ნ. მაისურაძე, მ. ცირეკიძე, მ. შენგელია

ლექციების კურსი ზოგად ფიზიკაში

III ნაწილი

2017 წ.

წინამდებარე სახელმძღვანელო წარმოადგენს ლექციების კურსის ელექტრონულ ვერსიას ზოგად ფიზიკაში. იგი შედგენილია ამჟამად მოქმედი ზოგადი ფიზიკის სილაბუსის მიხედვით.

წიგნი გამიზნულია ინფორმატიკისა და მართვის სისტემების ფაკულტეტის სტუდენტებისათვის. ასევე ამ წიგნით შეუძლია ისარგებლონ ენერგეტიკის, სამშენებლო, სამთო - გეოლოგიის, სატრანსპორტო და მანქანათმშენებლობის ფაკულტეტის სტუდენტებმა.

ავტორთა მიზანია სწორი წარმოდგენა შეუქმნას სტუდენტებს გამოცდებზე მოთხოვნათა დონის შესახებ და დაეხმაროს მათ ფიზიკის გამოცდებისათვის მომზადებაში.

ამ ლექციების კურსით შეუძლიათ ისარგებლონ ფიზიკის ლექტორებმაც და ასევე სხვა პირებმაც, რომლებიც დაინტერსდება ფიზიკის სასწავლო კურსით საქ. ტექნიკურ უნივერსიტეტში.

ამჟამად წარმოდგენილია III ნაწილი 15 სალექციო კვირის მასალა, რომელიც დაყოფილია პროგრამით გათვალისწინებული თითოეული კვირის ლექციების მიხედვით.

ავტორები მწუხარებას გამოთქვამენ, რომ მათ რიგებს გამოაკლდა ნიჭიერი მეცნიერი და თავისი პროფესიის ღრმა მცოდნე პროფესორი ნოდარ მაისურაძე, რომელსაც დიდი წვლილი აქვს შეტანილი წინამდებარე ფიზიკის ლექციების კურსის შედგენაში.

სარჩევი

I ლექცია

ოპტიკის განვითარების მოკლე ისტორია. სინათლის დუალიზმი. გეომეტრიული ოპტიკის ძირითადი კანონები. გარდატეხის მაჩვენებელი და მისი კავშირი სინათლის გავრცელების სიჩქარესთან. სრული შინაგანი არეკვლა და მისი გამოყენება.

§1. ოპტიკის განვითარების მოკლე ისტორია. სინათლის დუალიზმი. 6

§2. გეომეტრიული ოპტიკის ძირითადი კანონები. გარდატეხის მაჩვენებელი, მისი კავშირი გარემოში სინათლის გავრცელების სიჩქარესთან 7

§3. სრული შინაგანი არეკვლა და მისი გამოყენება. 9

II ლექცია

სინათლის ინტერფერენცია. კოჰერენტული ტალღები. იუნგის ცდა. ინტერფერენციული სურათის გათვლა და სინათლის ტალღის სიგრძის შეფასება. სინათლის დიფრაქცია. ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპი. დიფრაქცია წრიულ ხვრელზე.

§1. ჰიუგენსის პრინციპი, სინათლის ინტერფერენცია, გაძლიერება შესუსტების პირობები, კოჰერენტული ტალღები. იუნგის ცდა. ინტერფერენციული სურათის გათვლა და სინათლის ტალღის სიგრძის შეფასება. 11

§2. სინათლის დიფრაქცია. ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპი. 13

§3. ფრენელის დიფრაქცია წრიულ ხვრელზე. 16

III ლექცია

სინათლის დისპერსია. ნიუტონის ცდები. ნორმალური და ანომალური დისპერსია. გარდატეხის მაჩვენებლის დამოკიდებულება სიხშირეზე (ტალღის სიგრძეზე). სინათლის შთანთქმა. ბუგერ-ლამბერტის კანონი. შთანთქმის სპექტრები.

§1. სინათლის დისპერსია. ნიუტონის ცდები. ნორმალური და ანომალური დისპერსია. გარდატეხის მაჩვენებლის დამოკიდებულება სიხშირეზე (ტალღის სიგრძეზე). 17

§2. სინათლის დისპერსია, ნორმალური და ანომალური დისპერსია 17

§3. სინათლის შთანთქმა. ბუგერ-ლამბერტის კანონი. შთანთქმის სპექტრები. 19

IV ლექცია

სინათლის გაბნევა. ტინდალის ცდა. რელეის კანონი. სინათლის პოლარიზაცია. ბუნებრივი და პოლარიზებული სინათლე. მალუსის კანონი. სინათლის დაპოლარება არეკვლის და გარდატეხის დროს, ბრიუსტერის კანონი.

§1. სინათლის გაბნევა. ტინდალის ცდა. რელეის კანონი. 21

§2. სინათლის პოლარიზაცია. ბუნებრივი და პოლარიზებული სინათლე. მალუსის კანონი.....22

§3. სინათლის დაპოლარება არეკვლის და გარდატეხის დროს, ბრიუსტერის კანონი 24

V ლექცია

სითბური გამოსხივება. კირჰხოფის კანონი. აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების კანონები. ოპტიკური პირომეტრია.

§1. სითბური გამოსხივება. კირჰხოფის კანონი. 26

§2. აბსოლუტურად შავი სხეული და მისი გამოსხივების კანონები. 28

§3. ოპტიკური პირომეტრია. 28

VI ლექცია

ჰიპოთეზა კვანტების შესახებ. პლანკის ფორმულა. რენტგენის სხივების გაბნევა, კომპტონის ეფექტი.

§1. ჰიპოთეზა კვანტების შესახებ. პლანკის ფორმულა. 30

§2. რენტგენის სხივების გაბნევა, კომპტონის ეფექტი. 31

VII ლექცია

ფოტოელექტრული ეფექტი. ფოტოეფექტის კანონები. აინშტაინის ფორმულა. ფოტონის მასა და იმპულსი.

§1. ფოტოეექტრული ეფექტი. ფოტოეფექტის კანონები. 35

§2. აინშტაინის ფორმულა..... 36

§3. ფოტონის მასა და იმპულსი. 37

VIII ლექცია

ატომის აგებულება. რეზერფორდის ცდა. ატომის ბირთვული მოდელი. ატომის ბირთვული მოდელის სიძნელეები.

§1. ატომის აგებულება. რეზერფორდის ცდა. 39

§2. ატომის ბირთვული მოდელი. ატომის ბირთვული მოდელის სიძნელეები. 40

IX ლექცია

კანონზომიერებანი წყალბადის ატომის გამოსხივების სპექტრში, სერიული ფორმულები. ბორის პოსტულატები. ბორის თეორია წყალბადისებური სისტემებისათვის. და მისი სიძნელეები.

§1. კანონზომიერებანი წყალბადის ატომის გამოსხივების სპექტრში, სერიული ფორმულები.....43

§2. ბორის პოსტულატები. 44

§3. ბორის თეორია წყალბადისებური სისტემებისათვის. და მისი სიძნელეები. 45

X ლექცია

ნივთიერების კორპუსკულურ – ტალღური დუალიზმი. დე – ბროილის ფორმულა. ჰაიზენბერგის განუზღვრელობათა პრინციპი.

§1. ნივთიერების კორპუსკულურ – ტალღური დუალიზმი. დე – ბროილის ფორმულა.....47

§4. ჰაიზენბერგის განუზღვრელობის თანაფარდობა. 50

XI ლექცია

ტალღური ფუნქცია. შრედინგერის განტოლება და მისი გამოყენების მაგალითები. წყალბადის ატომი კვანტური მექანიკის თვალსაზრისით.

§1. ტალღური ფუნქცია. შრედინგერის განტოლება და მისი გამოყენების მაგალითები. 52

§2. წყალბადის ატომი კვანტური მექანიკის თვალსაზრისით 55

XII ლექცია

კვანტური რიცხვები და მათი ფიზიკური არსი. ელექტრონის სპინი. პაულის პრინციპი. ელექტრონთა განაწილება ატომში მდგომარეობების მიხედვით.

§1. კვანტური რიცხვები და მათი ფიზიკური არსი. 56

§2. ელექტრონის სპინი, სპინური კვანტური რიცხვი, პაულის პრინციპი, ელექტრონთა განაწილება ატომში. 59

XIII ლექცია

ატომბირთვის შემადგენლობა და თვისებები. იზოტოპები. ბირთვული ძალები. რადიოაქტივობა, ~, ,¥ სხივები. ~ და დაშლა. რადიოაქტიური გადანაცვლების წესები.

§1. ატომბირთვის შემადგენლობა და თვისებები. იზოტოპები. ბირთვული ძალები. 61

§2. რადიოაქტივობა, ~, ,¥ სხივები. ~ და დაშლა. რადიოაქტიური გადანაცვლების წესები.....62

XIV ლექცია

რადიაციული დაშლის ძირითადი კანონი. ნახევარდაშლის პერიოდი. აქტივობა. ატომბირთვის ბმის ენერგია და მასის დეფექტი.

§1. რადიაციული დაშლის ძირითადი კანონი. ნახევარდაშლის პერიოდი. აქტივობა. 66

§2. ატომბირთვის ბმის ენერგია და მასის დეფექტი. 68

XV ლექცია

ბირთვული რეაქციები. ბირთვების გაყოფა. გაყოფის ჯაჭვური რეაქცია. ატომბირთვების სინთეზის რეაქცია. ენერგიის გამოყოფა წყალბადის ბირთვების სინთეზის მაგალითზე..

§1. ბირთვული რეაქციები. 70

§2. ბირთვების გაყოფა. გაყოფის ჯაჭვური რეაქცია.....71

§3. ატომბირთვების სინთეზის რეაქცია. ენერგიის გამოყოფა წყალბადის ბირთვების სინთეზის მაგალითზე 73

I ლექცია

ოპტიკის განვითარების მოკლე ისტორია. სინათლის დუალიზმი. გეომეტრიული ოპტიკის ძირითადი კანონები. გარდატეხის მაჩვენებელი და მისი კავშირი სინათლის გავრცელების სიჩქარესთან. სრული შინაგანი არეკვლა და მისი გამოყენება.

§1. ოპტიკის განვითარების მოკლე ისტორია. სინათლის დუალიზმი.

ოპტიკა არის მეცნიერება სინათლის შესახებ – სინათლის ბუნება, გავრცელების და ნივთიერებასთან ურთიერთქმედების კანონები. ტრადიციულად ოპტიკა იყოფა ორ ნაწილად: გეომეტრიული ოპტიკა (რომელიც შეისწავლის სინათლის გავრცელების კანონებს) და ფიზიკური ოპტიკა (რომელიც შეისწავლის სინათლის ფიზიკურ ბუნებას). ისტორიულად თითქმის ერთდროულად ჩამოყალიბდა ორი ურთიერთსაწინააღმდეგო ფიზიკური თეორია: სინათლის კორპუსკულური და სინათლის ტალღური თეორია.

პირველი თეორიის ფუძემდებელია ნიუტონი, რომლის თეორიის მიხედვით სინათლე შედგება უმცირესი ნაწილაკების – კორპუსკულებისაგან, რომლებიც ერთგვაროვან გარემოში არავითარი ძალის მოქმედებას არ განიცდიან და მაშასადამე მოძრაობენ ინერციით, თანაბარწრფივად. ნიუტონის მიხედვით ორი გარემოს გამყოფი ზედაპირიდან სინათლის არეკვლა გამოწვეულია კორპუსკულების არეკვლით, რომელიც აბსოლუტურად დრეკადი ბირთვების არეკვლის მსგავსად ხდება. ასევე სინათლის დისპერსია ნიუტონის მიხედვით აიხსნებოდა სინათლის კორპუსკულების სხვადასხვა ზომით. ის თვლიდა, რომ წითელი ფერის სინათლის კორპუსკულა ყველაზე დიდია, ხოლო იისფერის ყველაზე პატარა და სხვადასხვა ზომის კორპუსკულები მინის სამკუთხა პრიზმაში გავლისას სხვადასხვანაირად გადაიხრებოდნენ. მაგრამ ეს თეორია ვერ ხსნიდა სინათლის ინტერფერენციას, დიფრაქციას, სინათლის სხივთა დამოუკიდებლობის პრინციპს და სხვა. ამიტომ XVII საუკუნეში ჩამოყალიბდა სინათლის ტალღური თეორია, რომელიც ნიუტონის თეორიის საწინააღმდეგოა და მისი ფუძემდებელია ჰოლანდიელი ჰიუგენსი.

ჰიუგენსის მიხედვით სინათლე წარმოადგენს გარკვეულ ტალღურ პროცესს – დრეკადი დეფორმაციის ტალღას, რომელიც ვრცელდება ჰიპოტეზურ გარემოში (რომელიც ავსებს მთელ სივრცეს) – ეთერში. ამ ეთერს გააჩნია გარკვეული მექანიკური თვისებები – დრეკადობა და მეტისმეტად მცირე სიმკვრივე. ერთგვაროვან გარემოში ტალღა ვრცელდება წრფივად, ხოლო ორი გარემოს გამყოფ საზღვარზე ის ნაწილობრივ აირეკლება და ნაწილობრივ გარდატყდება. ჰიუგენსის ტალღური თეორია დასტურდება სინათლის ინტერფერენციით, დიფრაქციით, პოლარიზაციით და სხვა. ამ ორ თეორიას შორის მიმდინარეობდა კამათი თითქმის საუკუნის განმავლობაში, რომელიც დასრულდა ტალღური თეორიის სრული გამარჯვებით (იუნგის და ფრენელის შრომები).

XIX საუკუნის მეორე ნახევარში მაქსველისა და ჰერცის შრომების შედეგად დადგინდა სინათლის ელექტრომაგნიტური ბუნება. მაქსველის თეორიის მიხედვით სინათლე წარმოადგენს განივ ელმაგნიტურ ტალღებს, რომელთა სიგრძე (ხილული სინათლე) იცვლება 0,4 მკმ-დან 0,76 მკმ-მდე. მისი სიჩქარე ტოლია ელმაგნიტური ტალღების სიჩქარისა ვაკუუმში (c Z 3 ě 10^8 მ/წმ). ნებისმიერ გარემოში ელ.მაგნ. ტალღათა გავრცელების სიჩქარე v Z $\frac{c}{\sqrt{£«}}$, სადაც £,« - დიელექტრიკული და მაგნიტური

შედწევადობებია. მეორე მხრივ გარემოში სინათლის გავრცელების სიჩქარე $v = \frac{c}{n}$ სადაც n J გარემოს აბსოლუტური გარდატეხის მაჩვენებელია. აქედან გამოდის, რომ $n = \sqrt{\varepsilon}$. როგორც ზემოთ მივუთითეთ სინათლე წარმოადგენს ელექტრომაგნიტურ ტალღას. ის ხასიათდება პერიოდულად ცვლადი ელეტრული ($\vec{E}$) და მაგნიტური ($\vec{H}$) ველების გავრცელებით. ის განივი ტალღაა, სადაც $\vec{E}$ და $\vec{H}$ ვექტორები ირხევიან ურთიერთმართობულად. ადამიანის მიერ სინათლის აღქმა დაკავშირებულია $\vec{E}$ ვექტორის რხევებთან. რეალური წყაროდან გამოსხივებული სინათლის ტალღა არ არის სინუსოიდური ტალღა. მაგრამ იგი შეიძლება დაიშალოს ცალკეულ სინუსოიდებად ე.ი. სინათლის ტალღა დავშალოთ მონოქრომატულ (სინათლე, რომელსაც ერთი გარკვეული სიხშირე ან ტალღის სიგრძე შეესაბამება – ანუ გარკვეული ერთი ფერი. ბერძნულად **monos-ერთი, chroma-ფერი**) სინათლეებად. ბუნებრივი თეორი სინათლე **პოლიქრომატულია** (შედგება 7 სხვასხვა ფერის სინათლისაგან).

ეს თეორია კარგად ხსნიდა სინათლის ტალღურ მოვლენებს, მაგრამ მე-19 საუკუნის ბოლოს დაგროვდა ისეთი საკითხები (ფოტოეფექტი, აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების სპექტრში ენერგიის განაწილება და სხვა), რომელიც ამ თეორიით ვერ აიხსნებოდა. ეს საკითხები აიხსნა სინათლის კვანტური თეორიით.

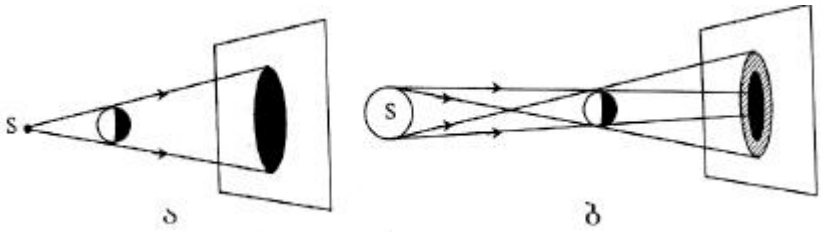
კვანტური თეორიის ფუძემდებელია გერმანელი მაქს პლანკი, რომელმაც დაუშვა, რომ ნივთიერების ატომები და მოლეკულები ენერგიას ასხივებენ არა უწყვეტად, ე.ი. არა ტალღის სახით, არამედ წყვეტილად – ცალკეული პორციების (კვანტები – ფოტონები) სახით, ანუ სინათლე არის ფოტონების ნაკადი. თითოეული ფოტონის ენერგია ტოლია $\varepsilon = h\nu$, $h = 6{,}62 \cdot 10^{-34}$ ჯ·წმ პლანკის მუდმივაა, ხოლო ν J რხევის სიხშირე. ეს თეორია არ იყო დაბრუნება კორპუსკულური თეორიისკენ, რადგან ამ თეორიაში შენარჩუნდა ტალღური წარმოდგენებიც: კვანტის ენერგია გამოისახება რხევის სიხშირის (ტალღის სიგრძის საშუალებით).

ე.ი. არსებობს სინათლის ორი თანამედროვე თეორია – ელექტრომაგნიტური და კვანტური. საბოლოოდ დადგინდა, რომ **სინათლეს გააჩნია ორმაგი თვისება-დუალიზმი**. სინათლის გავრცელებისას (ინტერფერენცია, დიფრაქცია) მას ახასიათებს ტალღური თვისებები, ხოლო ნივთიერებასთან ურთიერთქმედებისას (გამოსხივება და შთანთქმა) – კორპუსკულური (კვანტური).

§2. გეომეტრიული ოპტიკის ძირითადი კანონები. გარდატეხის მაჩვენებელი, მისი კავშირი გარემოში სინათლის გავრცელების სიჩქარესთან

ოპტიკის ნაწილს, რომელიც შეისწავლის სინათლის სხივთა გავრცელების კანონებს, გეომეტრიული ოპტიკა ეწოდება. დადგენილია გეომეტრიული ოპტიკის ოთხი ძირითადი კანონი:

I. სინათლის წრფივი გავრცელების კანონი. ოპტიკურად ერთგვაროვან გარემოში სინათლე წრფივად ვრცელდება. ამის დამადასტურებელ;ია გაუმჭირვალე სხეულებიდან სინათლის წერტილოვანი (საკმაოდ მცირე ზომის) წყაროდან სინათლის დასხივებისას ჩრდილების და ნახევარჩრდილების წარმოქმნა. ჩრდილი– არე, სადაც არ ხვდება სინათლის ენერგია მიიღება მცირე ზომის წერტილოვანი S წყაროს შემთვევაში (ნახ. 1ა), ხოლო არამკვეთრი ჩრდილი კი დიდი ზომის სინათლის წყაროს შემთხვევაში (ნახ. 1.ბ).



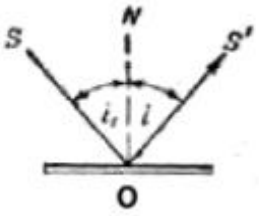
ასევე დამადასტურებელია ცდისეული მოვლენა, როდესაც შორეული წყაროდან სინათლე გადის ვიწრო ხვრელში და ამის შედეგად იქმნება ვიწრო სინათლის კონა. უნდა აღინიშნოს, რომ სინათლის

ნახ. 1

წრფივი გავრცელების კანონი ირღვევა იმ შემ-ში, თუ სინათლე გადის ისეთ ვიწრო ხვრელებში, რომელთა ზომები თანარიგისაა სინათლის ტალღის სიგრძის. შემდეგში აღმოჩნდა, რომ ეს კანონი მიახლოებითია და გარკვეულ პირობებში ირღვევა. ამ წრფივი გავრცელების დარღვევას დიფრაქცია ეწოდება (მაგ. სინათლის გავლისას ძალიან მცირე ზომის (ù ***0,0005*** მმ) ხვრელში გავლისას. (ყველაზე კარგი გამოსახულება მიიღება 0,5 მმ ზომის ხვრელში სინათლის გავლისას).

