქმედებას აქვს კულონური სახე მხოლოდ დიდ მანძილებზე. მცირე მანძილებზე ნაწილაკების მოძრაობა უნდა განვიხილოთ კვანტური ეფექტების გათვალისწინებით. ამიტომ შეიძლება ითქვას, რომ კლასიკური პლაზმა ხასიათდება ნაწილაკებს შორის საშუალო მანძილით r , გაბნევის საშუალო ამპლიტუდით f და ახლოქმედების ძალების განზიდვის რადიუსით a .

როცა დე ბროილის ტალღის სიგრძე $\lambda = h/mv$ დიდია f შედარებით, მაშინ ნაწილაკების მოძრაობა განისაზღვრება კვანტური მექანიკის კანონებით. $\lambda \approx r$ პირობისას გათვალისწინებული უნდა იქნეს აგრეთვე გადაგვარება. კვანტური პლაზმა ხასიათდება λ_B , f და r სიდიდეებით. კლასიკური პლაზმა ანალოგიურად, კვანტური პლაზმა წარმოადგენს იდეალურს როცა სრულდება (53.3) პირობა. მაგრამ კვანტური პლაზმის f გაბნევის ამპლიტუ-

დის განსაზღვრისას $m v^2$ ნაცვლად უნდა ჩავსვათ არა $k_B T$, არამედ ფერმის ენერგია ξ . ამიტომ კვანტური პლაზმის იდეალურობის პირობა ასე ჩაიწერება:

$$\eta' = \frac{z_1 z_2 e^2}{r \xi} \ll 1 \quad (53.4)$$

ჰიდროდინამიკური აღწერისას პლაზმა განიხილება როგორც უწყვეტი გარემო, გამტარი სითხის ანალოგიურად. ამასთან პლაზმის მდგომარეობა აღიწერება მისი ρ სიმკვრივით, \vec{v} სიჩქარით, \vec{j} დენის სიმკვრივით და p წნევით.

პლაზმის დენის სიმკვრივე იონების დენის სიმკვრივესთან $n_i z e \vec{v}_i$ და ელექტრონების დენის სიმკვრივესთან $n_e e \vec{v}_e$ დაკავშირებულია თანათარღობით:

$$\vec{j} = n_i z e \vec{v}_i - n_e e \vec{v}_e \quad (53.5)$$

ნეიტრალური პლაზმის შემთხვევაში:

$$n_e = n_i z = n$$

ამიტომ,

$$\vec{j} = n e (\vec{v}_i - \vec{v}_e) \quad (53.6)$$

პლაზმის სიჩქარე გამოისახება გამოსახულებით:

$$\vec{v} = \frac{n_i m_i \vec{v}_i + n_e m_e \vec{v}_e}{n_i m_i + n_e m_e} \quad (53.7)$$

რადგან იონების მასა გაცილებით მეტია ელექტრონების მასაზე ($m_i \gg m_e$), გვექნება:

$$\vec{v} \approx \vec{v}_i \quad (53.8)$$

(53.8) (53.6) თანახმად მიიღება:

$$\vec{v}_e = \vec{v} - \frac{\vec{j}}{n e}$$

პლაზმის წნევა კონცენტრაციის საშუალებით ასე გამოისახება:

$$p = (n_e + n_i) k T$$

თუ მთლიანად ნეიტრალური პლაზმის რაიმე არეებში ელექტრონების სიმკვრივე განსხვავებულია იონების სიმკვრივისაგან, მაშინ პლაზმის კულონური პოტენციალური ენერგია გაიზრდება. პლაზმის ელექტროსტატიკური პოტენციალი განისაზღვრება განტოლებით:

$$\nabla^2 \phi - \kappa^2 \phi = 0$$

სადაც, $\kappa = \frac{4\pi e^2 n}{\epsilon k_B T} (z+1)$. ამ განტოლებას გააჩნია სფერული სიმეტრიული ამონახსნი:

$$\phi = A \frac{e^{-\kappa r}}{r} \quad (53.10)$$

ამ სიდიდეს თუ შევადარებთ წერტილოვანი მუხტის კულონურ პოტენციალს, ვნახავთ, რომ პლაზმაში ნეიტრალურობის დარღვევისასა წარმოიშობა მუხტების გადაწევა, რომელიც ახდენს კულონური ურთიერთქმედების ეკრანირებას. (53.10) პოტენციალი ასე შეიძლება ჩავწეროთ:

$$\phi = A \frac{e^{-\frac{r}{r_D}}}{r} \quad (53.11)$$

სადაც, $r_D = \frac{1}{\kappa}$ სიდიდეს რომელიც ახასიათებს მანძილს, რომელზედაც (53.11) გამოსახულებაში მრიცხველი კლებულობს e -ჯერ დეზაი-ჰიუკლის რადიუსი ეწოდება.