II. სინათლის სხივთა დამოუკიდებლობის პრინციპი. ამ პრინციპის აზრი ის არის, რომ სხივთა კონების გადაკვეთისას მათი ურთიერთქმედება არ ხდება, ე.ი. თვითოელი ვრცელდება მეორისაგან დამოუკიდებლად, ისე რომ თითქოს განსახილველი სხივის გარდა სხვა სხივები არ არსებობდნენ. ასევე ეს კანონი სამართლიანი იმ შემთხვევაში, თუ სინათლის ინტენსივობა დიდი არ არის. მაგ. მძლავრი ლაზერის სხივების გადაკვეთისას ადგილი აქვს მათ ურთიერთქმედებას.

III. სინათლის არეკვლის კანონები. დადგენილია, რომ ორი გამჭირვალე გარემოს გამყოფ საზღვარზე სინათლე ნაწილობრივ ისე აირეკლება, რომ ნაწილი სინათლის ენერგიისაა გავრცელდება იმავე გარემოში ახალი მიმართულებით, ხოლო ნაწილი გადის ამ საზღვარს, შეიცვლის მიმართულებას და ვრცელდება მეორე გარემოში. კუთხეს დაცემულ (***SO***) სხივსა და დაცემის ***O*** წერტილში აღმართულ პერპენდიკულარს შორის დაცემის (***i_1***) კუთხე ეწოდება, ხოლო კუთხეს არეკვლილ (***OS'***) სხივსა და დაცემის ***O*** წერტილში აღმართულ პერპენდიკულარს შორის, არეკვლის (***i***) კუთხე ეწოდება (ნახ. 2).



ნახ. 2

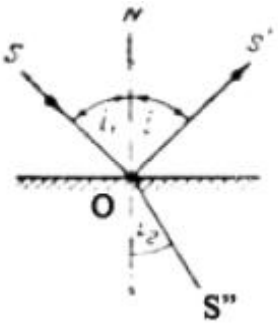
სინათლის არეკვლის კანონებია:

1. არეკვლილი სხივი (***OS'***) მდებარეობს სიბრტყეში, რომელიც გადის დაცემულ სხივსა (***SO***) და გამყოფი ზედაპირისადმი დაცემის წერტილში აღმართულ ნორმალზე – ***ON*** (მას სხივის დაცემის სიბრტყე ეწოდება).

2. არეკვლის კუთხე უდრის დაცემის კუთხეს $i_1 = i$.

3. დაცემული და არეკვლილი სხივები ურთიერთშექცევადია. ეს ნიშნავს, რომ თუ სხივი ზედაპირს ეცემა არეკვლილი სხივის მიმართულებით, მაშინ იგი აირეკლება დაცემული სხივის მიმართულებით.

IV. სინათლის გარდატეხის კანონები. როგორც ზემოთ ავღნიშნეთ, როდესაც სინათლე ეცემა ორი (გამჭირვალე) გარემოს გამყოფ საზღვარს, ნაწილი სინათლისა გადადის მეორე გარემოში, ისე რომ იცვლის თავის გავრცელების მიმართულებას. ამ მოვლენას სინათლის გარდატეხა ეწოდება. კუთხეს გარდატეხილ (***OS''***) სხივსა და დაცემის ***O*** წერტილში აღმართულ პერპენდიკულარს შორის, გარდატეხის კუთხე ეწოდება (ნახ. 3). სინათლის გარდატეხის კანონებია:



ნახ. 3

1. გარდატეხილი სხივი მდებარეობს დაცემის სიბრტყეში.

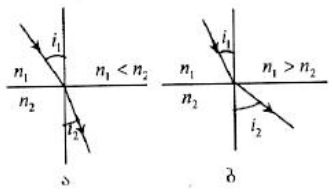
2. დაცემისა და გარდატეხის კუთხეების სინუსების ფარდობა მოცემული ორი გარემოსთვის მუდმივია: $\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = const = n_{21}$ და მას ეწოდება მეორე გარემოს გარდატეხის ფარდობითი მაჩვენებელი პირველის მიმართ.

3. დაცემული და გარდატეხილი სხივები ურთიერთშექცევადია.

სხივთა ურთიერთშექცევადობიდან გამოდის, რომ თუ სხივი მეორე გარემოდან ეცემა გამყოფ ზედაპირს i_2 კუთხით, მაშინ იგი გარდატყდება პირველ გარემოში i_1 კუთხით ანუ $\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = n_{12}$. მაშინ $n_{12} = \frac{1}{n_{21}}$. თუ $i_1 = 0$ (სხივი ეცემა მართობულად), მაშინ $i_2 = 0$ (მეორე გარემოში მიმართულებას არ იცვლის).

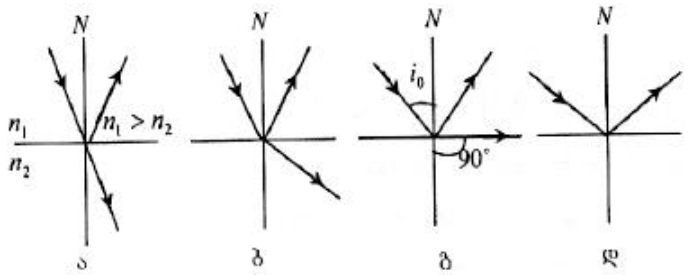
მოცემული გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელს ვაკუუმის მიმართ ამ გარემოს **აბსოლუტური მაჩვენებელი ეწოდება** და იგი გვიჩვენებს , თუ რამდენჯერ ნაკლებია სინათლის სიჩქარე (v) მოცემულ გარემოში სინათლის სიჩქარეზე (c) ვაკუუმში. $n = \frac{c}{v}$. ორი გარემოდან, რომლის აბსოლუტური გარდატეხის მაჩვენებელი ნაკლებია, ოპტიკურად ნაკლებად მკვრივი გარემოა და პირიქით. გარდაქმნებით მიღებულია, რომ ორი გარემოს ფარდობითი გარდატეხის მაჩვენებელი უდრის მეორე და პირველი გარემოს აბსოლუტურ გარდატეხის მაჩვენებელთა ფარდობას $n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$. როდესაც სხივი გადადის ნაკლებად მკვრივი ოპტიკურად გარემოდან მეტად მკვრივში, მაგ. ჰაერიდან მინაში, მაშინ დაცემის კუთხე მეტია გარდატეხის კუთხეზე $i_1 > i_2$, რადგან $n_2 > n_1$ და $\sin i_1 > \sin i_2$. ე.ი. ამ დროს გარდატეხილი სხივი უახლოვდება ამ ორი გარემოს გამყოფი ზედაპირისადმი გავლებულ ნორმალს (ნახ. 4ა).

§3. სრული შინაგანი არეკვლა და მისი გამოყენება. როდესაც სხივი გადადის მეტად მკვრივი გარემოდან ნაკლებად მკვრივში მაგ. მინიდან ჰაერში ($n_1 > n_2$), მაშინ პირიქით გარდატეხის კუთხე მეტია დაცემის კუთხეზე ($i_2 > i_1$), რადგან $\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1} < 1$, $\sin i_1 < \sin i_2$ (ნახ. 4ბ). ე.ი. ამ დროს გარდატეხილი სხივი შორდება ამ ორი გარემოს გამყოფი ზედაპირისადმი



ნახ. 4

გავლებულ ნორმალს. თუ დაცემის კუთხეს გავადიდებთ, გაიზრდება გარდატეხის კუთხეც (ნახ. 5 ა,ბ) და მივაღწევთ დაცემის კუთხის ისეთ i_o მნიშვნელობას, როდესაც გარდატეხილი სხივი გაყვება გამყოფ ზედაპირს, ანუ $i_2 = 90^0$ (ნახ. 5 გ). ასეთ დაცემის i_0 კუთხეს ზღვრული



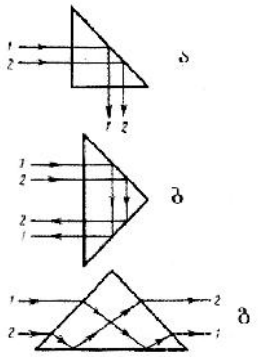
ნახ. 5

კუთხე ეწოდება. ე.ი. $\frac{\sin i_0}{\sin 90} = \frac{n_2}{n_1}$ და $\sin i_0 = \frac{n_2}{n_1}$. მაგ. თუ სხივი გადადის ჰაერში (ან ვაკუუმში), მაშინ $n_2 = 1$ და $\sin i_0 = \frac{1}{n_1}$. თუ დაცემის კუთხე მეტი გახდება ზღვრულ კუთხეზე, მაშინ სხივი მეორე გარემოში არ გადავა და მთლიანად აირეკლება იმავე გარემოში (ნახ. 5 დ). ამ მოვლენას სრული შინაგანი არეკვლა ეწოდება.

ზღვრული კუთხეები სხვადასხვა გამჭირვალე გარემოსთვის სხვადასხვაა მაგ. წყლისთვის ($n_1 = 1,33$) $i_0 = 48^0 35'$, მინისთვის ($n_1 \geq 1,5$) $i_0 = 42^0$ და ა.შ.

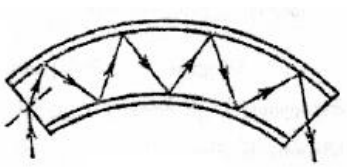
აქვე შემოვიტანოთ სხივის ოპტიკური გზის ცნება, რომელიც ეწოდება გეომეტრიული გზის ნამრავლს იმ გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელზე, რომელშიც ის ვრცელდება. თუ გარემო ერთგვაროვანია (გარდატეხის მაჩვენებელი მუდმივია) და ტოლია n-ის, ხოლო l-ამ გარემოში გავლილი გზა, მაშინ სხივის ოპტიკური გზა $S = nl$. თუ გვაქვს ორი გარემო $S_1 = n_1 l_1$ და $S_2 = n_2 l_2$ ოპტიკური გზებით, მაშინ $S_2 > S_1$ არის ოპტიკური სვლათა სხვაობა.

სრულ შინაგანი არეკვლის მოვლენას მრავალმხრივი გამოყენება აქვს. გამოიყენება მაგ. ოპტიკურ ხელსაწყოებში სხივთა მიმართულების შესაცვლელად 90 და 180^0-ით, ან გამოსახულების შესაბრუნებლად (ნახ. 6 ა, ბ, გ). ამ დროს სინათლის სხივი მინის შინაგანი არეკვლის პრიზმის გარდამტეხ ზედაპირს ეცემა 45^0-იანი კუთხით და ხდება სრული არეკვლა (მობრუნება შესაბამისი კუთხეებით).



ნახ. 6

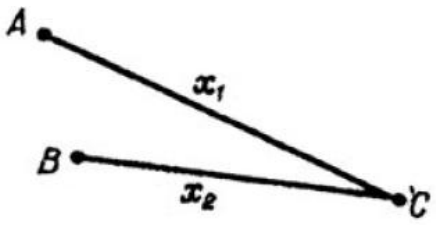
სრული შინაგანი არეკვლა გამოიყენება ასევე **ბოჭკოვან ოპტიკაში** სინათლისა და გამოსახულების გადასაცემად სპეციალური შუქსატარების საშუალებით. შუქსატარი ეს არის ცილინდრული ფორმის მინის წვრილი მოქნილი ღერო, ბოჭკო, რომელსაც შეიძლება მივცეთ ნებისმიერი ფორმა. ბოჭკო დაფარულია გამჭირვალე გარსის თხელი ფენით, რომლის გარდატეხის მაჩვენებელი ნაკლებია მინის გარდატეხის მაჩვენებელზე და სინათლე მრავალჯერადი არეკვლის შემდეგ შეიძლება მივმართოთ ნებისმიერ მრუდ გზაზე (ნახ. 7). გამოიყენება ძნელად მისადგომი უბნების გასანათებლად, მაგ. მედიცინაში ადამიანის შინაგანი ორგანოების დასათვალიერებლად.



II ლექცია

სინათლის ინტერფერენცია. კოჰერენტული ტალღები. იუნგის ცდა. ინტერფერენციული სურათის გათვლა და სინათლის ტალღის სიგრძის შეფასება. სინათლის დიფრაქცია. ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპი. დიფრაქცია წრიულ ხვრელზე.

§1. ჰიუგენსის პრინციპი, სინათლის ინტერფერენცია, გაძლიერება შესუსტების პირობები, კოჰერენტული ტალღები. იუნგის ცდა. ინტერფერენციული სურათის გათვლა და სინათლის ტალღის სიგრძის შეფასება. ზოგადად ყველა ბუნების ტალღათა ზედდების დროს მათი ურთიერთგაძლიერებისა და შესუსტების მოვლენას, ინტერფერენცია ეწოდება. ვთქვათ A და B წერტილიდან ვრცელდება ორი ტალღა, რომელთა რხევის სიხშირეები ტოლია, საწყისი ფაზები ერთნაირია და რხევის მიმართულებები ურთიერთპარალელური (ნახ.1). მათი შესაბამისი განტოლებებია: $S_1 = A_1 \cos(\mu t - kx_1 + \alpha_{01})$ და

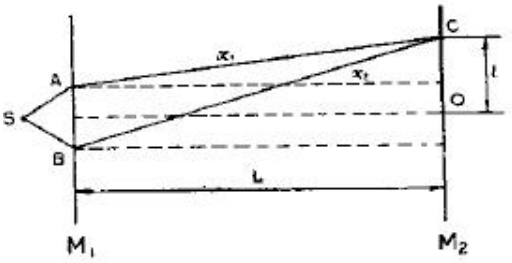


ნახ. 1

$S_2 = A_2 \cos(\mu t - kx_2 + \alpha_{02})$. აქ S - ნებისმიერი წერტილის გადახრაა დროის ნებისმიერ მომენტში რხევის წყაროდან რაიმე x მანძილზე, μ - სიხშირეა, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ტალღური რიცხვია და ის ტოლია ტალღათა რიცხვისა 2π მანძილზე, A_1, A_2 - ამპლიტუდებია, α_{01}, α_{02} -საწყისი ფაზები. ვიპოვოთ რეზულტირებული შედეგი C წერტილში. აქ ხდება არა ინტენსივობათა, არამედ ამპლიტუდათა გეომეტრიული შეკრება. რხევათა შეკრება (გაძლიერების პირობა $I = A = A_1 + A_2$) მოხდება მაშინ, როდესაც სვლათა სხვაობა $\Delta x = x_1 - x_2$ ტოლია ნახევარტალღათა ლუწი რიცხვის $\Delta x = 2n\frac{\lambda}{2}$ და შეასუსტებენ, ხოლო რხევათა გამოკლება (შესუსტების პირობა $I = A = A_1 - A_2$) მოხდება მაშინ როდესაც სვლათა სხვაობა ნახევარტალღათა კენტი რიცხვის ტოლია $\Delta x = (2n+1)\frac{\lambda}{2}$, სადაც $n = 0,1,2...$ ნებისმიერი მთელი რიცხვია. I შემ-ში $A = A_1 + A_2$ და ფაზათა სხვაობა $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1 = 2\pi n$. II შემ-ში $A = |A_1 - A_2|$ და $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1 = (2n+1)\pi$. სხვა ნებისმიერ სვლათა სხვაობის დროს გვექნება შუალედური მდგომარეობა. ამ მოვლენას – ტალღათა ზედდების დროს მათი ურთიერთგაძლიერებისა და შესუსტების მოვლენას ტალღათა ინტერფერენცია ეწოდება. ტალღების ინტერფერენციისთვის აუცილებელია ისინი იყვნენ კოჰერენტული, რომელთაც აქვთ ერთნაირი სიხშირეები და დროის მიხედვით ფაზათა სხვაობა მუდმივია $\Delta\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta x = const$, ანუ არ იცვლება და რხევათა მიმართულებები ურთიერთპარალ;ელური. ინტერფერენციისას ადგილი აქვს ენერგიის გადანაწილებას გარემოს წერტილებს შორის. ტალღების ინტერფერენცია მართებულია ასევე სინათლის ტალღებისათვის და კოჰერენტული წყაროების მიერ გამოსხივებული სინათლის კონების გადაფარვისას უნდა მივიღოთ ინტერფერენციული სურათი ნათელი და ბნელი ზოლების სახით.. მაგრამ ამ დროს გასათვალიწინებელია ის, რომ სინათლის კოჰერენტული ტალღების მიღება საკმაოდ რთულია და სხვადასხვა წყაროდან გამოსხივებული ტალღები არ იქნებიან კოჰერენტული. ერთ-ერთი ასეთი მეთოდია ერთი და იგივე თუ ერთი და იგივე ატომებიდან გამოსხივებულ სხივთა კონას

გავყოფთ და მათ სხვადასხვა გზის გავლის შემდეგ შევახვედრეთ. პირველად სინათლის კოჰერენტული ტალღები მიიღო იუნგმა შემდეგი ცდით:

მონოქრომატული (სინათლე, რომელსაც ერთი გარკვეული სიხშირე ან ტალღის სიგრძე შეესაბამება – ერთი გარკვეული ფერის) ტალღების S წყაროდან ის ეცემა M_1 ეკრანს, რომელსაც S -სადმი ორი სიმეტრიული A და B ჭრილი აქვს (AB Z p). ჰიუგენსის პრინციპის თანახმად ამ ჭრილებიდან წამოსული თვითოეული წერტილი გამოასხივებს მეორად სფერულ ტალღებს, რომელთა ზედდებისას L (L [[p) მანძილით დაცილებულ M_2 ეკრანზე ადგილი ექნება მათ ინტერფერენციას (ნახ. 2). O ცენტრში იქნება განათებული ლაქა a Z 0 Z 0 ě $\frac{a}{2}$, შემდგომ ბნელი და ნათელი ლაქები. მარტივი გამოთვლებით სვლათა სხვაობა a Z $\frac{pl}{L}$ (l J მანძილია O J წერტილიდან ნებისმიერ C J მდე). თუ ეს a =2$n\frac{a}{2}$, იქ მივიღებთ ნათელ ზოლებს (მაქსი-



ნახ. 2

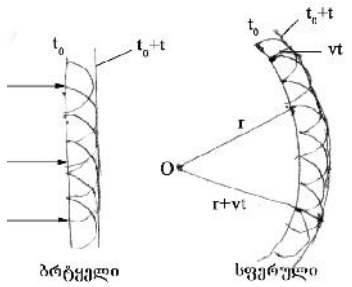
მუმების პირობა) და თუ a =(2n H 1)$\frac{a}{2}$ (n Z 0 ï 1,ï2...), მაშინ ბნელ ზოლს (მინიმუმების პირობა). ეი. ცენტრში გვექნება რაიმე გარკვეული ფერის ნათელი, ხოლო შემდეგ ბნელი და ისევ იმავე ფერის ნათელი ზოლების ერთობლიობა. მაქსიმუმის პირობიდან შეიძლება ტალღის სიგრძის გაზომვაც. მართლაც მაქსიმუმის პირობიდან $\frac{pl}{L}$ Z $2n\frac{a}{2}$ და აქედან l Z $n\frac{L^a}{p}$, ხოლო მანძილი ორ მეზობელ ნათელ ზოლს შორის (ორ მეზობელ ბნელ ზოლს შორის, რომელსაც ინტერფერენციული ზოლის სიგანე ეწოდება) al Z l_n J l_{nJ1} Z $\frac{n^aL}{p}$ J $\frac{(n\ J\ 1)^aL}{p}$ Z $\frac{^aL}{p}$. აქედან გავიგებთ ^{a} – ს. ამ გაზომვებიდან გვაქვს, რომ სხვადასხვა ფერის სხივები განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან ტალღის სიგრძით. ხილული სინათლიდან უდიდესი აქვს წითელ ფერს – ^{a} Z $0{,}76$ მკმ, ხოლო უმცირესი – იისფერს – ^{a} Z $0{,}40$ მკმ. თუ სინათლე არ არის მონოქრომატული (სინათლე, რომელსაც ერთი გარკვეული სიხშირე ან ტალღის სიგრძე შეესაბამება), ანუ თეთრი სინათლეა, მაშინ ცენტრში იქნება ნათელი თეთრი ზოლი. რადგან ამ წერტილისთვის სვლათა სხვაობა ნულის ტოლია, ამიტომ მასში თავსდება ნახევარტალღათა ლუწი რიცხვი განურჩევლად ტალღის სიგრძისა (ფერისა) და იქ აძლიერებენ ყველა ტალღის სიგრძეები, რაც მოგვცემს თეთრ სინათლეს. სხვა წერტილებში მოცემულ სვლათა სხვაობაში ზოგი ფერის ნახევარტალღათა რიცხვი მოთავსდება, ზოგის კენტი, ამიტომ ზოგის ტალღები გააძლიერებენ, ზოგის ჩააქრობენ. ე.ი. აქ მივიღებთ შესაბამის ფერის სინათლეს და ცენტრის ირგვლივ გვექნება სხვადასხვა ფერის ნათელი ზოლები. უახლოესი იქნება იისფერი, ვინაიდან გაძლიერების პირობიდან a =2$n\frac{a}{2}$ ყველაზე მოკლე ტალღის სიგრძე გააჩნია. გარდა ამისა რადგან ეკრანის გარკვეულ წერტილებში წითელი სხივების ბნელი ზოლი დაემთხვევა ლურჯი სინათლის განათებულ ზოლს, ამიტომ ინტერფერენციული სურათი მოისპობა მესამე-მეოთხე ზოლიდან. სინათლის ინტერფერენცია სინათლის ტალღური ბუნების შედეგია და მას აქვს პრაქტიკული

გამოყენება: შეიძლება განვსაზღვროთ სინათლის ტალღის სიგრძე, გამჭირვალე ფირფიტის სისქე, ლინზის სიმრუდის რადიუსი, შევამოწმოთ ფირფიტის ბრტყელ-პარალელურობა, ზედაპირის დამუშავების ხარისხი და სხვა (ეს არის გამოყენების პირველი ჯგუფი).

მეორეა არის ე.წ. ოპტიკის გასხივოსნება. დადგენილია, რომ სხივების მართობულად არეკვლის შემთხვევაშიც კი დაცემული სხივების 5-8% აირეკლება და ოპტიკურ ხელსაწყოებში ლინზათა დიდი რაოდენობის გამო, არეკვლილი სინათლის სინათლის წილი საკმაოდ დიდია 80-90%. ეს კი ამცირებს გამოსახულების სიკაშკაშეს. ასევე სამხედრო საქმეში მოწინააღმდეგეს შეუძლია არეკვლილი სხივის საშუალებით დაადგინოს შენიღბული ობიექტის ადგილმდებარება. ამიტომ ამცირებენ სინათლის არეკვლილ ნაწილს მაქსიმალურად ოპტიკური გახსვოსნებით, რომელიც დაფუძნებულია სინათლის ინტერფერენციაზე: ლინზის (ფირფიტის, პრიზმის) წინა ზედაპირს ფარავენ სინათლისათვის გამჭირვალე თხელი ფენით და მიიღება 2 არეკვლილი სხივი: ერთი ჰაერისა და ამ ფენის გამყოფი ზედაპირიდან, მეორე ფენის და ლინზის გამყოფი ზედაპირიდან. ეს სხივები კოჰერენტულები არიან და ინტერფერირებენ. შემდგომ ფენის სისქეს და მასალას ისე არჩევენ, რომ რომ გვქონდეს მინიმუმების პირობა – არეკვლილმა სხივებმა ერთმანეთი ჩააქრონ და ხელსაწყოში გასული სინათლის ინტენსივობაც იზრდება. ფენის d სისქე გამოითვლება მინიმუმების პირობიდან: ოპტიკურ სვლათა სხვაობა $2dn = \frac{a}{2}$ (n J ფენის გარდატეხის მაჩვენებელია) და $d = a/4n$. მიღებულია, რომ სრული ჩაქრობა ხდება მაშინ, როდესაც $n = \sqrt{n_0}$, სადაც n_0 J ლინზის გარდატეხის მაჩვენებელია.

მესამე ჯგუფს მიეკუთვნება ზუსტი გაზომვების ჯგუფი, რისთვისაც გამოიყენება ინტერფერომეტრები. ამ ხელსაწყოებით გამოითვლება ზუსტად მცირე მანძილები, ასევე შეიძლება ზუსტად გარდატეხის მაჩვენებლის განსაზღვრა.

§2. სინათლის დიფრაქცია. ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპი. დიფრაქცია ეწოდება ტალღის მიერ დაბრკოლების შემოვლას, რაც იწვევს მისი გავრცელების სწორხაზოვნების დარღვევას ანუ ყოველგვარ გადახრას პირვანდელი გავრცელების მიმართულებიდან. დიფრაქცია წარმოდგება ლათინური სიტყვისაგან “diffractus”, რაც ნიშნავს “გატეხილს”. მაგ. წყლის ზედაპირზე წარმოქმნილი ტალღების ან ბგერითი ტალღების მიერ დაბრკოლების შემოვლა (ბგერა გვესმის მაშინაც, როდესაც ბგერის წყაროსა და ჩვენს შორის რაიმე დაბრკოლებაა, მაგ. კედელია მოთავსებული). ასევე შორეული სადგურებიდან გამოსხივებული რადიოტალღები აღწევენ ჩვენამდე, მიუხედავად იმისა, რომ მრავალი დაბრკოლება ეღობება მათ წინ.



ცნობილია, რომ ერთნაირ ფაზებში მერხევ წერტილთა გეომეტრიულ ადგილს ტალღის ზედაპირი ეწოდება, ხოლო ტალღის მოწინავე ზედაპირს - ტალღის ფრონტი. ტალღის გავრცელების მიმართულებას სხივი ეწოდება. დიფრაქციის მოვლენა აიხსნება ჰიუგენსის მიერ ჩამოყალიბებული პრინციპით, რომელიც შემდეგში მდგ-ს: ჰიუგენსის (1690წ.) ტალღური თეორიის თანახმად სინათლე გარკვეული ტალღური პროცესია. მისი პრინციპის თანახმად ტალღის ზედაპირის ყოველი წერტილი სადამდეც აღწევს ტალღა, შეიძლება განვიხილოთ როგორც მეორადი ელემენტარული სფერული ტალღების წყარო და ამ მეო-

რეული ნახევარსფერული ტალღების გეომეტრიული მომვლები (საერთო მხები) ზედაპირი წარმოადგენს ტალღის ზედაპირს (ტალღის ფრონტს) ახალ (t_0 H t) მომენტში , სადაც t_0 დროის საწყისი მომენტია. ე.ი. ყოველი წერტილი სადაც ტალღა აღწევს ახალი ტალღების ცენტრია. ამასთან იგულისხმება, რომ ერთგვაროვან გარემოში მეორეული ტალღები ვრცელდება მხოლოდ წინ. ე.ი. ჰიუგენსის პრინციპი გვაძლევს ტალღის ფრონტის აგების საშუალებას (t_0 H t) მომენტში, თუ ცნობილია ტალღის ფრონტი t_0 მომენტში. მაშასადამე თუ მაგ. S არის t_0 მომენტში ტალღის ზედაპირი, მაშინ t დროის შემდეგ ტალღის ზედაპირის დასადგენად საჭიროა S ზედაპირის ყოველი წერტილიდან r Z vt რადიუსიანი სფერული ტალღების გავლება და მათი მომვლები S' ზედაპირი გამოსახავს ტალღურ ზედაპირს t დროის შემდეგ. ამის გათვალისწინებით ვინაიდან სხივი მართობულია ტალღური ზედაპირის, გამოდის რომ ადგილი აქვს სინათლის შეჭრას გეომეტრიული ჩრდილის არეში, ანუ დიფრაქციას.

დიფრაქცია ტალღური პროცესებისათვის დამახასიათებელი მოვლენაა. ის განსაკუთრებით მაშინ ვლინდება, როდესაც ტალღების გზაზე მოთავსებული დაბრკოლების ზომა იგივე რიგისაა, როგორიც ტალღის სიგრძე (d á ª). როდესაც ª YY d, მაშინ დიფრაქცია უკვე აღარ თამაშობს მნიშვნელოვან როლს. სინათლის ელექ. მაგნ. თეორიის თანახმად ცნობილია, რომ სინათლე ეს არის სივრცეში ელ.მაგნ. ველის გავრცელება, ანუ ის ელ.მაგნ. ტალღაა. ამიტომ თუ სინათლე ტალღური ბუნებისაა, მაშინ ადგილი უნდა ჰქონდეს მის დიფრაქციასაც, ანუ როდესაც სინათლე ეცემა გაუმჭვირ სხეულს უნდა შემოუაროს მას და უნდა შეიჭრას გეომეტრიული ჩრდილის არეში, ან რაც იგივეა ნებისმიერი გადახრა სინათლის ტალღებისა გეომეტრიული ოპტიკის კანონებიდან.

სინათლის დიფრაქციის ქვეშ იგულისხმება ნებისმიერი გადახრა სინათლის სწორხაზოვანი გავრცელებიდან, როდესაც ის არ არის გამოწვეული არც არეკვლით, არც გარდატეხით და არც იმ გარემოს გარტდატეხის მაჩვენებლის უწყვეტი ცვლილებით, სადაც ეს სინათლე ვრცელდება. ასევე ის არ არის სინათლის გაბნევა, რომელიც გამოწვეულია გარემოში, სადაც სინათლე ვრცელდება სხვა ნივთიერებების მიკრონაწილაკების არსებობით, მაგ. ნისლი. მაგრამ ცდა გვიჩვენებს საპირისპიროს – სხეულები, რომლებიც ნათდებიან წერტილოვანი წყაროს მიერ გამოსხივებული სინათლით, ქმნიან მკვეთრ ჩრდილებს, ე.ი. სხივები არ იხრებიან თავდაპირველი გავრცელების მიმართულებიდან. ამიტომ სინათლის დიფრაქცია ყოველდღიურ ცხოვრებაში ძნელი დასამზერია, რადგან მისი ტალღის სიგრძე ძალიან მცირეა, ხოლო ობიექტების ზომა, რომლებასაც ის ეჯახება უფრო გაცილებით მეტია მისი ტალღის სიგრძეზე.

მაშასადამე სინათლის დიფრაქცია ეს კერძო შემთხვევაა. მის დასამზერად საჭიროა სპეციალური პირობები და როგორც ავღნიშნეთ ეს გამოწვეულია სინათლის ტალღის სიგრძის სიმცირით. ცნობილია, რომ როდესაც ª ì **0**, მაშინ ტალღური ოპტიკის კანონები გადადიან გეომეტრიული ოპტიკის კანონებში. სინათლის დიფრაქცია დაიმზირება მხოლოდ მაშინ როდესაც მის გზაზე მოთავსებული დაბრკოლების ან ჭრილის ზომა სინათლის ტალღის სიგრძისაა (10^{-6}-10^{-7} მ), ან მასზე ნაკლებია (d á ª).

თუ სინათლე გადის რაიმე ხვრელში, გეომეტრიული ოპტიკის თანახმად სინათლემ ვერ უნდა შეაღწიოს გეომეტრიული ჩრდილის არეში. დავუშვათ სინათლის პარალელურ სხივთა კონა ანუ

ბრტყელი ტალღა ეცემა გაუმჭვირ ფირფიტას (ანუ სინათლე ვრცელდება ფრონტის მართობულად ნახ. 3), რომელსაც დატანებული აქვს მცირე სიგანის ხვრელი. მაშინ ამ პრინციპიდან გამომდინარე ტალღები ვრცელდებიან არა მარტო ჭრილში პირდაპირ, არამედ აღწევენ ჩრდილის არეებში ჭრილის კედლებთან, რაც იწვევს მისი გავრცელების სწორხაზოვნების დარღვევას. ეს გამოწვეული იქნება იმით, რომ ხვრელის თითოეული წერტილი გადაიქცევა სფერული ტალღის წყაროდ. მაშინ ტალღის ფრონტი ბრტყელია მხოლოდ შუა ნაწილში, ხოლო ჭრილის კიდეებთან ხდება ფრონტის გამრუდება, ე.ი. ტალღები შეიჭრებიან გეომეტრიული ჩრდილის არეში, ანუ სხივები გადაიხრებიან თავდაპირველი გავრცელების მიმართულებიდან. ამ მეორეული ტალღების გეომეტრიული მომვლები წარმოადგენს ხვრელიდან

ნახ. 3

გამოსული ტალღის ზედაპირს. ჰიუგენსის პრინციპი გვიჩვენებს მხოლოდ ტალღის ფრონტის გავრცელების მიმართულებას, მაგრამ არ გვაძლევს ტალღის ამპლიტუდის და შესაბამისად სხვადასხვა მიმართულებით გავრცელებული ტალღების ინტენსივობის $(I \sim A^2)$ მონახვას. ჰიუგენსიოს პრინციპი იძლევა დიფრაქციის მხოლოდ თვისობრივ ახსნას, მაგრამ არ იძლევა რაოდენობრივი ახსნის საშუალებას.

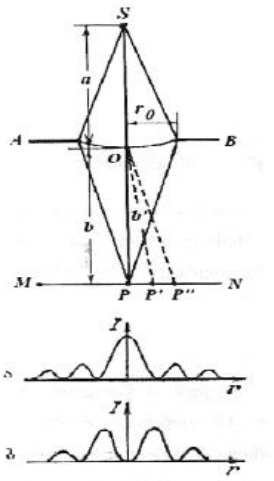
ამ პრინციპს ფრენელმა (1815 წ.) დაუმატა იდეა მეორეული ტალღების ინტერფერენციის ფიზიკური არსისა და ცნობილია ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპით: **სინათლის ტალღა, რომელიც აღძრულია რაიმე S წყაროთი, შეგვიძლია წარმოვიდგინოთ, როგორც "ფიქტიური წყაროების მიერ გამოსხივებული" კოჰერენტული მეორეული ტალღების სუპერპოზიციის შედეგი, ე.ი. ტალღები რომლებიც ვრცელდებიან წყაროდან, წარმოადგენენ მეორეული ტალღების ინტერფერენციის შედეგს.** ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპი შეიძლება გამოვსახოთ შემდეგი დაშვებების საფუძველზე: ა) როდესაც გვინდა გამოვთვალოთ სინათლის ტალღების ამპლიტუდა, რომელიც აღიძვრება რაიმე S_0 წყაროთი რაიმე P წერტილში, S_0 წყარო უნდა შევცვალოთ მისი ექვივალენტური მეორეული "ფიქტიური" წყაროების სისტემით, ანუ პატარა უსასრულოდ მცირე dS უბნებით რაიმე წარმოსახვით დამატებით ჩაკეტილ S ზედაპირზე, ისე რომ S ზედაპირი მოიცავდეს S_0 წყაროს და არ მოიცავდეს P წერტილს. ბ) ეს მეორეული ტალღები კოჰერენტული არიან ერთმანეთის მიმართ და შესაბამისად ტალღები, რომლებიც ვრცელდებიან წყაროდან, არის შედეგი მეორადი კოჰერენტული წყაროების ინტერფერენციისა, ე.ი. მათი ზედდებისას ხდება მათი ინტერფერირება. ინტერფერენციის გათვლა უფრო ადვილია, თუ S ზედაპირი არის S_0 წყაროს ტალღური ზედაპირი, რადგან ამ დროს ყველა მეორეული წყაროების რხევების ფაზები ამ დროს ერთნაირია.

მაშასადამე ფრენელის პრინციპი საშუალებას იძლევა განისაზღვროს ტალღის ამპლიტუდა მის ნებისმიერ წერტილში, ხოლო რადგან სინათლის ინტენსივობა პროპორციულია ტალღის ამპლიტუდის კვადრატისა, მაშასადამე სინათლის ინტენსივობაც.

ზოგად შემ-ში მათემატიკურად ეს საკმაოდ რთულია. მაგრამ როგორც ფრენელმა აჩვენა სიმეტრიით გამორჩეულ შემთხვევებში, ამოცანა მარტივდება და ჯამური რხევის ამპლიტუდის გამოთვლა

შეიძლება მოვახდინოთ მარტივი ალგებრული ან გეომეტრიული შეკრებით. ამ დროს მან გამოიყენა ე.წ. ზონების მეთოდი.

§3. ფრენელის დიფრაქცია წრიულ ხვრელზე. დიფრაქციის ორი სახე გვაქვს: ფრენელის და ფრაუნჰოფერის. ფრენელის დიფრაქციის დროს დაბრკოლებას ეცემა სფერული ტალღა და დიფრაქციული სურათი დაიმზირება ეკრანზე, რომელიც ისევე როგორც სინათლის წყარო დაშორებულია სასრულ მანძილზე. (აქ არ ვიყენებთ ოპტიკურ ხელსაწყოებს). განვიხილოთ ფრენელის დიფრაქციის მაგალითი: **ფრენელის დიფრაქცია მცირე წრიულ ხვრელზე.** მონოქრომატული სინათლის ***S*** წყაროდან ***a*** მანძილზე მოვათავსოთ გაუმჭვირი ***AB*** ფირფიტა, რომელსაც დატანებული აქვს r_0 რადიუსის წრიული ხვრელი. ***SO*** სხივი მართობულია ფირფიტის სიბრტყის და გადის ხვრელის ცენტრში (ნახ. 4). დაკვირვება წარმოებს ***MN*** ეკრანის ***P*** წერტილში, რომელიც ხვრელის ცენტრიდან ***b*** მანძილზეა. მაშინ თუ დავყოფთ ხვრელს ფრენელის ზონებად,



ნახ. 4

ამპლიტუდა ***P*** წერტილში ფრენელის ზონების მეთოდის გათვალისწინებით ტოლი იქნება $A = \frac{A_1}{2} \mp \frac{A_m}{2}$. თუ ხვრელში მოთავსებული ზონათა რიცხვი მცირეა (ხვრელის ზომის სიმცირის გამო), მაშინ A_m მცირედ განსხვავდება A_1 საგან. ამიტომ კენტი ზონების შემ-ში $A \approx A_1$ $\left(A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_1}{2}\right)$, ხოლო ლუწი ზონების შემ-ში $A \approx 0$ $\left(A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_1}{2}\right)$. ე.ი. კენტი ზონების შემ-ში ამპლიტუდა თითქმის ორჯერ მეტია, ვიდრე დაბრკოლება რომ არ ყოფილიყო $\left(A = \frac{A_1}{2}\right)$ და ინტენსივობა კი 4-ჯერ იზრდება.

ხვრელის წერტილები სიმეტრიულადაა განლაგებული ***SP*** წრფის მიმართ. ამიტომ ***P*** წერტილიდან თანაბრად დაშორებული წერტილების განათებულობა იქნება ერთნაირი. ე.ი. დიფრაქციული სურათი იქნება ნათელი და ბნელი კონცენტრული რგოლების ერთობლიობა, ცენტრში ნათელი ლაქით, თუ ამ წერტილისთვის ზონების რიცხვი კენტია (ინტენსივობის განაწილება ნაჩვენებია ა-ზე). თუ ხვრელში მოთავსებული ზონების რიცხვი ლუწია, მაშინ ***P*** წერტილში გვექნება ბნელი ლაქა და მის გარშემო ასევე ნათელი და ბნელი კონცენტრული რგოლების ერთობლიობა (ინტენსივობის განაწილება ნაჩვენებია ბ-ზე). ე.ი. დიფრაქციულ სურათს წრიული ხვრელიდან აქვს თანმიმდევრული ნათელი და ბნელი რგოლების სახე. ცენტრში იქნება ან ნათელი (***m*** კენტია), ან ბნელი ლაქა (***m*** ლუწია). თუ ხვრელი თავისი ზომის სიმცირის გამო გახსნის მხოლოდ ერთ ცენტრალურ ზონას, მაშინ ეკრანზე მიიღება ერთი დიდი ზომის ნათელი ლაქა, რომლის ინტენსივობა ცენტრიდან დაშორებისას კლებულობა. ამ დროს ნათელი და ბნელი რგოლები არ მიიღება. ხვრელის თეთრი სინათლით განათებისას მიიღება შეფერადებული დიფრაქციული სურათი. თუ ხვრელის ზომა გაცილებით მეტი იქნებოდა სინათლის ტალღის სიგრძეზე ($d \gg a$), მაშინ დიფრაქციას ადგილი არ ექნებოდა და ეკრანზე მიიღებოდა მხოლოდ ხვრელის რადიუსის ტოლი ნათელი ლაქა.

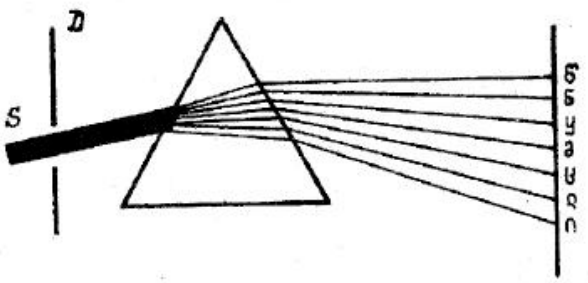
III ლექცია

სინათლის დისპერსია. ნიუტონის ცდები. ნორმალური და ანომალური დისპერსია. გარდატეხის მაჩვენებლის დამოკიდებულება სიხშირეზე (ტალღის სიგრძეზე). სინათლის შთანთქმა. ბუგერ-ლამბერტის კანონი. შთანთქმის სპექტრები.

§1. სინათლის დისპერსია. ნიუტონის ცდები. ნორმალური და ანომალური დისპერსია. გარდატეხის მაჩვენებლის დამოკიდებულება სიხშირეზე (ტალღის სიგრძეზე).