პლაზმის თვისებებზე მნიშვნელოვან გავლენას ახდენს მაგნიტური ველი.

პლაზმის შემფოთებისას მასში შეიძლება აღიძვრას კოლექტიური რხევები და ცხადია, რომ შეიძლება გავრცელდეს ტალღები. გამომწვევი ფაქტორების მიხედვით ტალღების კლასიფიკაცია შესაძლებელია ელექტრულ, ელექტრომაგნიტურ და მაგნიტოინამიკურ ტალღებად. დამაგნიტებულ პლაზმაში შეიძლება გავრცელდეს დაბალსიხშირული ელექტრომაგნიტური ტალღები (ჰელიკონები, ციკლოტრონული ტალღები, დოპლერონები).

ელექტრული პლაზმური რხევები აღიწერება განტოლებით:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\omega_{pe}^2 \vec{E} \quad (53.12)$$

სადაც, $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}$. (53.12) განტოლების ამონახსნს გააჩნია

სახე:
$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega_{pe} t} \quad (53.13)$$

ω_{pe} სიხშირის ელექტრული პლაზმური რხევები აღმოჩენილი იქნა ლენგმიურისა და ტონქსის მიერ 1929წ. აირების განმუხტვის შესწავლისას.

ელექტრომაგნიტური ტალღები აღიწერება განტოლებით:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{\vec{\omega}_p^2}{c^2} \vec{E} \quad (53.14)$$

რომელსაც გააჩნია განივი ტალღის ანალოგიური სახის ამონახსნი:

$$E = E_0 e^{i(\omega t - kz)} \quad (53.15)$$

რომლის (53.14) გამოსახულებაში გათვალისწინებით მიიღება:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2$$

აქედან ცხადია, რომ ელექტრომაგნიტური ტალღები შეიძლება გაგრცელდეს პლაზმაში როცა $\omega > \omega_p$. როცა $\omega < \omega_p$, k ტალღური რიცხვი წარმოსახვითია და ტალღა მიიღევა.

მაგნიტოჰიდროდინამიკური პლაზმური ტალღები აღიწერება განტოლებით:

$$\nabla^2 E_y - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = \frac{4\pi\rho}{B_0^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \quad (53.16)$$

რომლის ამონახსნს გააჩნია შემდეგი სახე:

$$E_y = E_0 e^{i(\omega t - kz)} \quad (53.17)$$

იგულისხმება, რომ ტალღები ვრცელდება B_0 ინდუქციის პლაზმაში. (53.17) თუ გავითვალისწინებთ (53.16) გამოსახულებაში მივიღებთ ω და k შორის შემდეგ თანაფარდობას:

$$\frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{4\pi\rho c^2}{B_0^2}\right) = k^2$$

საიდანაც, ფაზური სიჩქარისათვის მიიღება:

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 + 4\pi\rho c^2 / B_0^2}}$$

v ფაზურ სიჩქარის მაგნიტოდინამიკური ტალღები თეორიულად იწინასწარმეტყველა ალფენმა 1942წ., ხოლო ექსპერიმენტულად აღმოჩენილი იქნა 1944წ.

ნეიტრალური აირის გადაყვანა პლაზმურ მდგომარეობაში შესაძლებელია ატომების ან მოლეკულების იონიზაციის შედეგად. პლაზმის იონიზირებული ატომების რიცხვის ფარდობას მათ საერთო რიცხვთან პლაზმის იონიზაციის ხარისხი ეწოდება α . იონიზაციის ხარისხის მიხედვით განასხვავებენ სუსტიონიზირებულ (როცა α პროცენტის ნაწილის რიგისაა), ზომიერად იონიზირებულ (როცა α რამოდენიმე პროცენტის რიგისაა) და მთლიანად იონიზირებულ (როცა α ახლოსაა 100%) პლაზმას.