§1. სინათლის დისპერსია, ნორმალური და ანომალური დისპერსია

დისპერსია წარმოადგენს ტალღის ზოგად თვისებას და მდგომარეობს იმაში, რომ ტალღის გავრცელების სიჩქარე დამოკიდებულია რხევის სიხშირეზე ან ტალღის სიგრძეზე. თავის მხრივ ტალღის სიჩქარე დამოკიდებულია გარდატეხის მაჩვენებელზე $v = \frac{c}{n}$ და მაშასადამე გარდატეხის მაჩვენებელი n დამოკიდებულია ტალღის a სიგრძეზე. ანუ **დისპერსია ეწოდება ნივთიერების გარდატეხის მაჩვენებლის დამოკიდებულებას ტალღის სიგრძეზე $n = f(a)$**. დისპერსია ახასიათებს ყველა გარემოს გარდა აბსოლუტური ვაკუუმისა. სინათლის დისპერსია აღმოჩენილ იქნა ნიუტონის მიერ, რომელმაც დაადგინა, რომ ნივთიერების გარდატეხის მაჩვენებელი არ არის დამოკიდებული სინათლის დაცემის კუთხეზე, არამედ დამოკიდებულია მის ტალღის სიგრძეზე. მისი ცდა ასეთი იყო: სინათლის წყაროს წარმოადგენდა მზის სხივებით განათებული ფანჯრის ვიწრო ხვრელი, ხოლო ეკრანს კედელი (ნახ. 1). მან აჩვენა, რომ მინის სამწახნაგა პრიზმაში თეთრი სინათლის კონის გავლისას იგი იშლებოდა შემადგენელ ფერებად (სპექტრად) და შესაბამისად სხვადასხვა ფერის ან სხვადასხვა ტალღის სიგრძის სხივებისთვის პრიზმის ნივთიერების გარდატეხის მაჩვენებელი არაერთნაირია. ეს სხივები პრიზმიდან გამოსვლისას სხვადასხვა კუთხეებით გარდატყდებიან. როდესაც ნიუტონმა დიაფრაგმის საშუალებით გამოყო ერთ-ერთი ფერის სხივი, მაგ. წითელი, იგი ფუძისკენ არ დაიხარა, მაგრამ არ დაშლილა. ე.ი. პრიზმა კი არ აფერადებდა თეთრ სინათლეს, არამედ შლიდა მას ნაწილებად. სპექტრის შვიდივე ფერის შეკრებით მან ისევ თეთრი სინათლე მიიღო.



ნახ. 1

ამ ცდების საფუძველზე მან ასეთი დასკვნები გააკეთა:

ა) თეთრი სინათლე რთული სინათლეა, იგი შედგება შვიდი სხვადასხვა ფერისაგან წითელი, ნარინჯისფერი, ყვითელი, მწვანე, ცისფერი, ლურჯი, იისფერი.

ბ) სხვადასხვა ფერის სხივებისათვის მოცემული ნივთიერების გარდატეხის მაჩვენებელი სხვადასხვაა, ამიტომ თეთრი სინათლე პრიზმაში გავლისას იშლება ფერებად.

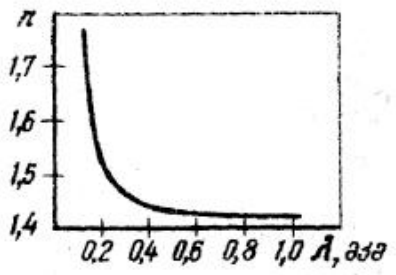
გ) სპექტრის შვიდივე ფერის შეკრებისას კვლავ მიიღება თეთრი სინათლე.

სინათლის ტალღური თეორიის თანახმად სინათლის ფერს განსაზღვრავს ტალღის სიგრძე, ანუ რხევის სიხშირე. ე.ი. **სინათლის დისპერსია იმითაა გამოწვეული, რომ გარდატეხის მაჩვენებელი დამოკიდებულია ტალღის სიგრძეზე $n = f(a)$.**

ვიცით, რომ პრიზმაში სხივის გადახრის კუთხე, გარდა გარდატეხის კუთხისა, დამოკიდებულია აგრეთვე გარდატეხის მაჩვენებელზე ($\varphi = \varphi(n, \alpha)$, სადაც φ სხივის გადახრის კუთხეა პრიზმიდან

გამოსვლისას, ¥ J პრიზმის გარდატეხის კუთხე და n J გარდატეხის მაჩვენებელი), ე.ი. სხვადასხვა ტალღის სიგრძის სხივების გადახრა სხვადასხვა კუთხით აიხსნება იმით, რომ n Z $f(a)$. **ეს არის დისპერსიის ფორმულა, ხოლო** n **– სა და** a **– ს შორის დამოკიდებულების გრაფიკს – დისპერსიის წირი.** ყველაზე მეტად გარდატყდება იისფერი, ყველაზე ნაკლებად წითელი. ვიცით n Z $\frac{c}{v}$, ამიტომ წითელ სხივებს აქვთ ყველაზე დიდი სიჩქარე (ყველაზე მეტი ტალღის სიგრძე აქვთ) და ყველაზე ნაკლები იისფერს (ყველაზე ნაკლები ტალღის სიგრძე აქვს).

ნივთიერების დისპერსია ეწოდება სიდიდეს, რომელიც იზომება ტალღის სიგრძის მიხედვით გარ-დატეხის მაჩვენებლის ცვლილების სიჩქარით, ანუ გვიჩვენებს, თუ რამდენად სწრაფად იცვლება გარდატეხის მაჩვენებელი ტალღის სიგრძის ცვლილებასთან ერთად. თუ ტალღის სიგრძის a^a ცვლილებას შეესაბამება გარდატეხის მაჩვენებლის an ცვლილება, მაშინ საშუალო დისპერსია ტოლია ¦ საშ. Z $\frac{an}{a^a}$, ხოლო დისპერსიის ჭეშმარიტი მნიშ-ბა, რომელიც მოცემულ a ტალღის სიგრძეს

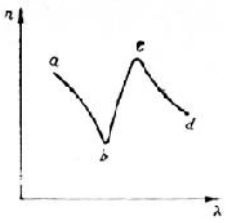


ნახ. 2

შეესაბამება ტოლია ¦ Z $\lim_{a^a \to 0} \frac{an}{a^a}$ Z $\frac{dn}{d^a}$. დისპერსიას, როდესაც ტალღის სიგრძის გადიდებით გარდატეხის მაჩვენებელი მცირდება-**ნორმალური** დისპერსია ეწოდება (ნახ. 2). ნორმალური დისპერსიას ადგილი აქვს იმ ტალღის სიგრძეებისათვის, რომლებიც არ შთაინთქმება გარემოს მიერ. პირიქით, თუ ტალღის სიგრძის გადიდებით გარდატეხის მაჩვენებელიც იზრდება, გვაქვს **ანომალური** დისპერსია.

ეს ხდება იმ შემ-ში, როდესაც ნივთიერებაში გამავალი ტალღის სიგრძე ახლოს არის იმ ტალღის სიგრძესთან, როგორსაც ნივთიერება გამოასხივებს, ან შთანთქავს (ე.ი. მოკლე ტალღები ნაკლებად გარდატყდებიან, ვიდრე გრძელი ტალღები). ნორმალური დისპერსიისთვის კოშიმ მიიღო ფორმულა n Z A H $\frac{B}{a^2}$ H $\frac{C}{a^4}$, სადაც A, B, C J მოცემული ნივთიერების დამახასიათებელი სიდიდეებია და განისაზღვრება ექსპერიმენტალურად. შესაბამისად ნორმალური დისპერსიისათვის ¦ Z $\frac{dn}{d^a}$ Z J $\frac{2B}{a^3}$ J $\frac{4C}{a^5}$ Y 0. ანომალური დისპერსიისათვის ¦ [0.

ანომალურ დისპერსია პირველად 1862 წელს დააკვირდა ლერუ იოდის ორთქლით ავსებულ პრიზმაში სინათლის სხივების გარდატეხის დაკვირვებისას. მან შეამჩნია, რომ ლურჯი სხივები უფრო ნაკლებად გარდატყდნენ, ვიდრე წითელი (სხვა ფერისანი შთაინთქმებოდნენ). ცნობილია, რომ ყველა ნივ-თიერების ატომები შთანთქავს (ასხივებს) მკაცრად განსაზღვრული სიგრძის ტალღებს, ანუ სხეულს შეესაბამება განსაზღვრული შთანთქმის სპექტრები (ხაზები, ზოლები). შთანთქმის ზოლს როდესაც

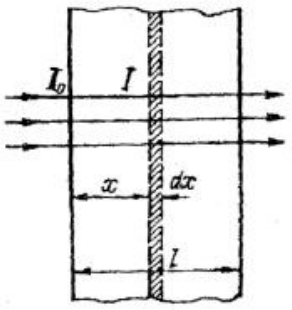


ნახ. 3

ვუახლოვდებით მოკლე ტალღების მხრიდან, გარდატეხის მაჩვენებელი ჯერ მცირდება (ab უბანი ნახ. 3), ანუ ადგილი აქვს ნორმალურ დისპერსიას, ხოლო შემდეგ იზრდება (bc უბანი), ე.ი. გადადის ანომალურ დისპერსიაში და შემდეგ ტალღის სიგრძის შემდგომი გაზრდისას გარდატეხის მაჩვენებელი ისევ მცირდება (cd უბანი), ისევ ნორმალურ დისპერსიაში გადავდივართ.

§2. სინათლის შთანთქმა. ბუგერ-ლამბერტის კანონი. შთანთქმის სპექტრები.

გარემოში გავლის შედეგად სინათლის ინტენსივობის შემცირებას სინათლის შთნთქმა ეწოდება. ამ დროს სინათლის ენერგიის ნაწილი გარდაიქმნება სხვა სახის ენერგიად (სითბური, ქიმიური და ა.შ.). შთანთქმის შედეგად ინტენსივობის შემცირების კანონი ასე მიიღება: ვთქვათ I_0 ინტენსივობის მონოქ-



ნახ. 4

რომატული სინათლე ეცემა l სისქის სხეულს მართობულად (ნახ. 4). I J არის ინტენსივობა სხეულის შიგნით dx სისქის ფენამდე. ცხადია I Y I_0. ინტენ-სივობის შემცირება dx სისქის ფენაში პროპორციულია ფენაზე დაცემული სინათლის ინტენსივობის და ფენის სისქის J $dI \sim Idx$, ან

$$dI \text{ Z J«} Idx .$$

აქ ნიშანი "-" მიუთითებს იმას, რომ x J ის გადიდებით ინტენსივობა მცირდება, ანუ ინტენსივობის ცვლილება უარყოფითია. « J შთანთქმის კოეფიციენტია. « Z $\frac{|dI|}{Idx}$.

$$\text{თუ} \qquad dx \text{ Z } 1, \ \text{« Z } \frac{|dI|}{I}$$

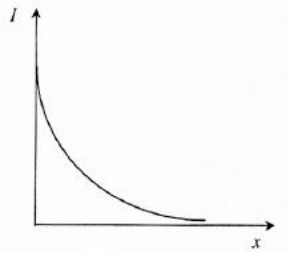
და **შთანთქმის კოეფიციენტი გვიჩვენებს თუ დაცემული ინტენსივობის რა ნაწილს შთანთქავს ერთეული სისქის ფენა.** ამ ფორმულაში განვაცალკევოთ ცვლადები და გავაინტეგრალოთ საწყისი პირობების დაცვით:

$$\int_{I_0}^{I} \frac{dI}{I} \text{ Z J«} \int_{0}^{x} dx .$$

აქედან $\ln\frac{I}{I_0}$ Z J«x და

$$I \text{ Z } I_0 e^{\text{J«}x} .$$

ეს არის **ბუგერ-ლამბერტის კანონი**. ის გვიჩვენებს, რომ შთანთქმის შედეგად სინათლის ინტენსივობა ექსპონენციალური კანონით მცირდება. ამ კანონის გრაფიკი, ანუ I J x დამოკიდებულების მრუდი მოყვანილია ნახ. 5-ზე.



ნახ. 5

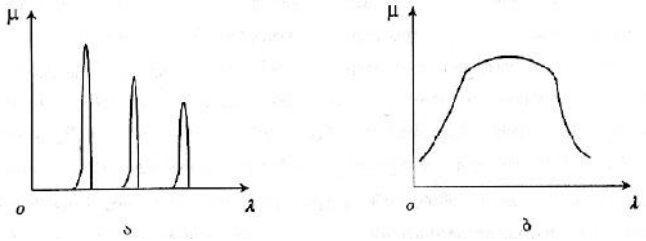
თუ x Z $\frac{1}{«}$, მაშინ I Z $\frac{I_0}{e}$, ე.ი. « წარმოადგენს იმ სისქის შებრუნებულ სიდიდეს, რომელშიც სინათლის ინტენსივობა e Z $2{,}72$ J ჯერ მცირდება. SI სისტემაში მისი ერთეულია $მ^{-1}$.

1852 წ. გერმანელმა ბერიმ დაადგინა, რომ თუ მშთანთქმელი ნივთიერება გახსნილია არაშმთანთქმელ (გამჭირვალე) ნივთიერებაში (აირსა ან სითხეში), მაშინ ასეთი ხსნარის შთანთქმის კოეფიციენტი პროპორციულია ხსნარის c კონცენტრაციის:

$$\text{« Z ¦} c .$$

აქ პროპორციულობის კოეფიციენტი ¦ არ არის დამოკიდებული კონცენტრაციაზე და განისაზღვრება მშთანთქმელი ნივთიერების მოლეკულათა ქიმიური თვისებებით. « Z ¦c ფორმულა გამოსახავს **ბერის კანონს.** თუ ბერის კანონით განსაზღვრულ « -ს სევიტანთ ბუგერ-ლამბერტის ფორმულაში, მივიღებთ **ბუგერ-ლამბერტ-ბერის** კანონს: I Z $I_0 e^{\text{J¦}cx}$, რომელიც სამართლიანია ისევე როგორც ბერის კანონი მხოლოდ მონოქრომატული სინათლისა და სუსტი ხსნარებისათვის.

შთანთქმის კოეფიციენტი « დამოკიდებულია სინათლის ტალღის სიგრძეზე (სიხშირეზე), შტანთქმელის ქიმიურ ბუნებაზე და მის მდგ-ზე. ეს დამოკიდებულება კი განსაზღვრავს ე.წ. შთანთქმის სპექტრს. შთანთქმის სპექტრი ისეთი ნივთიერებებისთვის, რომელთა ატომები არ ურთიერთქმედებენ (მაგ. ერთატომიანი აირები, ლითონთა ორთქლი მცირე წნევის დროს), **ხაზოვანია,** ანუ შთანთქმის კოეფიციენტი ტალღის სიგრძის უმრავლესობისთვის ნულის ტოლია და მხოლოდ ზოგიერთი ტალღის სიგრძისთვის შეიმჩნევა მკვეთრი მაქსიმუმები (« Z 10^{J12} J 10^{J11} მ$^{-1}$) (ნახ. 6ა).



აირის მაღალი წნევის დროს, ისევე როგორც სითხე და მყარი სხეულები გვაძლევენ შთანთქმის ფართო ზოლს (ნახ. 6ბ), ე.ი. ამ დროს შთანთქმის სპექტრი მთლიანია (უწყვეტია « Z 10^{J3} J 10^{J5} მ$^{-1}$). ასეთივე სპექტრი მიიღება აირისთვის, თუ დავიწყებთ წნევის თანდათან ზრდას. ამ დროს შთანთქმის ვიწრო მაქსიმუმები ფართოვდებიან და მაღალი წნევის დროს უახლოვდებიან სითხის შთანთქმნის სპექტრს. ეს გაფართოება კი მიუთითებს ატომთა ურთიერთქმედებაზე. ამავე მიზეზით, მოლეკულური შთანთქმის სპექტრი, რომელიც განისაზღვრება ატომების რხევით მოლეკულაში – **ზოლოვანია..** შთანთქმის ზოლის სიგანე კი ასჯერ და მეტად აღემატება ხაზოვანი შთანთქმის ზოლის სიგანეს.

ლითონების შთანთქმის კოეფიციენტი მეტად დიდია (~10^6 მ$^{-1}$), ამიტომ ისინი სინათლისადმი გაუმჭირვი არიან. ეს იმიტომ, რომ ლითონებში ბევრი თავისუფალი ელექტრონებია, რომლებიც სინათლის ელ. ველის მოქმედებით მოდიან მოწესრიგებულ მოძრაობაში, ქმნიან სწრაფად ცვლად დენებს, გამოიყოფა ჯოულის სითბო და სინათლის ენერგია ამის გამო სწრაფად მცირდება – გარდაიქმნება ლითონის შინაგან ენერგიად.

როგორც ავღნიშნეთ სინათლის შთანთქმა შერჩევითია: სხეული არაერთნაირად შთანთქავს სხვადასხვა სიგრძის ტალღებს. შთანთქმა განსაკუთრებით ძლიერია ატომში ელექტრონების საკუთარი სიხშირეების მახლობლად, რასაც რეზონანსული სიხშირე ეწოდება. შერჩევითი თვისებებით (შტანთქმის კოეფიციენტის დამოკიდებულება ტალღის სიგრძეზე) აიხსნება გამჭირვალე და არაგამჭირვალე სხეულთა ფერი. ქაღალდის თეთრი ფერის ფურცელი ერთნაირად აირეკლავს ყველა ფერის სხივს და ის თეთრად გვეჩვენება (ყველა ფერის სხივების შეკრების შედეგად თეთრი ფერი მიიღება). ქაღალდი რომ დავფაროთ ყვითელი საღებავით, მაშინ აირეკლება ყვითელი სხივები, დანარჩენი შთაინთქმევა საღებავის მიერ. ყვითელი მინა შთანთქავს ყველა ფერს გარდა ყვითელისა, ყვითელს გაატარებს. ბალახი იმიტომ გვეჩვენება მწვანედ, რომ ის მზის სხივებიდან არეკლავს მწვანეს, დანარჩენს შთანთქავენ. თუ ბალახს შევხედავთ წითელი მინით, რომელიც ატარებს წითელ სხივს, მაშინ ის შავად მოგვეჩენება. შავი ფერის სხეული შთანთქავს ყველა ფერს. ეს მოვლენა გამოიყენება **შუქფილტრების** დასამზადებლად, რომლებიც იმის და მიხედვით, თუ როგორია მათი ქიმიური შემადგენლობა, ატარებენ ერთი ფერის სინათლეს და შთანთქავენ დანარჩენ ფერებს. ასევე შთანთქმის სპექტრების საშუალებით დადგინდეს ნივთიერების ქიმიური შემადგენლობა.

IV ლექცია

სინათლის გაბნევა. ტინდალის ცდა. რელეის კანონი. სინათლის პოლარიზაცია. ბუნებრივი და პოლარიზებული სინათლე. მალუსის კანონი. სინათლის დაპოლარება არეკვლის და გარდატეხის დროს, ბრიუსტერის კანონი.

§1. სინათლის გაბნევა. ტინდალის ცდა. რელეის კანონი.

გარემოში გარკვეული მიმართულების სინათლის ნაკადის გადახრას ყველა შესაძლო მიმართულებით – სინათლის გაბნევა ეწოდება. გაბნევის პროცესში სინათლე იცვლის მიმართულებას. ოპტიკურად ერთგვაროვანი გარემოს მცირე მოცულობები შეიძლება განვიხილოთ, როგორც მეორადი ტალღების გამომსხივებელი კოჰერენტული წყაროები და ასეთ გარემოში სინათლის გავლისას ეს გამოსხივებული მეორადი კოჰერენტული ტალღები ინტერფერენციის შედეგად ერთმანეთს ჩააქრობენ ყველა მიმართულებით, გარდა ძირითადი მიმართულებისა, ე.ი. გაბნევას ადგილი არ ექნება და სინათლის კონა გვერდიდან უხილავია. სინათლის გაბნევისათვის საჭიროა, რომ გარემო იყოს არაერთგვაროვანი.

რეალური გარემო ყოველთვის არაერთგვაროვანია (ერთგვაროვანი, როდესაც გარდატეხის მაჩვენებელი არ იცვლება). გარემოში ყოველთვის არსებობს მცირე ნაწილაკები, რომელთა გარდატეხის მაჩვენებელი განსხვავდება გარემომცველი გარემოს გარდატეხის მაჩვენებლისაგან (ნისლი, კვამლი, მტვერი და სხვა). ასეთ გარემოს მღვრიე გარემო ეწოდება. ასეთ გარემოში უწესრიგოდ განლაგებული გამბნევი ნაწილაკები, რომელთა შორის მანძილი ტალღის სიგრძეზე გაცილებით მეტია, წარმოადგენენ მეორად ტალღათა არაკოჰერენტულ წყაროებს და ამიტომ მათ მიერ გამოსხივებული არაკოჰერენტული ტალღები ინტერფერენციას არ განიცდიან და სინათლე განიბნევა ყველა მიმართულებით. ე.ი. მღვრიე გარემოში სინათლის გავლისას ადგილი აქვს სინათლის გაბნევას. ამ დროს ხდება სინათლის დიფრაქცია მღვრიე გარემოში. როდესაც სინათლე გადის ასეთ გარემოში, ის ამ უწესრიგოდ განლაგებული არაერთგვაროვნებებიდან იწყებს დიფრაქციას და გვაძლევს ინტენსივობის თანაბრად განაწილებას, ისე რომ კონკრეტულ დიფრაქციულ სურათს არ გვაძლევს. თუ არაერთგვაროვნებათა ზომა $0{,}1^{a}$ J $0{,}2^{a}$ J ს არ აღემატება, მაშინ ასეთ გარემოში მაგ. რძიან წყალში, კვამლში-თეთრი სინათლის კონას დავაკვირდებით, მას ექნება მოცისფრო-მოლურჯო ფერი, რის შედეგად სინათლის კონა გვერდიდან ხილული ხდება.

სინათლის გაბნევა ასევე დაიმზირება სუფთა გარემოშიც, რომლებიც არ შეიცავენ უცხო ნაწილაკებს. ასეთ გარემოში ხდება ოპტიკური არაერთგვაროვნებების დარღვევა და გარდატეხის მაჩვენებელი წერტილიდან წერტილამდე იცვლება იცვლება. ეს შეიძლება გამოწვეული იქნას სიმკვრივის (რომელიც გამოწვეულია მოლეკულების ქაოსური სითბური მოძრაობით), ანიზოტროპიის, კონცენტრაციის ფლუქტუაციით. ამას მოლეკულური გაბნევა ეწოდება. ამ გაბნევის ინტენსივობა მით მეტია, რაც მაღალია ტემპერატურა.

სინათლის გაბნევის ხარისხი დამოკიდებულია გამბნევ ნაწილაკთა ზომებზე. სინათლის გაბნევის კანონზომიერებანი მღვრიე გარემოში, რომლებშიც ერთგვაროვნობის დამრღვევ ნაწილაკთა ზომა ნაკლებია ტალღის სიგრძეზე დაადგინა ექსპერიმენტალურად ტინდალმა (1869წ.), ხოლო თეორიულად ეს კანონზომიერებანი რელეის მიერ იქნა ახსნილი , რომლის მიხედვით:

1. გაბნეული სინათლის ინტენსივობა ტალღის სიგრძის მეოთხე ხარისხის უკუპროპორციულია (რელიეს კანონი): $I \sim \frac{1}{a^4}$.

ე.ი. მღვრიე გარემოში თეთრი სინათლის გავლისას ყველაზე ინტენსიურად განიბნევიან ლურჯი და ცისფერი სხივები. თეთრი სინათლიდან იისფერი სხივები ($a = 0{,}4$ მკმ) 16-ჯერ უფრო ინტენსიურად გაიბნევა ვიდრე წითელი ($a = 0{,}76$ მკმ). რელეის კანონით აიხსნება ცის ლურჯი ფერი, იმიტომ რომ სწორედ ეს მოკლეტალღოვანი ფერები გაიბნევა ყველაზე ინტენსიურად. მაგრამ უნდა აღინიშნოს, რომ სწორედ მოლეკულური გაბნევით აიხსნება ცის ლურჯი ფერი და არა იმით, როგორც ტინდალი ამბობდა, რომ ცის ფერი არის შედეგი ატმოსფეროში არსებულ მტვრის ნაწილაკებზე სინათლის გაბნევაზე.

დიდ ქალაქებში ჰაერი შეიცავს მტვრის შედარებით დიდ ნაწილაკებს, რომელთაგანაც ხდება მზის სხივების არეკვლა. ეს არეკვლილი სხივები ემატება მოლეკულური გაბნევის შედეგად გაბნეულ ლურჯ სხივებს და ცის ფერი მოთეთროა.

ამავე მიზეზით მზის ჩასვლისას და ამოსვლისას მზე გვეჩვენება წითლად, რადგან ამ დროს ჩვენ ვაკვირდებით მზიდან წამოსულ პირდაპირ სხივებს, რომლებშიც ჰაერის სქელი ფენის გავლის გამო თითქმის აღარ არის მოკლეტალღოვანი ფერები. ტემპერატურის ზრდასთან ერთად სიმკვრივის ფლუქტუაციები და გაბნეული სინათლის ინტენსივობები მატულობს, ამიტომ ზაფხულში ცა უფრო გაჯერებულია, ვიდრე ზამთარში. მოლეკულური გაბნევა რომ არ იყოს, მაშინ ცა იქნებოდა სრულიად შავი, ხოლო მზე და ვარსკვლავები უფრო კაშკაშა, როგორც ამას ხედავენ კოსმონავტები კოსმოსში ხომალდიდან.

2. გაბნეულ სინათლეში ტალღის სიგრძე დაცემული ტალღის სიგრძის ტოლია.

3. გაბნეული სინათლის ინტენსივობა პროპორციულია გამბნევი ნაწილაკების ზომისა. ამით ხშირად სარგებლობენ კოლოიდური ხსნარის გამბნევი ნაწილაკების ზომის დასადგენად.

4. გაბნეული სინათლის ინტენსივობა დამოკიდებულია გაბნევის θ კუთხეზე. რაიმე θ კუთხით (კუთხე კონის ძირითად მიმართულებასა და გაბნევის მიმართულებას შორის) გაბნეული სინათლის ინტენსივობა $I_\theta = I_{\pi/2}(1 + \cos^2\theta)$. აქ $I_{\pi/2}$ $\pi/2$ კუთხით გაბნეული (პირველადი სხივის მიმართულებასთან) სინათლის ინტენსივობაა. თუ $\theta = 0$ ან $\theta = \pi$ (დაცემული ტალღის მიმართულებით), მაშინ I_θ უდიდესია და ის ორჯერ მეტია ვიდრე $\theta = \pi/2$ ის დროს (აქ ინტენსივობა უმცირესია).

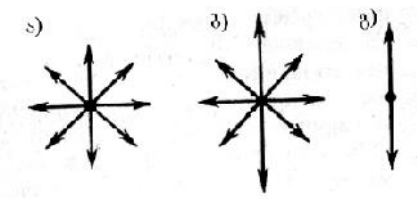
5. გაბნეული სინათლე ნაწილობრივ პოლარიზებულია (დაცემული არ არის დაპოლარებული). პოლარიზაცია სრულია დაცემული ტალღის გავრცელების მართობული მიმართულებით.

თუ ნაწილაკების ზომა მღვრიე გარემოში დაცემული ტალღის სიგრძეზე მეტია, მაშინ ეს კანონზომიერებები ირღვევა.

§2. სინათლის პოლარიზაცია. ბუნებრივი და პოლარიზებული სინათლე. მალუსის კანონი.

ზემოთ განხილული ტალღური მოვლენები – ინტერფერენცია და დიფრაქცია, დამახასიათებელია როგორც განივი, ასევე გრძივი ტალღებისათვის. სინათლის ტალღაში (რომელიც განივი ელ. მაგნიტური ტალღაა, სადაც ელექტრული და მაგნიტური დაძაბულობის $\vec{E}$ ან $\vec{H}$ რხევის მიმართულებები ტალ-

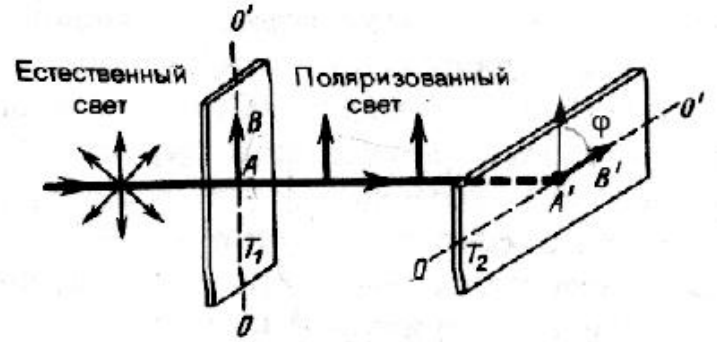
ღის გავრცელების მართობულია და ერთმანეთის მართობულნი არიან) $\vec{E}$ ან $\vec{H}$ ვექტორის სიბრტყე მეტად და სწრაფად იცლება ისე, რომ იგი მუდამ ტალღის გავრცელების მართობულია, ხოლო ამპლიტუდები ყველა მიმართულებით ერთნაირია. ასეთ სინათლეს **ბუნებრივი** ეწოდება (ნახ. 1ა). თუ რხევის სიბრტყე განუწყვეტლივ იცვლება, მაგრამ რხევის ამპლიტუდები სხვადასხვა მიმართულებით



ნახ. 1

არაერთნაირია, ასეთი სინათლე **ნაწილობრივ დაპოლარებულია** (ნახ. 1ბ), ხოლო თუ რხევის სიბრტყე უცვლელია ანუ $\vec{E}$ ვექტორი ერთი წრფის პარალელურად ირხევა, მაშინ სინათლე **წრფივად (ბრტყლად) დაპოლარებულია** (ნახ. 1გ).

განივი ტალღა შეიძლება იყოს ბუნებრივი და დაპოლარებული. სიბრტყეს, რომელშიც მიმდინარეობენ $\vec{E}$ ვექტორის რხევები – პოლარიზაციის სიბრტყე ეწოდება. პოლარიზაციის ხარისხად მიღებულია სიდიდე P Z $(I_{max}$ J $I_{min})/(I_{max}$ H $I_{min})$, სადაც I_{max}, I_{min} სინათლის ინტენსივობის მაქსიმალური და მინიმალური მნიშვნელობებია, რომლებიც შეესაბამებიან $\vec{E}$ ვექტორის ორ ურთიერთმართობულ კომპონენტებს. ბუნებრივში I_{max} Z I_{min} და P Z 0, ხოლო ბრტყელპოლარიზირებულისთვის I_{min} Z 0 და P Z 1. ბუნებრივი სინათლე შეიძლება გარდავქმნათ ბრტყლად-პოლარიზირებულად ე.წ. **პოლარიზატორების** საშუალებით, რომლებიც ატარებენ მხოლოდ განსაზღვრული მიმართულების რხევებს (მაგ. პოლარიზაციის სირტყის პარალელურ) და მთლიანად აქრობენ ამ სიბრტყის მართობულ რხევებს. ამისთვის გამოიყენება გამჭირვალე მწვანე შეფერილობის კრისტალი –ტურმალინი, რომელსაც აქვს სიმეტრიის ღერძი. მივმართოთ ბუნებრივი სინათლე

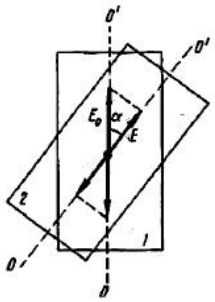


ტურმალინის T_1 ფირფიტაზე, რომელიც გამოჭრილია ოპტიკური OO' ღერძის პარალელურად (ოპტიკური ღერძის მიმართულება – ეს ის მიმართულებაა კრისტალში, რომლის მიმართაც კრისტალური მესრის ატომები (იონები) განლაგებული არიან სიმეტრიულად). (ნახ. 2). T_1 (პოლარიზატორი-P) ფირფიტა ატარებს რხევებს AB

ნახ. 2

მიმართულებით და იქიდან გამოდის ბრტყლად პოლარიზირებული სინათლე. T_1 ფირფიტას ბრუნვა არავითარ ცვლილებას ინტენსივობისა არ იძლევა. ეს იმიტომ, რომ როდესაც T_1-ს ვატრიალებთ, მასში მასში მაინც გაივლის ბუნებრივი სინათლიდან $\vec{E}$ ელ ველის დაძაბულობის რხევები, რომელიც ოპტიკური ღერძის პარალელურია. მოვათავსოთ მეორე T_2 (ანალიზატორი-A) ტურმალინის ფირფიტა სხივის გზაზე და დავიწყოთ მისი ბრუნვა. დავინახავთ, რომ მისგან გამოსული სინათლის ინტენსივობა იცვლება ფირფიტების ღერძებს შორის კუთხის ცვლილებისას. ინტენსივობა მაქსიმალურია, როდესაც ფირფიტების ღერძები პარალელურია (¨ Z 0, სადაც ¨ არის კუთხე T_1 და T_2 კრისტალების ოპტიკურ ღერძებს შორის) და I_A Z I_P. კუთხის ზრდასთან ერთად ინტენსივობა მცირდება და როდესაც ¨ Z 90, მაშინ I_A Z 0. ანალიზატორში

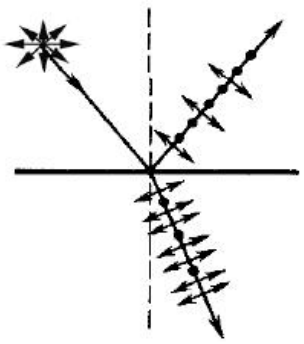
გასული სინათლის ინტენსივობა გამოითვლება **მალუსის კანონით:** I_A Z $I_P \cos^2$ ¨ . მალუსის კანონი ასეც იწერება: I Z $I_0 \cos^2$ ¨ **,** სადაც I_o და I შესაბამისად სინათლის ინტენსივობებია მეორე კრისტალზე დაცემისას (პოლარიზატორიდან გამოსული) და მისგან გამოსვლის შემდეგ (ანალიზატორიდან გამოსული). ტურმალინის კრისტალთან დაკავშირებული ცდები აიხსნება მარტივად, თუ გავითვალიწინებთ პოლარიზატორის მიერ სინათლის გავლას. პოლარიზატორი ატარებს მხოლოდ გარკვეული მიმართულების რხევებს, რომელიც ნახაზზე ნაჩვენებია AB ისრით, ანუ ის ბუნებრივ სინათლეს გარდაქმნის ბრტყელპოლარიზებულ სინათლედ. ანალიზატორი, იმის და მიხედვით რა ორიენტაცია აქვს პოლარიზებულ სინათლესთან, ატარებს დიდ ან მცირე ნაწილს. ნახ.2-ზე პოლარიზატორი და ანალიზატორი განლაგებული არიან ისე, რომ მათში სინათლის გავლის მიმართულებები AB და $A'B'$ ურთიერთმართობულნი არიან. ამ დროს პოლარიზატორი ატარებს AB მიმართულებით, ხოლო ანალიზატორი მთლიანად აქრობს, ანუ სინათლე მასში ვერ გადის. მალუსის კანონი მიიღება შემდეგი დიაგრამიდან (ნახ. 3). პოლარიზატორში გავლილი ტალღის ელექტრული ვექტორის ამპლიტუდა იყოს E_0, ხოლო ანალიზატორში გავლილის E. ანალიზატორი ატარებს ანალიზატორი E_0-ის იმ მდგენელს, რომელიც მისი ოპტიკური ღერძის პარალელურია. ნახაზიდან E Z $E_0 \cos$ ¨ , ანუ E^2 Z $E_0^2 \cos^2$ ¨ . რადგან ინტენსივობა ამპლიტუდის კვადრატის პროპოციულია, ამიტომ I Z $I_0 \cos^2$ ¨ **.**



ნახ. 3

უნდა აღინიშნოს, რომ პირველი ფირფიტიდან გამოსული სინათლის ინტენსივობა I_P Z I_0 Z $\frac{1}{2} I$ ბუნ. (რადგან კუთხე რხევის სიბრტყესა და ანალიზატორის ოპტიკურ ღერძს შორის იღებს მნიშ-ბებს 0-სა და $\frac{®}{2}$ J ს შორის, ე.ი. საშუალოდან ¨ Z $\frac{0 H ® / 2}{2}$ Z $\frac{®}{4}$ და I_P Z I ბუნ.$\cos^2 \frac{®}{4}$ Z $\frac{1}{2} I$ ბუნ.), მაშინ I_A Z $\frac{1}{2} I$ ბუნ.$\cos^2$ ¨ **.** აქედან როდესაც ფირფიტები პარალელურია (¨ Z 0) I_{max} Z $\frac{1}{2} I$ ბუნ. და როდესაც ურთიერთმართობულია (¨ Z 90^0) I_{min} Z 0 .

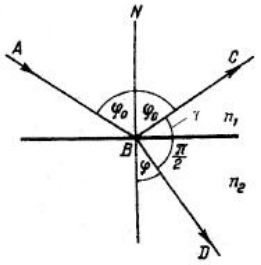
§3. სინათლის დაპოლარება არეკვლის და გარდატეხის დროს, ბრიუსტერის კანონი



ნახ. 4

სინათლის პოლარიზაცია დაიმზირება აგრეთვე ორი იზოტროპიული გარემოს გამყოფი ზედაპირიდან ტალღის არეკვლისა და გარდატეხის დროს. თუ გამყოფი ზედაპირი ისეთია, რომ სინათლის სხივს ნაწილობრივ არეკლავს და ნაწილობრივ გარდატეხავს, მაშინ აღმოჩნდა, რომ ორივე სხივები ნაწილობრივ დაპოლარებულია. არეკვლილ სინათლეში უპირატესი რხევებია დაცემის სიბრტყის მართობ სიბრტყეში, ხოლო გარდატეხილ სხივებში – თვით დაცემის სიბრტყეში (ნახ. 4). დაცემის კუთხის ცვლილებით შეიძლება შევარჩიოთ ისეთი ¨$_0$ კუთხე, რომლის დროსაც არეკვლილი სხივი სრულად წრფივად პოლარიზირებულია (გარდატეხილი სხივი ნაწილობრივ დაპოლარებულია)

(ნახ. 5). ამ $\ddot{\ }_0$ კუთხეს სრული პოლარიზაციის კუთხე ეწოდება და განისაზღვრება **ბრიუსტერის კანონით** $tg\ddot{\ }_0 = n = \frac{n_2}{n_1}$, სადაც n – მეორე გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელია პირველის მიმართ (ორი



გარემოს გარდატეხის ფარდობითი მაჩვენებელი). ე.ი. **ბრიუსტერის მიერ დადგენილი კანონით არეკვლილი სხივი სრულად მაშინ არის პოლარიზებული, როცა დაცემის კუთხის ტანგენსი ამრეკლი გარემოს გარდატეხის მაჩვენებლის ტოლია.** ნახ. 5-დან ასევე მტკიცდება, რომ კუთხე არეკვლილ და გარდატეხილ სხივებს შორის $\¥ = 90^0$. მართლაც $\frac{\sin\ddot{\ }_0}{\cos\ddot{\ }_0} = n$.გარდატეხის

ნახ. 5 კანონიდან $\frac{\sin\ddot{\ }_0}{\sin\ddot{\ }} = n$. $\sin\ddot{\ } = \cos\ddot{\ }_0 = \sin(\frac{®}{2} - \ddot{\ }_0)$, ან $\ddot{\ } = \frac{®}{2} - \ddot{\ }_0$ და $\ddot{\ }_0 + \ddot{\ } = \frac{®}{2}$,

ანუ $\¥ = 180 - (\ddot{\ }_0 + \ddot{\ }) = 90^0$. პოლარიზაცია ადასტურებს, რომ სინათლის ტალღა განივი ტალღაა. რომ ყოფილიყო გრძივი და არა განივი, მაშინ ის ანალიზატორიდანაც გამოვიდოდა ღერძებს შორის 90^0-იანი კუთხის დროსაც კი.

V ლექცია

სითბური გამოსხივება. კირჰხოფის კანონი. აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების კანონები. ოპტიკური პირომეტრია.

§1. სითბური გამოსხივება. კირჰხოფის კანონი.

ყოველი სხეული, რომლის შემადგენელი ატომები და მოლეკულები ასრულებენ სითბურ რხევებს, ასხივებს ენერგიას ელექტრომაგნიტური ტალღების სახით. სხეულები, რომლებიც მაღალ ტემპერატურამდე არიან გახურებული – ასხივებენ. **ისეთ გამოსხივებას, რომლის დროსაც გამოსხივებულ ენერგიად გარდაიქმნება სითბური ენერგია - სითბური გამოსხივება ეწოდება.** გამოსხივების ყველა სხვა სახე ცნობილია ერთი საერთო სახელწოდებით – **ლუმინესცენცია.**

ტემპერატურის გაზრდით იზრდება ატომების რხევითი მოძრაობის ინტენსივობა, რაც იწვევს გამოსხივების ინტენსივობის ზრდას, ამიტომ სითბურ გამოსხივებას ტემპერატურულსაც უწოდებენ. გამოსხივების შედეგად სხეული შინაგანი ენერგია მცირდება, ამიტომ თუ სხეული გარედან არ იღებს სითბოს, ის ცივდება. სითბური გამოსხივება ყოველთვის გვაქვს, თუ სხეულის ტემპერატურა აბსოლუტურ ნულზე მეტია. $500^0 C$ J მდე მყარი სხეული ასხივებს უხილავ (ინფრაწითელ) ელექტრომაგნიტურ ტალღებს, ხილულს კი $500^0 C$ J ზე ზევით გახურების შემდეგ.

ეს გამოსხივება გამოსხივების ერთადერთი სახეა, რომელიც წონასწორობაშია გამომსხივებელ სხეულთან. ე.ი. წონასწორული გამოსხივებაა, რაც ნიშნავს იმას, რომ გამოსხივების ინტენსივობა დამოკიდებულია ტემპერატურაზე და წონასწორობის ყოველ დარღვევას მისი კვლავ აღდგენა მოჰყვება. მაგ. თუ სხეული გამოასხივებს მეტ ენერგიას, ვიდრე შთანთქავს, მაშინ მისი ტემპერატურა შემცირდება, რაც გამოიწვევს გამოსხივების შემცირებას, გამოსხივებული ენერგია კვლავ გაუტოლდება შთანთქმულს და წონასწორობა აღსდგება.

მაღალ ტემპერატურაზე გამოსხივდება მოკლე (ხილული და ულტრაისფერი) ელექტრომაგნიტური ტალღები, ხოლო დაბალ ტემპერატურებზე გრძელი (ინფრაწითელი) ტალღები.