აირის იონიზაცია და პლაზმის წარმოქმნა შეიძლება გამოწვეული იყოს სხვადასხვა პროცესებით. მათ მიეკუთვნებიან:

1. თერმული იონიზაცია (საკმაოდ ძლიერ გახურებული აირების ატომების დაჯახებათა შედეგად. მაგალითად, წყალბადისათვის როცა $T = 10^4 K$, $\alpha \approx 10\%$, ხოლო როცა $T = 2 \cdot 10^4 K$, $\alpha \approx 98\%$).
2. დამუხტულ ნაწილაკებთან დაჯახებითი იონიზაცია (მაგალითად, აირში ელექტრული განმუხტვისას).
3. ფოტოიონიზაცია. აირის იონიზაცია, დაცემული ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ენერჯიის ხარჯზე. ფოტოიონიზაციას გააჩნია განსაკუთრებული მნიშვნელობა ასტროფიზიკური პროცესებისათვის. ვარსკვლავების გამოსხივება იწვევს ვარსკვლავთაშორისი აირის იონიზაციას. მზის გამოსხივება იწვევს დედამიწის ატმოსფეროს ზედა ფენების იონიზაციას, წარმოიშობა იონოსფერო. მზე

შედგება თითქმის მთლიანად იონიზირებული წყალბადისაგან. მზის ზედაპირიდან გამოსხივდება წყალბადური პლაზმის ნაკადი, რომელიც ქმნის მზის ქარს. დედამიწის მახლობლად პლაზმა ჩაიჭერება დედამიწის მაგნიტური ველის მიერ და ქმნის რადიაციულ სარტყელებს. შიგა სარტყელი მოთავსებულია 500კმ-დან რამოდენიმე ათას კმ-მდე, ხოლო გარე სარტყელი კი დედამიწის ზედაპირიდან 100000-15000კმ მანძილზე. მაგნიტური ქარიშხლის დროს სწრაფი დამუხტული ნაწილაკები გამოიფრქვევიან რადიაციული სარტყლებიდან და ალაგზნებენ ატმოსფეროს ზედა ფენების ატომებს. ეს ატომები შემდგომ ანათებენ და იწვევენ პოლარულ ნათებას.

დედამიწის პირობებში პლაზმა გვხვდება საკმაოდ იშვიათად (მაგალითად, ჭექა-ქუხილის დროს).

პლაზმის ფიზიკის ძირითად პრაქტიკულ ინტერეს წარმოადგენს მართვადი თერმობირთვული სინთეზის პრობლემის საკითხის გადაწყვეტა.

იმისათვის, რომ ნივთიერებაში მიმდინარეობდეს საკმაოდ ინტენსიური თერმობირთვული რეაქციები, აუცილებელია, რომ ის გავახუროთ რამოდენიმე კევ ტემპერატურამდე, ხოლო ასეთი ტემპერატურისას ნებისმიერი ნივთიერება იმყოფება პლაზმურ მდგომარეობაში. ასეთი თერმობირთვული რეაქციებისათვის ყველაზე პერსპექტიულ ნივთიერებად ითვლება წყალბადის იზოტოპები: დეიტერიუმი (${}_1D^2$) და ტრიტიუმი (${}_1T^3$).

§54. რელატივისტური ეფექტები ატომურ ფიზიკაში

ატომში ელექტრონის მოძრაობის სიჩქარე არ არის დიდი. მაგალითად, ჰელიუმის ატომში ელექტრონის მოძრაობის სიჩქარე ტოლია $0.02c$. მაგრამ, მძიმე ატომების შიგა გარსების ელექტრონების მოძრაობის სიჩქარე გაცილებით იზრდება. რის გამოც ელექტრონის მასის ცვლილება ხდება მნიშვნელოვნად შესამჩნევი. ყველაზე მნიშვნელოვანი სიდიდე, რომელსაც, გააჩნია რელატივისტური ბუნება წარმოადგენს სპინი, რომელიც უნდა მივიღოთ მხედველობაში მიუხედავად ნაწილაკების მოძრაობის სიჩქარისა. მასის დამოკიდებულება სიჩქარეზე იწვევს ნაწილაკების ენერჯიის დონეების ცვლილებას კულონურ ველში მოძრაობისას. ჭერ განვიხილოთ ნულის ტოლი სპინის მქონე ნაწილაკის მოძრაობა კულონ-

ურ ველში. ამასთან დაუშვათ, რომ ბირთვის მასა რომლის გარშემოც მოძრაობს ნაწილაკი, გაცილებით მეტია ამ ნაწილაკის მასაზე. ამიტომ ბირთვი შეიძლება ჩავთვალოთ უძრავად. კულონურ ველში ნაწილაკის სრულ ენერჯიას, იმპულსსა და პოტენციალურ ენერჯიას შორის არსებობს შემდეგი რელატივისტური თანაფარდობა:

$$E = c\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2} - \frac{ze^2}{r} \quad (54.1)$$

სადაც ze ბირთვის მუხტია, e ნაწილაკის მუხტი, m_0 ელექტრონის უძრავობის მასაა. თუ (54.1) გამოსახულებაში გადავალთ ოპერატორებზე ($E \rightarrow \hat{E} = -i\frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial t}$, $\vec{p} \rightarrow \hat{\vec{p}} = \frac{\hbar}{i}\nabla$), და მოვახდენთ მარტივ გარდაქმნებს, მივიღებთ ბირთვის კულონურ ველში ნაწილაკის მოძრაობისათვის (როცა გარეშე ველი ნულის ტოლია) კლეინგორდონის განტოლებას:

$$\left[\left(-\frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial t} + \frac{ze^2}{r} \right)^2 + c^2 \hbar^2 \nabla^2 - m_0^2 c^4 \right] \psi = 0 \quad (54.2)$$

თუ დაუშვებთ, რომ

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) e^{-\frac{i(E+m_0 c^2)t}{\hbar}} \quad (54.3)$$

მივიღებთ სტაციონარული მდგომარეობის რელატივისტურ განტოლებას:

$$\nabla^2 \psi + \frac{1}{c^2 \hbar^2} \left[\left(E + m_0^2 c^2 + \frac{ze^2}{r} \right) - m_0^2 c^4 \right] \psi = 0 \quad (54.4)$$

სადაც, E ელექტრონის ენერჯია უძრავობის მასის შესაბამისი ენერჯიის გარეშე. ამ განტოლების ამოხსნა შესაძლებელია იგივე მეთოდით, რაც გამოყენებული იყო შრედინგერის არარელატივისტური განტოლების შემთხვევისათვის. დაუშვათ, რომ

$$\psi = R(r)Y(\Theta, \varphi) \quad (54.5)$$

მაშინ, R რადიალური ტალღური ფუნქციისათვის გვექნება:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left\{ -\frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} \left[1 - \left(1 + \frac{E}{m_0 c^2} \right)^2 \right] \right\} R + \left\{ \frac{2m_0 z e^2}{\hbar^2} \left(1 + \frac{E}{m_0 c^2} \right) \frac{1}{r} - \frac{\ell(\ell+1) - \alpha^2 z^2}{r^2} \right\} R = 0 \quad (54.6)$$

სადაც, $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ ნაზი სტრუქტურის მუდმივაა. (არარელატივისტურ შემთხვევაზე გადასვლისას უნდა გავითვალისწინოთ, რომ $E \ll m_0 c^2$). ამიტომ ამ შემთხვევაში (54.6) განტოლების ნაცვლად გვექნება,

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left\{ \frac{2m_0 E}{\hbar^2} + \frac{2m_0 z e^2}{\hbar^2} \frac{1}{r} - \frac{\ell(\ell+1) - \alpha^2 z^2}{r^2} \right\} R = 0 \quad (54.7)$$

არარელატივისტურ შემთხვევაზე გადასვლა ექვივალენტურია $c \rightarrow \infty$ პირობის. ცხადია, რომ ამ შემთხვევაში უნდა ჩავთვალოთ, რომ ნაზი სტრუქტურის მუდმივა $\alpha \rightarrow 0$. ამ შემთხვევაში (54.6) რელატივისტური განტოლებიდან მიიღება (23.1) არარელატივისტური განტოლება. (54.6) განტოლების ამონახსნის მისაღებად, რომ ვისარგებლოთ (23.1) არარელატივისტური განტოლების ამონახსნის შედეგებით, შემოვიღოთ ℓ' რიცხვი შემდეგი ფორმულის მიხედვით:

$$\ell'(\ell'+1) = \ell(\ell+1) - \alpha^2 z^2 \quad (54.8)$$

აქედან,

$$\ell' = -\frac{1}{2} \pm \sqrt{\left(\ell + \frac{1}{2}\right)^2 - \alpha^2 z^2} \quad (54.9)$$

მაშინ, (54.6) განტოლება ასე ასე ჩაიწერება:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left\{ -\frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} \left[1 - \left(1 + \frac{E}{m_0 c^2} \right)^2 \right] + \frac{2m_0 z e^2}{\hbar^2} \left(1 + \frac{E}{m_0 c^2} \right) \frac{1}{r} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right\} R = 0 \quad (54.10)$$