სითბური გამოსხივების მახასიათებელი სიდიდეებია:

1. სითბური გამოსხივების ენერგეტიკული მნათობა (ანუ გამოსხივების ენერგიის სიმკვრივე) – R, რომელიც ეწოდება სხეულის ზედაპირის ერთეული ფართის მიერ დროის ერთეულში გამოსხივებულ ენერგიას. R არის ტემპერატურის ფუნქცია (R_T). **ის ასევე ტალღის სიგრძის ფუნქციაა** R_a . SI სისტემაში მისი ერთეულია ჯ/მ^2·წმ.

2. გამოსხივების უნარიანობა (ან გამოსხივების სპექტრული სიმკვრივე) – $r_{a,T}$. $r_{a,T}$ J წარმოადგენს ტალღის სიგრძისა და აბსოლუტური ტემპერატურის ფუნქციას. იგი ტოლია $r_{a,T}$ Z $\frac{dR_a}{d^a}$, სადაც dR_a არის $^a, ^a$ H d^a შუალედის შესაბამისი ენერგეტიკული მნათობა. თუ d^a Z 1, მაშინ $r_{a,T}$ Z dR_a ე.ი. **გამოსხივების უნარიანობა ტოლია ერთეული ფართის მიერ დროის ერთეულში გამოსხივებული ენერგიისა ტალღის სიგრძეთა** $^a, ^a$ H 1 **ინტერვალში (სპექტრის მოცემულ ერთეულოვან უბანში).**

აქედან $dR_{a,T} = r_{a,T} d\alpha$ და სრული ენერგეტიკული მნათობა, ანუ ინტეგრალური ინტენსივობა ყველა ტალღის სიგრძის შესაბამისი ტოლი იქნება: $R_{a,T} = \int_0^{\infty} r_{a,T} d\alpha$.

გამოსხივების უნარიანობას გამოსახავან ასევე სიხშირის საშუალებით:

$$dR_{a,T} = dR_{\nu T} = r_{a,T} d\alpha = r_{\nu T} d\nu .$$

მაგრამ $\alpha = \frac{c}{\nu}$, $\frac{d\alpha}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2} = -\frac{\alpha^2}{c}$. ნიშანი მინუსი მიუთითებს იმას, რომ α-ს ზრდით ν მცირდება და პირიქით. მაშინ

$$r_{\nu T} = \frac{\alpha^2}{c} r_{\alpha T} .$$

3. შთანთქმის უნარიანობა $a_{a,T}$. ცდები გვიჩვენებენ, რომ ყველა სხეული ნაწილობრივ შთანთქვს მასზე დაცემულ სინათლის ენერგიას. სინათლის ენერგიის შთანთმა ხასიათდება შთანთმის უნარიანობით. შთანთქმის უნარიანობა $a_{a,T}$ გვიჩვენებს, თუ დაცემული ენერგიის რა ნაწილს შთანთქავს მოცემული სხეული:

$$a_{a,T} = \frac{dW'_a}{dW_a} .$$

აქ მრიცხველი ერთეულ დროში შთანთქმული ენერგიაა, ხოლო მნიშვნელი იგივე დროში დაცემული. ცხადია $a_{a,T} \le 1$. ის უგანზომილები სიდიდეა და ასევე დამოკიდებულია ტალღის სიგრძეზე და ტემპერატურაზე. **ისეთ სხეულს, რომელიც მთლიანად შთანთქავს მასზე დაცემულ ენერგიას განურჩევლად ტალღის სიგრძისა, ე.ი.** $dW'_a = dW_a$ **და** $a_{a,T} = 1$**, აბსოლუტურად შავი სხეული ეწოდება.** ასეთია მაგ. პლატინის მური (98%-იანი შთანთქმა), შავი ბარხატი, შავი ფხვნილები და ა.შ. მათთვის $a = 0{,}95$.

ექსპერიმენტული მონაცემებისა და თერმოდინამიკური მოსაზრებების საფუძველზე კირჰოფმა დაადგინა კანონი, რომლის თანახმად **გამოსხივების უნარიანობის ფარდობა შთანთქმის უნარიანობასთან ყველა სხეულისთვის ერთნაირია (არ არის დამოკიდებული სხეულის გვარობაზე) და ტოლია აბსოლუტურად შავი სხეული გამოსხივების** r_{aT} **უნარიანობის იმავე ტალღის სიგრძისა და ტემპერატურის პირობებში.** r_{aT} α-ს და T-ს ფუნქციაა. ეს კანონი ასე ჩაიწერება:

$$\frac{r'_{a,T}}{a'_{a,T}} = \frac{r''_{a,T}}{a''_{a,T}} = \frac{r'''_{a,T}}{a'''_{a,T}} = \ldots r_{a,T} ,$$

სადაც $r'_{a,T}$, $r''_{a,T}$, $r'''_{a,T}$ - პირველი, მეორე და მესამე სხეულების გამოსხივების უნარიანობაა, ხოლო $a'_{a,T}$, $a''_{a,T}$, $a'''_{a,T}$-შთანთქმის უნარიანობა შესაბამისად.

მაშასადამე რომელსაც მეტი გამოსხივების უნარიანობა აქვს, მას მეტი შთანთქმის უნარიანობა აქვს. აბსოლუტურად შავ სხეულს ყველაზე მეტი შთანთქმის უნარიანობა აქვს ე.ი. გამოსხივების უნარიანობაც უდიდესია.

კირჰოფის კანონი ასე მიიღება: მაგ. 1, 2, 3.... სხეულებისთვის გვაქვს

$$\frac{r'_{a,T}}{a'_{a,T}} = \frac{r''_{a,T}}{a''_{a,T}} = \frac{r'''_{a,T}}{a'''_{a,T}} = \ldots f(\alpha, T).$$

ეს ფარდობა ყველა სხეულისთვის ერთნაირია და წარმოადგენს ტალღის სიგრძისა და ტემპერატურის უნივერსალურ ფუნქციას. თუ დავუშვებთ, რომ ერთ-ერთი სხეული ზემოთ მოყვანილ ტოლობაში არის აბსოლუტურად შავი სხეული, რომლის გამოსხივების უნარიანობაა r_{a_T}, ხოლო რადგან მისი შთანთქმის უნარიანობა $a_{a,T} = 1$, მივიღებთ რომ $f(a,T) = r_{a,T}$ და კირჰხოფის კანონი ზოგადად ასე ჩაიწერება:

$$\frac{r'_{a,T}}{a'_{a,T}} = \frac{r''_{a,T}}{a''_{a,T}} = \frac{r'''_{a,T}}{a'''_{a,T}} = \ldots r_{a,T}.$$

§2. აბსოლუტურად შავი სხეული და მისი გამოსხივების კანონები.

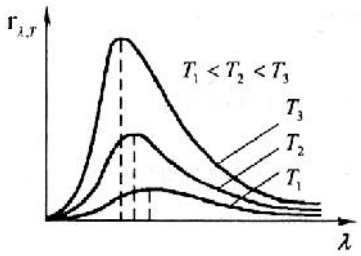
ეს კანონები შემდეგია:

1. სტეფან-ბოლცმანის კანონი: ავსტრიელმა სტეფანმა (1879 წ) და ბოლცმანმა თეორიულად (1884 წ) დაადგინეს, რომ **აბსოლუტურად შავი სხეულის სრული ინტეგრალური ინტენსივობა (სრული ენერგეტიკული ნათება) აბს. ტემპ-ის მეოთხე ხარისხის პროპორციულია** $R = \pm T^4$. $\pm = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ ვტ/მ$^2 \cdot K^4$ – სტეფან-ბოლცმანის მუდმივაა. კანონის მიხედვით გამოსხივებული ენერგია ძლიერადაა დამოკიდებული ტემპერატურაზე, ანუ რაც მაღალია ტემპერატურა, მით მეტია მის მიერ გამოსხივებული ენერგია.

2. **ვინის პირველი კანონი (ვინის გადანაცვლების კანონი): აბსოლუტურად შავი სხეულის მაქსიმალური გამოსხივების უნარიანობის შესაბამისი ტალღის სიგრძე აბსოლუტური ტემპერატურის უკუპროპორციულია:**

$$a_m = \frac{C'}{T},$$

სადაც $C' = 2{,}9 \cdot 10^{-3}$ მK. – **ვინის მუდმივაა**, რომელიც დგინდება ცდით. ე.ი. რაც მაღალია გამომსხივებელი სხეულის ტემპერატურა, მით ნაკლებია იმ ტალღის სიგრძე, რომელსაც შეესაბამება გამოსხივების უნარიანობის მაქსიმუმი (ნახ. 1). როგორც ნახ. 1-დან ჩანს T ტემპერატურის გადიდებით იზრდება არა მარტო გამოსხივებული ენერგია (გრაფიკის ქვეშ მოთავსებული ფართი), არამედ იცვლება გამოსხივების სპექტრული შემადგენლობაც.



ნახ. 1

კერძოდ ტემპერატურის ზრდისას $r_{a_T}(a)$ დამოკიდებულების მაქსიმუმი გადაინაცვლებს მარცხნივ, ანუ მოკლე ტალღების მხარეს. მართლაც ტემპერატურის თანდათან ზრდისას სხეული ჯერ ასხივებს ინფრაწითელ სხივებს, მერე იწყებს ($\sim 500^0 C$) წითელი სხივების გამოსხივებას, შემდეგ ნარინჯისფერს, ყვითელს და ბოლოს თეთრი – იისფერს. ამიტომ უწოდებენ მას ვინის გადანაცვლების კანონსაც.

3. ვინის მეორე კანონი: აბსოლუტურად შავი სხეულის მაქსიმალური გამოსხივების უნარიანობა აბსოლუტური ტემპერატურის მეხუთე ხარისხის პროპორციულია $r_m = C'' T^5$, სადაც $C = 1{,}3 \cdot 10^{-5}$ ვტ/მ$^3 K^5$.

§3. ოპტიკური პირომეტრია.

სითბური გამოსხივების კანონების გამოყენებით შეიძლება განისაზღვროს მაღალ ტემპერატურამდე გახურებული სხეულების ტემპერატურა. ამ მეთოდს **ოპტიკური პირომეტრიის მეთოდი** ეწოდება, ხოლო ხელსაწყოებს შესაბამისად **ოპტიკური პირომეტრები**.

თუ გავზომავთ სხეულის მიერ გამოსხივებულ სრულ ენერგიას სტეფან-ბოლცმანის კანონიდან შეიძლება გამომსხივებელი სხეულის ტემპერატურის განსაზღვრა. რადგან ჩვეულებრივ სხეული არ

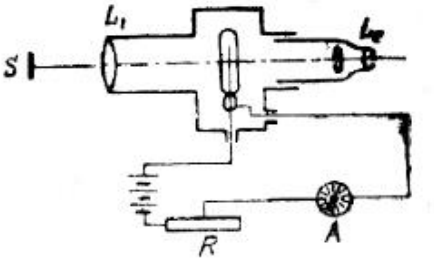
არის აბსოლუტურად შავი, ამიტომ ეს კანონი ასე ჩაიწერება: $R = K \pm T^4$, სადაც K – სიშავის ხარისხია. ის გვიჩვენებს თუ რამდენად ახლოა მოცემული სხეული აბსოლუტურ შავ სხეულთან და მისი მნიშვნელობები სხვადასხვა სხეულებისთვის დადგენილია. ფორმულიდან $T = \sqrt[4]{\frac{R}{K \pm}}$. ე.ი. თუ ცდით გავზომავთ R-ს, მაშინ შეიძლება ტემპერატურის განსაზღვრა. ეს მეთოდი იშვიათად გამოიყენება, რადგან R-ის ზუსტი გაზომვა ძნელია.

უფრო დიდი სიზუსტით გამოიყენება ვინის პიველ კანონზე დამყარებული მეთოდი. აქ ცდით პოულობენ იმ ტალღის სიგრძეს (a_m), რომელიც გამოსხივების უნარიანობის მაქსიმუმს შეესაბამება. ამ ტალღის სიგრძის ზუსტი გაზომვის შემდეგ ვინის პირველი კანონიდან $a_m = \frac{C'}{T}$ შეიძლება გამომსხივებელი სხეულის ტემპერატურის გაზომვა: $T = \frac{C'}{a_m}$.

ამ მეთოდით განსაზღვრულ ტემპერატურას ფერითი ტემპერატურა ეწოდება. მაგ. მზის ტემპერატურა ამ მეთოდით დადგინდა შემდეგნაირად: მზის გამოსხივების სპექტრის შესწავლით დადგინდა, რომ გამოსხივების მაქსიმუმი მოდის $a_m = 4{,}7 \cdot 10^{-7}$ მ ტალღის სიგრძეზე. მაშინ ვინის პირველი კანონიდან

$$T = \frac{C'}{a_m} = \frac{2{,}9 \cdot 10^{-3}}{4{,}7 \cdot 10^{-7}} \approx 6000K.$$

პრაქტიკაში მაღალი ტემპერატურების გასაზომად ხშირად იყენებენ ნახ. 2-ზე მოყვანილ ოპტიკურ პირომეტრებს. აქ ცილინდრული მილის ბოლოებში ჩადგმულია გავარვარებული S სხეულისაკენ მიმართული L_1 ობიექტივი და L_2 ოკულარი. L_1-ის ფოკუსურ სიბრტყეში მოთავსებულია ნათურის ძაფი, რომლის ბოლოები დენის წყაროსთანაა შეერთებული. ამიტომ დამკვირვებელი, რომელიც უმზერს L_2 ოკულარს, ერთსა და იმავე სიბრტყეში ხედავს გამოსაკვლევი სხეულის და ნათურის ძაფის გამოსახულებას. ამასთან



ნახ. 2

ნათურის ძაფის სიკაშკაშე თუ მეტია გამოსაკვლევი სხეულის სიკაშკაშეზე, მაშინ ის განათებულად მოჩანს ბნელ ფონზე და პირიქით. R რეოსტატის საშუალებით ნათურაში გამავალ დენს ისე ვარეგულირებთ, რომ სხეულის ფონზე ეს ძაფი აღარ ჩანდეს, ე.ი. ამ დროს ძაფისა და სხეულის სიკაშკაშე ერთმანეთის ტოლია. ნათურა წინასწარ დაგრადუირებულია აბსოლუტურად შავ სხეულზე, ანუ ცნობილია მოცემულ დენს ძაფის როგორი ტემპერატურა შეესაბამება. ამიტომ A ამპერმეტრზე დენის ათვლით გრადუირების მრუდიდან ვპოულობთ გამოსაკვლევი სხეულის T ტემპერატურას.

VI ლექცია

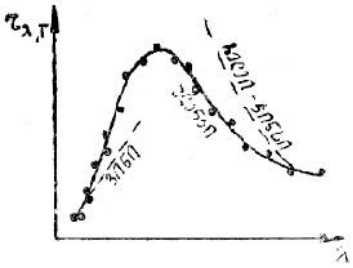
ჰიპოთეზა კვანტების შესახებ. პლანკის ფორმულა. რენტგენის სხივების გაბნევა, კომპტონის ეფექტი.

§1. ჰიპოთეზა კვანტების შესახებ. პლანკის ფორმულა.

აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების კანონების (სტეფან-ბოლცმანის და ვინის გადანაცვლების, სადაც პირველი განსაზღვრავდა გამოსხივების დამოკიდებულებას ტემპერატურაზე, ხოლო მეორე – როგორ იცვლება ტემპერატურის ცვლილებით მაქსიმუმის შესაბამისი ტალღის სიგრძე) დასადგენად საჭირო იყო დადგენილიყო გამოსხივების უნარიანობის $r_{a,T}$ ფუნქციის სახე.

კლასიკური წარმოდგენებით – რომ ნივთიერების ატომები და მოლეკულები ენერგიას გამოასხივებენ უწყვეტად, ანუ ტალღის სახით, მიღებული იქნა გამოსხივების უნარიანობისთვის ორი ფორმულა:

1. ვინის ფორმულა. ის მიიღო გერმანელმა ვინმა 1896 წ. თერმოდინამიკური მოსაზრებების საფუძველზე და ასეთი სახისაა: $r_{a,T} = \frac{a}{a^5} e^{\frac{b}{aT}}$, სადაც a და b მუდმივებია. ვინის ეს ფორმულა მართებულია მოკლე ტალღებისათვის, ანუ განაწილების მრუდის იმ ნაწილისთვის, რომელიც მოკლე ტალღებს შეესაბამება (ნახ. 1 – წყვეტილი ხაზი). გრძელი ტალღებისთვის იგი არ სრულდება.



ნახ. 1

2. რელეი – ჯინსის ფორმულა. ინგლისელები რელეი და ჯინსი $r_{a,T}$ ფუნქციის განსაზღვრისას გამომდინარეობდნენ კლასიკური სტატისტიკის დებულებიდან თავისუფლების ხარისხთა მიხედვით ენერგიის თანაბარი განაწილების შესახებ. მათ დაუშვეს, რომ თითოელ ელ. მაგნიტურ რხევაზე მოდის kT ტოლი ენერგია (k ბოლცმანის მუდმივაა). აქედან $\frac{1}{2}kT$ ელექტრული ენერგიაა, ხოლო $\frac{1}{2}kT$ მაგნიტური. ამ დაშვების საფუძველზე მათ მიიღეს, რომ $r_{a,T} = \frac{2\pi ckT}{a^4}$, სადაც $c = 3 \cdot 10^8$ მ/წმ – ვაკუუმში ელ. მაგნიტური ტალღების გავრცელების სიჩქარეა. ეს ფორმულა იძლევა ექსპერიმენტთან თანვდენას გრძელი ტალღებისათვის (ნახ. 1 – წყვეტილი ხაზი). მოკლე ტალღებისათვის ის მცდარია, რადგან მის მიხედვით ის გვიჩვენებს ენერგიის განუწყვეტლი ზრდას ტალღის სიგრძის შემცირების დროს, მაშინ როდესაც ტალღის სიგრძის გარკვეული a_m მნიშვნელობისთვის მოცემულ T ზე აქვს მაქსიმუმი.

ასევე ამ ფორმულიდან მივიღებთ, რომ $R_T = \int_0^\infty r_{a,T}\, da = 2\pi ckT \int_0^\infty \frac{da}{a^4} = \infty$, ე.ი. სრული ენერგეტიკული ნათება ნებისმიერ ტემპერატურაზე უნდა იყოს დიდი, მაშინ როდესაც სტეფან-ბოლცმანიდან ის T^4 ს პროპორციულია.

მაშასადამე ვინის ფორმულა მართებულია მოკლე ტალღებისთვის, რელეი-ჯინსისა კი გრძელი ტალღებისთვის. მაგრამ ისინი მართებული არიან მხოლოდ სპექტრის ცალკეული უბნებისათვის და ვერც ერთი ვერ ხსნის ენერგიის განაწილების ექსპერიმენტულ მრუდს მთლიანად.

1900 წელს პლანკი მიხვდა, რომ წონასწორული სითბური გამოსხივების (წონასწორულია გამოსხივება, თუ გამოსხივების ინტენსივობა დამოკიდებულია სხეულის ტემპერატურაზე და მაშასადამე წონასწორობის დარღვევას მისი აღდგენა მოჰყვება, მაგ. თუ სხეული გამოასხივებს მეტ ენერგიას, ვიდ-

რე შთანთქავს, ტემპერატურა დაეცემა, რის შედეგად გამოსხივება შემცირდება და წონასწორობა აღსდგება) ახსნა მანამდე ცნობილ კანონებზე დაყრდნობით არ შეიძლებოდა. ამიტომ მან წამოაყენა ჰიპოთეზა ენერგიის წყვეტილი ბუნების შესახებ. პლანკის მიხედვით სხეულის ნაწილაკები ენერგიას (სინათლის ელ.მაგნიტურ ტალღებს) ასხივებენ არა უწყვეტად (კლასიკური ფიზიკის თანახმად, ნებისმიერი სისტემის ენერგია შეიძლება შეიცვალოს უწყვეტად), არამედ წყვეტილად ცალკეული ულუფების ანუ კვანტების (ფოტონების) სახით. გამოსხივებული კვანტის ენერგია პროპორციულია გამოსხივებული სინათლის ტალღის სიხშირის: $\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$. აქ პროპორციულობის კოეფიციენტი h პლანკის მუდმივაა და რიცხობრივად $h = 6{,}62 \cdot 10^{-34}$ ჯ·წმ, ν გამოსხივებული სინათლის რხევის სიხშირეა, ხოლო λ ტალღის სიგრძე. ე.ი. კვანტის (ფოტონის) ენერგია მით მეტია, რაც მეტია გამოსხივებული სინათლის ტალღის რხევის სიხშირე (ანუ მცირეა ტალღის სიგრძე). აქედან პლანკმა გამოსხივების უნარიანობითვის მიიღო ფორმულა:

$$r_{\lambda,T} = 2\pi hc^2 \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1}.$$

პლანკის ფორმულის გრაფიკიც მოყვანილია ნახ. 1-ზე, რომელიც გამოსახულია უწყვეტი წირით. წერტილებით მოცემულია ექსპერიმენტული მონაცემები. ე.ი. ცდისეული მონაცემები ზუსტად ემთხვევა პლანკის ფორმულის გრაფიკს.