ეს განტოლება ემთხვევა (23.1) არარელატივისტურ განტოლებას. ამიტომ, (54.10) განტოლება შეიძლება ამოიხსნას (23.1) განტოლების ანალოგიურად, თუ მასში ℓ შევცვლით ℓ' (ამასთან, უნდა გავითვალისწინოთ ℓ' მხოლოდ დადებითი მნიშვნელობა). ბირთვის კულონურ ველში ნულის ტოლი სპინის მქონე ნაწილაკის ენერჯისათვის მიიღება მნიშვნელობა:

$$E_{n,\ell} = \left[1 + \frac{\alpha^2 z^2}{n_r + 1/2 + \sqrt{(\ell + 1/2)^2 - \alpha^2 z^2}} \right]^{-1/2} m_0 c^2 - m_0 c^2 \quad (54.11)$$

კვადრატულ ფრჩხილებში მყოფი გამოსახულება შეიძლება გავშალოთ $\alpha^2 z^2 \ll 1$ მწკრივად. თუ შემოვისაზღვრებით ნულისაგან განსხვავებული პირველი ორი წევრით, გვექნება:

$$E_{n,\ell} = \frac{m_0 z^2 e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \left[1 + \frac{\alpha^2 z^2}{n^2} \left(\frac{n}{\ell + 1/2} - \frac{3}{4} \right) \right] \quad (54.12)$$

სადაც, $n = \ell + n_r + 1$. n , ℓ და n_r მთელ რიცხვებს უწოდებენ შესაბამისად მთავარ კვანტურ რიცხვს, ორბიტალურ კვანტურ რიცხვს და რადიალურ კვანტურ რიცხვს.

წყალბადის ატომისათვის (54.12) რელატივისტური ფორმულის პრინციპული განსხვავება არარელატივისტური ფორმულისაგან მდგომარეობს იმაში, რომ რელატივისტურ შემთხვევაში ენერჯია დამოკიდებულია ℓ ორბიტალურ კვანტურ რიცხვზე, ე.ი. იხსნება ℓ მიხედვით გადაგვარება. ამის გამო n მთავარი კვანტური რიცხვის შესაბამისი ენერგეტიკული დონე გაიხლიჩება n ქვედონედ. ენერგეტიკული დონეების გახლეჩა პროპორციულია α^2 , ე.ი. მცირეა. ის იწვევს გამოსხივების შესაბამისი ხაზების გახლეჩას და წარმოიშობა გამოსხივების ნაზი სტრუქტურა. (54.12) ფორ-

რმულის საშუალებით ადვილად შეიძლება გამოვთვალოთ გამოსხივების ხაზების გახლეჩა. კერძოდ, ბალმერის სერიის ($n=2$) დუბლეტური გახლეჩისათვის მიიღება ფორმულა:

$$\Delta\nu = \frac{E_{2,1} - E_{2,o}}{\hbar} = \frac{\alpha^2 m_o e^4}{12\hbar^3} \quad (54.13)$$

ეს სიდიდე დაახლოებით სამჯერ აღემატება წყალბადის ატომის გამოსხივების ხაზების ექსპერიმენტით მიღებულ შესაბამის მნიშვნელობას. რაც იმით აიხსნება, რომ კლეინ-გორდონის განტოლებაში არ არის გათვალისწინებული ელექტრონის სპინი.

იმისათვის, რომ ვიპოვოთ ელექტრონის ენერჯიის დონეები რელატივისტური ეფექტის შემთხვევაში სპინის გათვალისწინებით, უნდა ამოვხსნათ დირაკის განტოლება წყალბადის ატომისათვის. ასეთი შემთხვევისათვის დირაკის განტოლება ჩაიწერება შემდეგნაირად:

$$\left[\left(-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{e^2}{r} \right)^2 - c^2 \hbar^2 \nabla^2 - m_o^2 c^4 + \frac{ie^2 c \hbar}{r^3} (\vec{\alpha} \vec{r}) \right] \psi = 0 \quad (54.14)$$

ამ განტოლების სტაციონარული ამონახსნი ვეძებთ შემდეგი სახით:

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) e^{-i(E+m_o c^2)t/\hbar} \quad (54.15)$$

მაშინ, (54.14) განტოლება მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$\left[\left(E + m_o c^2 + \frac{e^2}{r} \right) - c^2 \hbar^2 \nabla^2 - m_o^2 c^4 + \frac{ie^2 c \hbar}{r^3} (\vec{\alpha} \vec{r}) \right] \psi = 0 \quad (54.16)$$

გამოთვლების მოხერხებულობის მიზნით (54.16) განტოლებაში თუ გადავალთ სფერულ კოორდინატებზე, მაშინ ის შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი განტოლებათა სისტემის სახით:

$$D_o^2 \psi_1 + \frac{i\alpha}{r^2} (\sin \Theta e^{-i\varphi} \psi_4 + \cos \Theta \psi_3) = 0$$

$$D_o^2 \psi_2 + \frac{i\alpha}{r^2} (\sin \Theta e^{i\varphi} \psi_3 - \cos \Theta \psi_4) = 0 \quad (54.17)$$

$$D_o^2 \psi_3 + \frac{i\alpha}{r^2} (\sin \Theta e^{-i\varphi} \psi_2 + \cos \Theta \psi_1) = 0$$

$$D_o^2 \psi_4 + \frac{i\alpha}{r^2} (\sin \Theta e^{i\varphi} \psi_1 - \cos \Theta \psi_2) = 0$$

სადაც,
$$D_o^2 = \nabla^2 + \frac{1}{c^2 \hbar^2} \left[\left(E + m_o c^2 + \frac{e^2}{r} \right)^2 - m_o^2 c^4 \right] \quad (54.18)$$

(54.17) განტოლებათა სისტემის ამონახსნი ვეძებთ შემდეგი სახით:

$$\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix} = R(r) \begin{pmatrix} (\ell + m_\ell) Y_{\ell, m_\ell} \\ (\ell + 1 - m_\ell) Y_{\ell, m_\ell} \\ i\beta Y_{\ell+1, m_\ell-1} \\ -i\beta Y_{\ell+1, m_\ell} \end{pmatrix} \quad (54.19)$$

სადაც, Y_{ℓ, m_ℓ} (23.12) ტოლობით განსაზღვრული სფერული ფუნქციებია, ნორმირებული მამრავლის გარეშე.

(54.19) გამოსახულებას თუ ჩავსვამთ (54.17) განტოლებათა სისტემაში და ვისარგებლებთ სფერული ფუნქციების თეორიიდან კარგად ცნობილი შემდეგი რეკურენტული თანაფარდობით:

$$(\ell + m_\ell) Y_{\ell, m_\ell-1} = -\sin \Theta e^{-i\varphi} Y_{\ell+1, m_\ell} + \cos \Theta Y_{\ell+1, m_\ell-1} \quad (54.20)$$

$$(\ell + 1 - m_\ell) Y_{\ell, m_\ell} = \sin \Theta e^{i\varphi} Y_{\ell+1, m_\ell-1} + \cos \Theta Y_{\ell+1, m_\ell} \quad (54.21)$$

მივიღებთ რადიალური ფუნქციის განსაზღვრისათვის შემდეგ განტოლებებს:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left\{ -\frac{m_o^2 c^2}{\hbar^2} \left[1 - \left(1 + \frac{E}{m_o c^2} \right)^2 \right] + \frac{2m_o z e^2}{\hbar^2} \left(1 + \frac{E}{m_o c^2} \right) \frac{1}{r} - \frac{\ell(\ell+1) - \alpha^2 + \alpha\beta}{r^2} \right\} R = 0 \quad (54.22)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left\{ -\frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} \left[1 - \left(1 + \frac{E}{m_0 c^2} \right)^2 \right] + \frac{2m_0 z e^2}{\hbar^2} \left(1 + \frac{E}{m_0 c^2} \right) \frac{1}{r} - \frac{(\ell+1)(\ell+2) - \alpha/\beta}{r^2} \right\} R = 0 \quad (54.23)$$

(54.22) და (54.23) განტოლებები უნდა ემთხვევოდეს ერთმანეთს, რადგან ისინი წარმოადგენენ ერთი და იმავე ტალღური ფუნქციის განტოლებებს. აქედან მიიღება β განსაზღვრისათვის განტოლება:

$$\ell(\ell+1) - \alpha^2 + \alpha\beta = (\ell+1)(\ell+2) - \alpha^2 - \frac{\alpha}{\beta} \quad (54.24)$$

რომლის ამონახსნია:

$$\beta = \frac{\ell+1}{\alpha} \pm \sqrt{\frac{(\ell+1)^2}{\alpha^2} - 1} \quad (54.25)$$