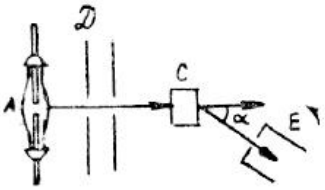
ამ ფორმულიდან უკვე მიიღება აბსოლუტურად შავი სხეულის კანონები. მართლაც თუ ამ ფორმულას ჩავსვამთ $dR_{\lambda,T} = r_{\lambda,T} d\lambda$ -ში და ამოვხსნით ინტეგრალს, მივიღებთ სტეფან-ბოლცმანის ფორმულას. მართლაც შემოვიტანოთ ახალი ცვლადი $x = \frac{hc}{k\lambda T}$, აქედან $\lambda = \frac{hc}{kTx}$ და $d\lambda = -\frac{hcdx}{kTx^2}$. მაშინ $r_{\lambda,T} = 2\pi hc^2 \left(\frac{kT}{hcx}\right)^2 \frac{x^5}{e^x - 1}$. დავადგინოთ ინტეგრების საზღვრები. როდესაც $\lambda = 0$, მაშინ $x = \infty$, ხოლო როცა $\lambda = \infty$, მაშინ $x = 0$. ე.ი. $R_{\lambda,T} = \int_0^\infty r_{\lambda,T} d\lambda = 2\pi hc^2 \left(\frac{kT}{hc}\right)^4 \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1}$. ცნობილია, რომ $\int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}$, ამიტომ $R_{\lambda,T} = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3c^2} \cdot T^4$ ავღნიშნოთ $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3c^2}$. მაშინ მივიღებთ $R_{\lambda,T} = \sigma T^4$, რაც გამოსახავს სტეფან-ბოლცმანის კანონს. $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3c^2}$ ფორმულაში რიცხვითი მნიშვნელობების ჩასმის შემდეგ მივიღებთ, რომ $\sigma = 5{,}68 \cdot 10^{-8} \frac{\text{ვტ}}{\text{მ}^2 K^2}$, რაც ზუსტად ემთხვევა ცდისეულ მნიშვნელობას.

ასევე ამ ფორმულიდან მიიღება ვინის პირველი და მეორე კანონი. მაშასადამე აბსოლუტურად შავი სხეულების გამოსხივების კანონები აიხსნება სინათლის არა ტალღური, არამედ კორპუსკულური (კვანტური) თვისებებით.

§2. რენტგენის სხივების გაბნევა, კომპტონის ეფექტი.

სინათლის კორპუსკულური თვისებები შედარებით სრულად და მკვეთრად გამოხატულია კომპტონის ეფექტში. სინათლის გაბნევის განხილვის დროს ვნახეთ, რომ გაბნეული სინათლის ტალღის

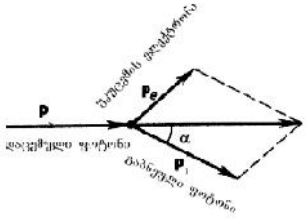
სიგრძე დაცემული ტალღის სიგრძის ტოლია. 1923 წ. კომპტონმა (ამერიკელი მეცნიერი) შეამჩნია, რომ რენტგენის სხივების გაბნევისას გაბნეულ სხივებში ზოგიერთი ტალღის სიგრძე უდრის დაცემული ტალღის სიგრძეს, ზოგიერთისა კი მასზე მეტია. კომპტონმა, რომელიც იკვლევდა მონოქრომატული რენტგენის სხივების გაბნევას მსუბუქ ატომიან ნივთიერებებთან (პარაფინი, გრაფიტი, ბორი) ურთიერთქმედებისას, შეამჩნია, რომ გაბნეულ სხივებში დაცემული ტალღის სიგრძის ტოლ სხივებთან ერთად შეიმჩნეოდა აგრეთვე სხივები, რომელთა ტალღის სიგრძე მეტი იყო დაცემულ ტალღის სიგრძეზე. **ნივთიერების თავისუფალ (ანუ სუსტად დაკავშირებულ) ელექტრონებზე რენტგენის სხივების გაბნევის შედეგად ტალღის სიგრძის ზრდას კომტონის ეფექტი ეწოდება**. უნდა აღინიშნოს, რომ გაბნევის შედეგად ტალღის სიგრძის ცვლილება დამოკიდებულია გაბნევის ~ კუთხეზე და არ არის დამოკიდებული ნივთიერების გვარობაზე. ეს კი მიუთითებს იმას, რომ გაბნევა ხდება ელექტრონებზე.



ნახ. 2

კომპტონის მიერ ჩატარებული ცდის სქემა მოცემულია ნახ. 2-ზე. ***A*** რენტგენის მილაკიდან გამოსხივებული სხივები ***D*** დიაფრაგმის გავლით ეცემა ***C*** გამბნევ ნივთიერებას. გაბნეული სხივები ეცემა ***E*** რენტგენოსპექტროგრაფს, რომლითაც სწავლობენ გაბნეულ სხივებს ტალღის სიგრძეების მიხედვით.

კლასიკური ელექტრომაგნიტური თეორიის მიხედვით დაცემული სხივი გამბნევ ნივთიერებაში იწვევს ატომის ელექტრონების იძულებით რხევებს, რომელთა სიხშირე ტოლია დაცემული ტალღის სიხშირის და ამის შედეგად ატომები გამოასხივებენ იგივე სიხშირის (ტალღის სიგრძის) ელ.მაგნ. ტალღას, ე.ი. გაბნეული ტალღის სიხშირე (სიგრძე) ტოლი იქნება დაცემული ტალღის სიხშირის (სიგრძის). ამიტომ ამ თეორიით კომპტონის ეფექტი ვერ აიხსნება. კომპტონმა ეს მოვლენა ახსნა კვანტური თეორიით, რომლის მიხედვით რენტგენის სხივები განიხილება როგორც კვანტების (ფოტონების) ნაკადი, რომელთაც გააჩნიათ ენერგია $\varepsilon = h\nu$ და იმპულსი $p = \frac{h\nu}{c}$. ($p = mc$, $\varepsilon = mc^2 = mc \cdot c = pc = h\nu$ და $p = \frac{h\nu}{c}$). ითვლებოდა, რომ რენტგენის სხივების გაბნევა წარმოადგენს რენტგენის კვანტისა და პრაქტიკულად თავისუფალი ელექტრონის ურთიერთქმედების შედეგს. ფოტოეფექტის დროს კვანტის ენერგია $\varepsilon = h\nu$ მთლიანად იხარჯება ელექტრონის გამოსვლის მუშაობაზე და მისთვის კინეტიკური ენერგიის მინიჭებაზე. კომპტონის ეფექტში კვანტი უძრავ თავისუფალ ელექტრონს (რომლის უძრაობის ენერგია დაჯახებამდე $\varepsilon_0 = m_0c^2$, ხოლო იმპულსი კი ნულის ტოლია) დრეკადი დაჯახებისას გადასცემს მხოლოდ თავისი ენერგიის ნაწილს, წარმოქმნის ე.წ. უკუცემის ელექტრონს (რომელსაც ექნება mc^2 ენერგია და იმპულსი $m\vec{v}$) და თვითონ განიბნევა (იცვლის მიმართულებას) $\varepsilon_1 = h\nu_1$ ენერგიით და $p_1 = \frac{h\nu_1}{C}$ იმპულსით (ნახ. 3).



ნახ. 3

მაშასადამე $\varepsilon > \varepsilon_1$, ან $h\nu > h\nu_1$, $\nu = \frac{c}{\lambda}$, $\nu_1 = \frac{c}{\lambda_1}$ და $\frac{1}{\lambda} > \frac{1}{\lambda_1}$. აქედან $\lambda_1 > \lambda$. ე.ი. გაბნეული ტალღის სიგრძე მეტია დაცემულისაზე. მაშასადამე რენტგენის სხივების გაბნევისას მათი ტალღის სიგრძის ზრდა უშუალო შედეგია გაბნევის გამო მათი შესაბამისი კვანტების ენერგიის შემცირებისა. ამ დროს გვაქვს ტალღის სიგრძის ცვლილება $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda$. მის საპოვნელად გამოვიყენოთ ენერგიისა და

იმპულსის მუდმივობის კანონები. როგორც ავღნიშნეთ ვთქვათ რენტგენის ფოტონი თავისუფალ (უძრავ) ელექტრონს დრეკადად ეჯახება. ენერგიის მუდმივობის კანონი ფოტონი – ელექტრონი ასე ჩაიწერება: $h\nu + m_0c^2 = h\nu_1 + mc^2$ ან $\frac{hc}{\lambda} + m_0c^2 = \frac{hc}{\lambda_1} + mc^2$. ცხადია $m > m_0$ (ელექტრონის მასა $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$). იმპულსის მუდმივობის კანონი კი ასე ჩაიწერება: $\vec{p} + 0 = \vec{p}_1 + \vec{p}_e$ ($\vec{p}$ და $\vec{p}_1$ რენტგენის კვანტის იმპულსებია დაჯახებამდე და დაჯახების შემდეგ, ხოლო $\vec{p}_e = m\vec{v}$ - ელექტრონის იმპულსი დაჯახების შემდეგ. აქედან კოსინუსების თეორემით (ნახ. 3) განისაზღვრება ელექტრონის იმპულსი: $m^2v^2 = p^2 + p_1^2 - 2p_1p_2\cos\theta$,

ან
$$(mv)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu_1}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu_1\cos\theta,$$

$$(mv)^2 = \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{h}{\lambda_1}\right)^2 - 2\frac{h}{\lambda\lambda_1}\cos\theta.$$

$\frac{hc}{\lambda} + m_0c^2 = \frac{hc}{\lambda_1} + mc^2$ ტოლობა შევკვეცოთ c-ზე და ავიყვანოთ კვადრატში და გარდაქმნის შემდეგ გვექნება:
$$(mc^2) = \left(\frac{h}{\lambda} - \frac{h}{\lambda_1} + m_0c\right)^2 = \frac{h^2}{\lambda^2} + \frac{h^2}{\lambda_1^2} - \frac{2h^2}{\lambda\lambda_1} + 2hm_0c\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_1}\right) + m_0^2c^2$$

$$\left[(a - b + c)^2\right] = \left[(a - b) + c\right]^2 = (a - b)^2 + 2c(a - b) + c^2 = a^2 - 2ab + b^2 + 2c(a - b0 + c^2$$

($a = \frac{h}{\lambda}$, $b = \frac{h}{\lambda_1}$, $c = m_0c$). ბოლო ტოლობას წევრ-წევრად გამოვაკლოთ შემდეგი ზემოთ მოყვანილი ტოლობა $(mv)^2 = \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{h}{\lambda_1}\right)^2 - 2\frac{h}{\lambda\lambda_1}\cos\theta$. მაშინ გვექნება:

$$m(c^2 - v^2) = m_0c^2 - 2\frac{h^2}{\lambda\lambda_1}(1 - \cos\theta) + 2hm_0c\frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda\lambda_1} \quad (\lambda - \lambda_1 = \lambda).$$

ამ ფორმულაში შევიტანოთ შემდეგი სიდიდე $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ ფორმულიდან გარდაქმნით მიღებული

$$m_0^2 = m^2\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \text{ ან } m_0^2c^2 = m^2(c^2 - v^2).$$ მაშინ გვექნება

$$\lambda - \lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0c}\sin^2\theta = 2\lambda_C\sin^2\frac{\theta}{2}.$$

აქ $\lambda_C = \frac{h}{m_0c} = 0{,}024\,A^0$ მუდმივას კომპტონის ტალღის სიგრძე ეწოდება. ე.ი. რაც მეტია θ, მით მეტია $\lambda - \lambda$. თუ $\theta = 0$, $\cos 0 = 1$ და მაშინ $\lambda - \lambda = 0$ ან $\lambda_1 = \lambda$, ანუ პირველადი ფოტონების მიმართულებით

ტალღის სიგრძის ცვლილება არ ხდება. თუ $\sim Z \frac{®}{2}$, მაშინ $\cos \sim Z\, 0$ და $a^a Z\, 0{,}024 A^0 Z\, a_c$ ე.ი. ტოლია კომპტონის ტალღის სიგრძის. თუ $\sim Z ®$, $\cos \sim Z\, J1$ და $a^a Z\, 2 \overset{0}{A} Z\, 0{,}024 \overset{0}{A} Z\, 0{,}048 \overset{0}{A}$, ე.ი. ამ დროს ტალღის სიგრძეთა სხვაობა ორჯერ მეტია, ვიდრე $\sim Z \frac{®}{2}$ მნიშვნელობისათვის, ან

$a^a Z\, 2 a_c$ ì $a_1 Z\, a H 2 a_c$.

გაბნეულ სხივებში ზოგიერთის ტალღის სიგრძის ტოლობა დაცემული ტალღის სიგრძესთან აიხსნება ასე, რომ ფოტონები ეცემა არა მარტო თავისუფალ ელექტრონებს, არამედ ისეთ ელექ-ტრონებსაც, რომლებიც ატომბირთვთან ძლიერად არიან დაკავშირებული (განსაკუთრებით მძიმე ატომებში). ამ დროს ფოტონი ცვლის ენერგიას და იმპულსს ატომთან მთლიანად. რადგან ატომის მასა ელექტრონის მასასთან შედარებით დიდია, ამიტომ ატომს გადაეცემა ფოტონის ენერგიის ძალიან მცირე ნაწილი. ამის გამო გაბნეული ტალღის სიგრძე პრაქტიკულად არ განსხვავდება დაცემული ტალღის სიგრძისაგან და კომპტონის ეფექტს ადგილი არ ექნება.

კომპტონის ეფექტი განსხვავებით ფოტოეფექტისაგან, რომელიც ადასტურებს, რომ ფოტონს აქვს $£ Z\, h¬$ ენერგია, არის იმის ექსპერიმენტული მტკიცება, რომ ფოტონს გააჩნია $p Z \frac{h}{a}$ იმპულსი.

კომპტონის ეფექტი დაიმზირება არა მარტო ელექტრონებზე, არამედ სხვა დამუხტულ ნაწილაკებზე, მაგ. პროტონებზე. მაგრამ იმის გამო, რომ პროტონების მასა ელექტრონების მასასთან შედარებით დიდია, მისი უკუცემა მოხდება ფოტონების მხოლოდ დიდი ენერგიის შემთხვევაში.

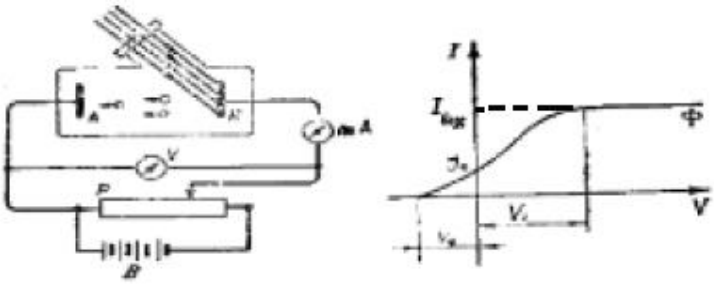
VII ლექცია

ფოტოელექტრული ეფექტი. ფოტოეფექტის კანონები. აინშტაინის ფორმულა. ფოტონის მასა და იმპულსი.

§1. ფოტოელექტრული ეფექტი. ფოტოეფექტის კანონები.

კიდევ ერთი ოპტიკური მოვლენა, რომელიც აიხსნება სინათლის ქვანტური ბუნებით, არის ფოტოეფექტი. **სინათლის სხივების მოქმედებით ლითონიდან უარყოფითი ელექტრონების ამოფრქვევის მოვლენას ფოტოეფექტი ეწოდება.** ის აღმოაჩინა ჰერცმა 1887 წელს. მან დაადგინა, რომ ულტრაისერი სხივების მოქმედებით უარყოფითად დამუხტული სხეული სწრაფად განიმუხტება (ე.ი. კარგავს უარყოფით მუხტს), მაშინ როდესაც დადებითად დამუხტული ფირფიტა არავითარ ცვლილებას არ განიცდის. შემდეგ მას სწავლობდა სტოლეტოვი. 10 წლის შემდეგ ინგლისელმა ტომსონმა და გერმანელმა ლენარდმა დაადგინეს, რომ სინათლის მოქმედებით ამოფრქვეული ნაწილაკის კუთრი მუხტი ტოლია $\frac{e}{m}$ Z $1{,}76 \cdot 10^{11}$ კ/კგ, რაც ემთხვეოდა მილიკენისა და ტომსონის მიერ ექსპერიმენტულად გაზომილ ელექტრონის კუთრ მუხტს. ე.ი. დადგინდა, რომ სინათლის დასხივების შედეგად ამოტყორცნილი ნაწილაკი არის ელექტრონი.

ნახ. 1-ზე ნაჩვენებია ფოტოეფექტის შესასწავლი ცდა და ფოტოდენის ძაბვაზე დამოკიდებულების გრაფიკი. მინის ბალონში, საიდანაც ამოტუმბულია ჰაერი, ჩარჩილულია ორი ელექტროდი – კათოდი (K) და ანოდი (A). ბალონში სინათლე შედიოდა კვარცის სარკმლიდან, რომელიც გამჭირვალეა როგორც ხილული, ისე ულტრაისფერი სინათლისათვის. კათოდზე სინათლის დაცემისას მისგან ამოიფრქვევა ელექტრონები, რომლებიც მიემართებიან ანოდისაკენ და წრედში გაივლის ფოტოდენი, რომელსაც ზომავს მილიამპერმეტრი. საჭირო იყო დადგენა, თუ როგორაა დამოკიდებული ამოტყორცნილი ელექტრონების რიცხვი და მათი ენერგია



ნახ. 1

(სიჩქარე) დაცემული მონოქრომატული სინათლის ინტენსივობაზე და სიხშირეზე. ცდისეული მონაცემებიდან ავაგოთ მრუდი კათოდსა და ანოდს შორის V J ძაბვასა და ფოტოდენის I J ძალის დამოკიდებულებას შორის (ვოლტ-ამპერული მახასიათებელი). გრაფიკიდან გამომდინარეობს შემდეგი დასკვნები:

1. როცა ძაბვა ნულია (V=0), მაშინ დენის ძალა არ არის ნული (I Z I_0). ეს ნიშნავს რომ კათოდიდან ამოტყორცნილ ელექტრონთა გარკვეულ რიცხვს გააჩნია საწყისი კინეტიკური ენერგია $\frac{mv^2}{2}$, რომლის ხარჯზეც ისინი აღწევენ ანოდამდე. შემდგომ ძაბვის ზრდით იზრდება ფოტოდენიც.

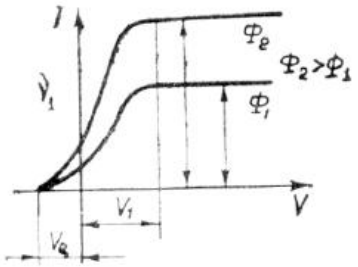
2. ძაბვის რაღაც V_1 მნიშ-ზე ფოტოდენი ნაჯერია (ე.ი ამ დროს კათოდიდან ერთ წამში ამოტყორცნილი ყველა ელექტრონი იმავე დროში აღწევს ანოდამდე. ნაჯერობის ფოტოდენი $I_{ნაჯ}$ Z ne, e J ელექტრონის მუხტია.

3. თუ K J კათოდსა და A J ანოდს შორის მოვდებთ უარყოფით ძაბვას, მაშინ ელექტრული ველი დაამუხრუჭებს კათოდიდან ამოტყორცნილ ელექტრონებს და ფოტოდენი მცირდება. როდესაც მამუ-

ხრუჭებელი ველის მუშაობა გაუტოლდება ელექტრონთა მაქსიმალურ საწყის კინეტიკურ ენერგიას $eV_{\text{დ}} = \frac{mv_m^2}{2}$, მაშინ ფოტოდენი უტოლდება ნულს (ელექტრონები ვერ აღწევენ ანოდს).

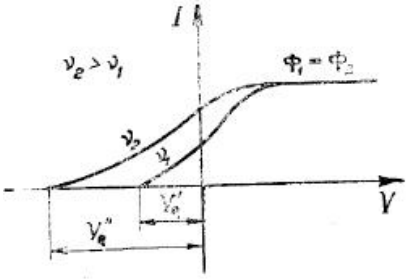
განვიხილოთ შემდეგი შემთხვევები:

ა) თუ დაცემული სინათლის ¬ სიხშირე უცვლელი იქნება, ხოლო ინტენსივობას (C) გავზრდით, მაშინ ვნახავთ რომ, სინათლის ინტენსივობის ზრდისას მამუხრუჭებელი ძაბვა არ იცვლება, ხოლო ნაჯერობის ფოტოდენი იზრდება, ანუ იზრდება ამოფრქვეული ელექტრონების რიცხვი და არა მათი კინეტიკური ენერგია. ეს არის ფოტოეფექტის I კანონი: **ნაჯერი ფოტოდენის სიდიდე პირდაპირპროპორციულია კათოდზე დაცემული სინათლის ინტენსივობის.** შესაბამისი გრაფიკი მოცემულია ნახ. 2-ზე. ე.ი. კათოდიდან ამოფრქვეული ელექტრონების საწყისი კინეტიკური ენერგია არაა დამოკიდებული დაცემული სინათლის ინტენსივობაზე.