ამ გამოსახულებას თუ ჩავსვამთ (54.22) ან (54.23) განტოლებებში, მაშინ რადიალური ფუნქციის განტოლება შეიძლება წარმოვადგინოთ (54.10) ანალოგიურად:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left\{ -\frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} \left[1 - \left(1 + \frac{E}{m_0 c^2} \right)^2 \right] + \frac{2m_0 z e^2}{\hbar^2} \left(1 + \frac{E}{m_0 c^2} \right) \frac{1}{r} - \frac{\ell''(\ell''+1)}{r^2} \right\} R = 0 \quad (54.26)$$

$$\text{სადაც, } \ell'' = \sqrt{(\ell+1)^2 - \alpha^2} - \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}.$$

(54.23) განტოლების ამონახსნი ანალოგიურია (54.10) განტოლების ამონახსნის. ამიტომ, ცხადია, რომ ენერჯის დონეების განსაზღვრის (54.11) ფორმულის ნაცვლად მიიღება:

$$E_{n,\ell} = m_0 c^2 \left\{ 1 + \frac{\alpha^2}{n_r + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} + \sqrt{(\ell+1)^2 - \alpha^2}} \right\}^{-\frac{1}{2}} - m_0 c^2 \quad (54.27)$$

გავშალოთ ფესვქვეშა გამოსახულება ნაზი სტრუქტურის მუდმივას მიხედვით მწკრივად და შემოვისაზღვროთ პირველი ორი წევრით, მივიღებთ შემდეგ ფორმულას:

$$E_{n,\ell} = -\frac{m_0 e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \left[1 + \frac{\alpha^2}{n^2} \left(\frac{n}{\ell+1} - \frac{3}{4} \right) \right] \quad (54.28)$$

$$n = n_r + \ell + 1, \quad \alpha^2 \rightarrow 0, \quad \ell'' \rightarrow \ell, \quad \beta = \frac{\alpha}{2(\ell+1)}$$

$$E_{n,\ell} = -\frac{m_0 e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \left[1 + \frac{\alpha^2}{n^2} \left(\frac{n}{\ell+1} - \frac{3}{4} \right) \right] \quad (54.29)$$

$$n = n_r + \ell + 2, \quad \alpha^2 \rightarrow 0, \quad \ell'' = \ell + 1, \quad \beta = \frac{2(\ell+1)}{\alpha}$$

იმისათვის, რომ გავარკვიოთ სხვადასხვა ამონახსნის აზრი, უნდა აღინიშნოს, რომ, რომ (54.17) განტოლებათა სისტემა ინვარიანტულია $\psi_1 \leftrightarrow \psi_3, \psi_2 \leftrightarrow \psi_4$ ტალღური ფუნქციების კომპონენტების ცვლილების მიმართ. რაც ნიშნავს, რომ

$$\psi' = \begin{pmatrix} \psi'_1 \\ \psi'_2 \\ \psi'_3 \\ \psi'_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_3 \\ \psi_4 \\ \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} \quad (54.30)$$

ტალღური ფუნქცია წარმოადგენს (54.17) განტოლებათა სისტემის ამონახსნს. (54.28) შეესაბამება (54.19) ტალღური ფუნქციას. ხოლო (54.29) კი შეესაბამება (54.30) ტალღური ფუნქციას. (54.29) ფორმულა, $\ell+1 \rightarrow \ell$ ცვლილებით შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$E_{n,\ell} = -\frac{m_0 e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \left[1 + \frac{\alpha^2}{n^2} \left(\frac{n}{\ell} - \frac{3}{4} \right) \right] \quad (54.31)$$

სადაც, $n = n_r + \ell + 1, 1, 2, 3, \dots$

(54.29) და (54.31) ამონახსნების შემთხვევაში, ელექტრონის სრული მომენტის j კვანტური რიცხვი დაკავშირებულია l კვანტურ რიცხვთან შესაბამისი ფორმულებით:

$$j = l + \frac{1}{2} \quad (l = 0, 1, 2, \dots)$$

$$j = l - \frac{1}{2} \quad (l = 1, 2, \dots)$$

ამიტომ (54.29) და (54.31) გამოსახულებები შეიძლება ჩავწეროთ გაერთიანებული სახით შემდეგნაირად:

$$E_{n,j} = -\frac{m_0 e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \left[1 + \frac{\alpha^2}{n^2} \left(\frac{n}{j+1/2} - \frac{3}{4} \right) \right] \quad (54.32)$$

ე.ი. მოცემული n მთავარი კვანტური რიცხვის შესაბამისი ყოველი დონე იხლიჩება რამოდენიმე ქვედონედ, j კვანტური რიცხვის მნიშვნელობის მიხედვით.

ლიტერატურა

1. Матвеев А.Н. Атомная физика. М.: Высшая школа, 1989.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика. ч. 1. М.: Наука, 1986.
3. Шпольский Э.В. Атомная физика. т. 1, 2. М.: Наука, 1974.
4. Савельев И. В. Курс общей физики, Т.3. М.: Наука, 1979.
5. Савельев И. В. Основы теоретической физики. Т.2. М.: Наука 1979.
6. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Курс физики. Т.3. М.: Наука, 1974.
7. Акости В. и др. Основы современной физики, М.: Просвещение, 1981.
8. შირიანაშვილი გ. ატომური ფიზიკა. თსუ, 1983.
9. ვაშაკიძე ი. და სხვ. კვანტური მექანიკა. თსუ. 1978.
10. Гольдин Л.Л., Новикова Г.И, Введение в квантовую физику. М.: Наука, 1988.
11. Мултановский В.В. Василевский А.С. Курс теоретической физики. М.: Просвещение, 1991.
12. Спроул Р. Современная физика. М.: Наука, 1974.
13. Физика микромира (Серия «Маленькая Энциклопедия»). М.; Советская Энциклопедия, 1980.
14. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980.
15. Тикадзუმი С. Физика ферромагнетизма (Магнитные свойства вещества). М.: Мир, 1983.
16. Свирский М.С. Электронная теория вещества. М.: Просвещение, 1980.
17. Александреев А. Ф. и др. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988.

§1. ატომურ შეხედულებათა მოკლე ისტორია	3
§2. ნივთიერების კორპუსკულურ-ტალღური დუალიზმი	5
§3. ტალღური პაკეტი	8
§4. ფოტოეფექტი	14
§5. კომპტონის ეფექტი	18
§6. განუზღვრელობის თანაფარდობა	22
§7. ატომის აგებულების ტომსონის მოდელი	27
§8. რეზერფორდის ცდა	28
§9. რეზერფორდის ფორმულა	30
§10. ატომის აგებულების ბირთვული მოდელი	37
§11. ბორის თეორია	39
§12. ფრანკისა და ჰერცის ცდა	45
§13. წყალბადის ატომის სპექტრული კანონზომიერებანი	48
§14. ბირთვის მოძრაობით გამოწვეული შესწორებანი	52
§15. თანადობის პრინციპი	57
§16. ატომში ელექტრონის ორბიტები	59
§17. ბორ-ზომერფელდის თეორია	64
§18. შრედინგერის განტოლება	70
§19. ფიზიკურ სიდიდეთა ოპერატორებით წარმოდგენა	75
§20. ჰარმონიული ოსცილატორი	79
§21. წყალბადისებური ატომის პრობლემა	84
§22. ელექტრონის იმპულსის მომენტი	86
§23. რადიალური, აზიმუტალური და პოლარული განტოლებები	92
§24. წყალბადის ატომის ტალღური ფუნქცია	95
§25. ატომი მაგნიტურ ველში	100
§26. შტერნისა და ჰერლახის ცდა	103
§27. ელექტრონის სპინი	105
§28. ელექტრონის სრული იმპულსის და მაგნიტური მომენტი	110
§29. რთული ატომები	113
§30. ატომის სრული მაგნიტური მომენტი	118
§31. სპინ-ორბიტალური ურთიერთქმედება	119
§32. ატომში ელექტრონების განაწილება. პაულის პრინციპი	122
§33. ელემენტთა პერიოდული სისტემა	127
§34. ზემანის ეფექტი	136

§35. ნივთიერების მაგნიტური თვისებები	141
§36. ტუტე ლითონების ატომები	154
§37. ჰელიუმის ატომი	158
§38. მოლეკულური ძალები	164
§39. წყალბადის მოლეკულა	170
§40. მოლეკულური სპექტრები	175
§41. მყარ სხეულში ატომებს შორის კავშირის ტიპები	182
§42. მყარი სხეულის ელექტრონული თეორია	186
§43. მყარი სხეულის ენერგეტიკული ზონები	192
§44. რენტგენის სხივები	200
§45. მოზლის კანონი	204
§46. რენტგენის სხივების დიფრაქცია	205
§47. რენტგენის სხივების შთანთქმა და გაბნევა	207
§48. ატომთა გამოსხივება. სპონტანური გამოსხივება	209
§49. ინდუცირებული გამოსხივება	213
§50. ლაზერები	218
§51. ზეგამტარობა	221
§52. ზედენადობა	226
§53. პლაზმა	232
§54. რელატივისტური ეფექტები ატომურ ფიზიკაში	238