ნახ. 2

ბ) ასევე, თუ ინტენსივობას უცვლელს დავტოვებთ, ხოლო სიხშირეს გავზრდით, მაშინ გაიზრდება დამამუხრუჭებელი ძაბვა (ნახ. 3). ამ შემთხვევაში იზრდება როგორც ავღნიშნეთ დამამუხრუჭებელი ძაბვა $V_{\text{დ}}'' [V_{\text{დ}}'$, ხოლო $eV_{\text{დ}} = \frac{mv_m^2}{2}$ ფორმულის თანახმად კი კათოდიდან ამოფრქვეული ელექტრონების კინეტიკური ენერგია. ცდებიდან დადგენილია, რომ დამამუხრუჭებელ ძაბვასა და კათოდზე დაცემულ სინათლის სიხშირეს შორის წრფივი დამოკიდებულებაა, რომლის ფორმულას ასეთი სახე აქვს $V_{\text{დ}}=k¬ J V_0$, სადაც k,V_0 J ცნობილი მუდმივებია და



ნახ. 3

მაშასადამე **კათოდიდან ამოტყორცნილი ელექტრონების მაქსიმალური კინეტიკური ენერგია წრფივად იზრდება დაცემული სინათლის სიხშირის მიხედვით და არაა დამოკიდებული სინათლის ინტენსივობაზე** ($\frac{mv^2}{2}$ Z $ek¬ J eV_0$. e J ელექტრონის მუხტია). ეს არის ფოტოეფექტის II კანონი.

ამავე დროს ყველა ლითონისთვის არსებობს სინათლის ზღვრული სიხშირე ($¬_0$ J წითელი საზღვარი), რომლის დროსაც ფოტოელექტრონის ენერგია ნულის ტოლია (მასზე ნაკლები სიხშირისას ფოტოეფექტს ადგილი არ აქვს). ე.ი. ფაქტიურად ფოტოეფექტის II კანონიდან გამოდის ფოტოეფექტის III კანონი: **არსებობს სინათლის ტალღის მინიმალური სიხშირე $¬_0$, რომლის ქვევითაც ფოტოეფექტს ადგილი აღარ ექნება, რანაირი მძლავრი სინათლის ნაკადიც არ უნდა დაეცეს კათოდს.** მართლაც $\frac{mv_m^2}{2}$ ~¬, ¬ J ს შემცირებით კინეტიკური ენერგია უნდა შემცირდეს და რაღაც $¬_0$ J ზე ნულის ტოლი უნდა გახდეს.

§2. აინშტაინის ფორმულა..

ეს ცდისეული ფაქტები ვერ აიხსნა სინათლის ტალღური თეორიით (მართლაც რატომ არის დამოკიდებული ერთ წამში ამოტყორცნილი ელექტრონების რიცხვი – ნაჯერობის ფოტოდენი

დაცემული სინათლის ინტენსივობაზე, რატომ არ არის ფოტოელექტრონების კინეტიკური ენერგია დამოკიდებული სინათლის ინტენსივობაზე, რატომ არსებობს წითელი საზღვარი). ისინი ახსნა აინშტაინმა სინათლის ქვანტური თეორიით (პლანკის ჰიპოთეზა – სინათლე გამოსხივდება კვანტებისფოტონების სახით), რომელმაც განაზოგადა პლანკის ჰიპოთეზე და დაუშვა, რომ სინათლე არა მარტო გამოსხივდება, ასევე ვრცელდება და შთაინთქმება კვანტების სახით (კვანტის ენერგია £ Z h¬ , სადაც h J პლანკის მუდმივაა, ¬ J სიხშირე). **აინშტაინის თეორიის მიხედვით ფოტოეფექტის დროს სინათლის კვანტის ენერგია £ Z h¬ იხარჯება ლითონიდან ელექტრონის ამოსაგდებად (გამოსვლის A) მუშაობაზე და მისთვის კინეტიკური ენერგიის მინიჭებაზე:** $h\neg$ Z A H $\frac{mv^2}{2}$. ეს არის აინშტაინის განტოლება ფოტოეფექტისათვის და ის ხსნის ცდისეულ მოვლენებს.

1. მართლაც რაც მეტია სინათლის ინტენსივობა, ანუ დაცემული ფოტონების რიცხვი, მით მეტი იქნება ამოგდებული ელექტრონების რიცხვიც, ანუ თუ სინათლის თითოეული კვანტი შთაინთქმება მხოლოდ ერთი ელექტრონით, მაშინ ამოფრქვეული ფოტოელექტრონების რიცხვი პროპორციული იქნება შთანთქმული ფოტონების რიცხვის და მაშასადამე კათოდზე დაცემული სინათლის ინტენსივობის (ფოტოეფექტის I კანონი).

2. ამ ფორმულიდან ელექტრონის კინეტიკური ენერგია $\frac{mv^2}{2}$ Z $h\neg$ J A. აქედან ჩანს, რომ ის პროპორციულია დაცემული სინათლის სიხშირის და დამოკიდებულია გამოსვლის A – მუშაობაზე, რომელიც მოცემული ლითონისათვის მუდმივია (ფოტოეფექტის II კანონი).

3. ასევე ჩანს, რომ ფოტოეფექტი მაშინ გვაქვს ($\frac{mv^2}{2} \div 0$), როდესაც დაცემული კვანტის ენერგია მეტია გამოსვლის მუშაობაზე $h\neg$ ñ A. აქედან ფოტოეფექტის წითელი საზღვარი, ანუ ზღვრული სიხშირე ასე განისაზღვრება $h\neg_0$ Z A,...$\neg_0$ Z $\frac{A}{h}$, რომელიც სხვადასხვა ლითონისთვის სხვადასხვაა. რადგან c Z $\neg_0 a_0$, ამიტომ შესაბამისი ტალღის სიგრძე a_0 Z $\frac{hc}{A}$ ($\frac{c}{a_0}$ Z $\frac{A}{h}$).

$\neg_0$ J დამოკიდებულია მასალის გვარობაზე და ზედაპირის მდგომარეობაზე.

§3. ფოტონის მასა და იმპულსი.

როგორც ზემოთ ავღნიშნეთ აბსოლუტურად შავი სხეულების კანონების ასასხნელად პლანკმა დაუშვა, რომ სინათლე გამოსხივდება წყვეტილად, პორციების – კვანტების სახით. ფოტოეფექტის ასასხნელად კი აინშტაინმა დაუშვა, რომ სინათლე არა მარტო გამოსხივდება, არამედ ვრცელდება და შთაინთქმება პორციების – კვანტების სახით. ეს ჰიპოთეზა შემდგომ დამკიცებული იქნა ცდების საშუალებით ჯერ იოფეს, შემდეგ კი ბოტეს მიერ. ექსპერიმენტულად დამტკიცდა განსაკუთრებული ნაწილაკის (კვანტის) არსებობა, რომელსაც ფოტონი უწოდეს. პლანკის თეორიით ფოტონის ენერგია დამოკიდებულია ტალღის ¬ სიხშირეზე (ტალღის a სიგრძეზე) და გამოისახება ფორმულით: £ Z $h\neg$ Z $h\frac{c}{a}$. ფოტონები ნებისმიერ სისტემაში მოძრაობენ c Z 3 ě 10^8 მ/წმ სიჩქარით, ამიტომ იგი რელატივისტური ნაწილაკია და

ფარდობითობის თეორიის თანახმად მისი მასა გამოითვლება ფორმულით: $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$, სადაც

m_0 - ნაწილაკის უძრაობის მასაა, v - კი მისი სიჩქარე. რადგან $v = c$, ამიტომ გამოდის, რომ $m = \infty$, რაც უაზრობაა. მაშინ უნდა დავუშვათ, რომ $m_0 = 0$. ე.ი. ფოტონი უძრავ მდგომარეობაში არ არსებობს. ის "გაჩენისთანავე" იძენს c სიჩქარეს. სხივი რომ გაჩერდეს, მაშინ სინათლე თავის არსებობას შეწყვეტს. ფოტონი შთაინთქმება ნივთიერების მიერ და მათი ენერგია გარდაიქმნება სხვა სახის ენერგიად. აინშტაინის ფარდობითობის თეორიის თანახმად ნაწილაკის ენერგია დამოკიდებულია მის მასაზე: $E = mc^2$. მაშინ $E = h\nu = h\frac{c}{\lambda}$ ფორმულის გათვალისწინებით მივიღებთ, რომ $m = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}$. ე.ი. თუ გავითვალისწინებთ ტალღის სიგრძეებს, ხილულ სინათლეში ყველაზე დიდი მასა აქვს "იისფერ" ფოტონს, ყველაზე პატარა "წითელს". ფოტონის იმპულსის განსაზღვრისათვის გამოვიყენოთ ფარდობით თეორიაში დადგენილი კავშირი ენერგიასა და იმპულსს შორის: $E = c\sqrt{P^2 + m_0^2c^2}$. რადგან ფოტონისთვის უძრაობის მასა, $m_0 = 0$, ამიტომ $E = Pc$ და ფოტონის იმპულსი $P = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} = \frac{mc^2}{c} = mc$.

აქედან ჩანს, რომ რაც მეტია სიხშირე, მით მეტია ფოტონის ენერგია და იმპულსი, ანუ მით უფრო მკაფიოდ არის გამოხატული სინათლის ნაწილაკური (კორპუსკულური) თვისებები.

ქვემოთ ცხრილში მოყვანილია სხვადასხვა გამოსხივების შესაბამისი სიხშირეები და ფოტონთა მასები. ცხრილიდან ჩანს, რომ ხილული სინათლის მასა სხვა გამოსხივებებთან შედარებით მცირეა.

გამოსხივების სახე	ν, ჰც	m_γ კგ
ხილული სინათლე	$5{,}4\cdot10^{14}$	$4\cdot10^{-36}$
ულტრაიისფერი გამოსხივება	$3\cdot10^{15}$	$2{,}2\cdot10^{-35}$
ხისტი რენტგენის სხივები	$8\cdot10^{18}$	$6\cdot10^{-32}$
γ - სხივები	$3\cdot10^{20}$	$2{,}2\cdot10^{-30}$

რენტგენის გამოსხივების კვანტის მასა ელექტრონის მასის შესადარია, ხოლო γ - სხივების კვანტის მასა კი აღემატება მას.

საბოლოოდ დადგინდა, რომ სინათლეს გააჩნია ორმაგი თვისება, დუალიზმი. სინათლის გავრცელებისას (ინტერფერენცია, დიფრაქცია, პოლარიზაცია) მას ახასიათებს ტალღური თვისებები, ხოლო ნივთიერებასთან ურთიერთქმედებისას (გამოსხივება და შთანთქმა) – კორპუსკულური. ასევე დადგენილია, რომ დუალიზმით ხასიათდებიან მიკრონაწილაკებიც: ელექტრონი, პროტონი და სხვა. ამ ნაწილაკის თვისებებს შეისწავლის კვანტური მექანიკა.

VIII ლექცია

ატომის აგებულება. რეზერფორდის ცდა. ატომის ბირთვული მოდელი. ატომის ბირთვული მოდელის სიძნელეები.

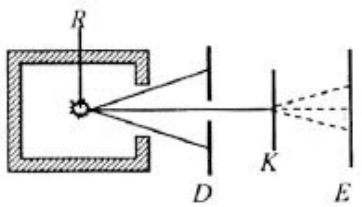
§1. ატომის აგებულება. რეზერფორდის ცდა.

სიტყვა ატომი ბერძნული წარმოშობისაა და ნიშნავს განუყოფელს. ძველი ბერძნები თვლიდნენ, რომ ატომი იყო ნივთიერების შემადგენელი უმცირესი ნაწილაკი, რომლის შემდგომი გაყოფა შეუძლებელია. შემდეგში აღმოჩნდა რომ ეს აზრი მცდარი იყო. მე-19 საუკუნის მეორე ნახევარში მთელი რიგი ფაქტებით დადგინდა, რომ ატომი რთული აგებულებისაა. რომ ატომი შედგება დადებითად და უარყოფითად დამუხტული ნაწილაკებისაგან. დაისვა საკითხი, თუ როგორ ეს ნაწილაკები განაწილებული ატომში, ანუ როგორია ატომის აგებულება.

პირველი მოდელი ატომის აგებულების შესახებ შექმნა ტომსონმა, რომლის მიხედვით ატომი წარმოადგენს 10^{-10} მ რადიუსის მქონე სფეროს, რომლის შიგნით თანაბრადაა განაწილებული დადებითი მუხტი, ხოლო მათ შორის კი წონასწორობის მახლობლად ირხევიან ელექტრონები, რაც განაპირობებს ატომის მიერ ელექტრომაგნიტური ტალღის (სინათლის) გამოსხივებას. ატომის სრული მუხტი ნულის ტოლია, ე.ი. უარყოფითი და დადებითი ჯამური მუხტი ატომში ერთნაირია. ელექტრონების ნაკლებობა ან სიჭარბე იწვევს დადებითი და უარყოფითი იონების წარმოქმნას.

ამ მოდელს ჰქონდა გარკვეული ნაკლოვანები – არ იყო განსაზღვრული ატომში ელექტრონების რაოდენობა, ასევე რა როლს ასრულებდა ატომში დადებითი მუხტი. ამ მოდელში უარყოფითი მუხტები არსებობენ ცალკეული ნაწილაკების – ელექტრონების სახით, დადებითი მუხტი კი უწყვეტადაა განაწილებული გაცილებით დიდ მოცულობაში. ისმებოდა კითხვა: მაშინ რა აკავებდა ამ დადებით მუხტებს, რატომ არ გაიტყორცნებოდნენ ისინი კულონური ძალის გავლენით. გამოკვლევებმა აჩვენა, რომ ტომსონის ჰიპოთეზა მცდარი იყო. ატომის აგებულების თანამედროვე წარმოდგენების საფუძველი გახდა რეზერფორდისა და მისი მოწაფეების გეიგერისა და მარსდენის მიერ 1906-911 წელს ჩატარებული ცდების შედეგები ~ (ჰელიუმის დადებითი He^{++} ბირთვები) ნაწილაკების გაბნევაზე თხელი ლითონის ფურცელში გავლისას, რომლის მიზანი იყო იმის დადგენა, ატომის დადებითი მუხტი მთელ მოცულობაში იყო განაწილებული, როგორც ტომსონი თვლიდა, თუ თავმოყრილია მცირე მოცულობაში. ცდებმა აჩვენა, რომ ტომსონის მოდელი მცდარია მთავარ საკითხში – დადებითი მუხტი თანაბრადაა განაწილებული ატომის მთელ მოცულობაში.

ცდის სქემა მოცემულია ნახ. 1-ზე. კონტეინერში მოთავსებული იყო ~ ნაწილაკების წყარო – ***R*** რადიოაქტიური პრეპარატი. წყაროდან წამოსული ~ ნაწილაკები ***D*** დიაფრაგმაში გავლის შემდეგ ვიწრო კონის სახით ეცემოდა გოგირდოვანი თუთიით (***ZnS***) დაფარულ ნახევრადგამჭირვალე ***E*** ეკრანს, რომელზეც მათ მიერ გამოწვეული ხანმოკლე ნათებების შედეგად მიიღებოდა ხვრელის ზომის შესაბამისი ლაქა, რომლის დამზერა მიკროსკოპით ხდებოდა. ამის შემდეგ ამ ნაწილაკების გზაზე ათავსებდნენ ოქროს თხელ (***d*** ù ***1*** მკმ სისქის) ფირფიტას – ***K*** კილიტას. დიდი კინეტიკური ენერგიის ~ ნაწილაკები გადიოდნენ ოქროს ფირფიტაში, შემდეგ ისინი ეცემოდნენ ლუმინესცირებ ეკრანს. შედეგად ეკრანზე ხდებოდა მნათი ლაქის გაფართოება, რაც გამოწვეული იყო კილიტაში გავლის შემდეგ ~ ნაწილაკების გადახრით საწყისი მიმართულებიდან, ანუ მათი გაბნევით. ეკრანზე



ნახ. 1

დაკვირვებისას (ამ ნაწილაკების გაბნევის შედეგად ფირფიტაში) დაიმზირებოდა განიერი ლაქა (განსხვავებით, როდესაც ფირფიტა არ გვქონდა) ცენტრში უდიდესი ინტენსივობით. ე.ი. ნაწილაკების უმრავლესობა გადიოდა მიმართულების შეუცვლელად, ანუ გაბნევის გარეშე ნაწილი გადაიხრებოდა – მეტად მცირე კუთხეებით, ძალიან მცირე (დაახლობით **20000**-დან **1** – 180^0-ითაც კი. ანუ **გაბნეული ნაწილაკების რიცხვი გაბნევის კუთხის ზრდასთან ერთად მკვეთრად მცირდებოდა.** ის ფაქტი, რომ ნაწილაკების დიდი რაოდენობა "განჭოლავს" ატომებს და ამასთან არ განიცდის ძლიერ გადახრებს, მოწმობს იმას, რომ ატომების მიერ დაკავებულ სივრცის დიდ ნაწილში ელექტრული ველი არაა ძლიერი. მაგრამ იმ ფაქტიდან, რომ ~ ნაწილაკების მცირე რიცხვი მაინც გადაიხრება დიდი კუთხეებით, გამომდინარეობს მნიშვნელოვანი დასკვნები.

ისმეოდა კითხვა: რა მიზეზით იცვლიან ~ ნაწილაკები მიმართულებას. ამ ნაწილაკებს აქვთ მასა და მუხტი. ამიტომ მათზე შეიძლება იმოქმედოს როგორც გრავიტაციულმა, ისე კულონურმა ძალებმა, მაგრამ კულონური ძალების სიდიდე მნიშვნელოვნად აღემატება გრავიტაციულ ძალებს. ე.ი. მათ გადახრას იწვევენ ატომის შიგნით მყოფი დამუხტული ნაწილაკები. ცხადია ელექტრონებს მათი მასის სიმცირის და მუხტის უარყოფითობის გამო ამ ნაწილაკების გადახრა არ შეეძლოთ. გადახრის მიზეზი შეიძლება ყოფილიყო მცირე მოცულობაში (რომელიც გაცილებით ნაკლებია ატომის მოცულობაზე) თავმოყრილი დადებითი მუხტი, რომლის მასა თითქმის ატომის მასის ტოლია (ელექ-ტრონებს, რომელთა მასა მცირეა და მუხტი უარყოფითი გადახრა არ შეეძლოთ). იმისათვის, რომ ~ J ნაწილაკი გადაიხაროს 180^0-ის მახლობელი კუთხით, ის უნდა მიუახლოვდეს დადებით მუხტს ისეთ r მანძილზე, რომლისთვისაც მთელი კინეტიკური ენერგია დახარჯული აღმოჩნდება განზიდვის ელექტრული ძალების დაძლევაზე და გარდაიქმნება სისტემის პოტენციურ ენერგიად (~ ნაწილაკი თანდათან უახლოვდება ბირთვს, შემდეგ იცვლის სიჩქარის მიმართულებას საპირისპიროდ – ამ მომენტში სიჩქარე ნულის ტოლია და მისი კინეტიკური ენერგია გადადის მისი და ატომის განზიდვის პოტენციურ ენერგიაში): $E_{pot} = \frac{mv_m^2}{2} = \frac{q_{\sim} q_{Au}}{r} = \frac{2e \cdot Ze}{r}$, სადაც $q_{\sim} = 2e$ J ~ J ნაწილაკის მუხტია, Z J ოქროს (Au) რიგითი ნომერი პერიოდულ სისტემაში. ამ გამოთვლებით მიღებულია, რომ $r = 10^{-15}$ J 10^{-14} მ. ე.ი. იმისათვის, რომ ~ ნაწილაკი გადაიხაროს 180^0-ის მახლობელი კუთხით, ის უნდა მიუახლოვდეს დადებით მუხტს 10^{-15} მ მანძილზე. აქედან კი გამომდინარეობს, რომ ატომის დადებითი მუხტი განაწილებულია არა ატომის მთელ მოცულობაში, არამედ კონცენტრირებულია მის მცირე ნაწილში, რომლის ხაზოვანი ზომები 10^{-15} მ რიგისაა. დადებითი მუხტი ატომის მთელ მოცუ-ლობაში რომ იყოს განაწილებული, მაშინ ის ვერ შექმნიდა ისეთ ველს, რომელიც შესძლებდა ~ ნაწილაკების უკუგდებას. მაშასადამე ატომის დადებითი მუხთი მხოლოდ ერთგანაა კონცენ-ტრირებული – მის მცირე მოცულობაში და სწორედ ის ~ ნაწილაკები გადაიხრებიან, რომელიც ახლოს ჩაივლიან ბირთვთან.

ამ მცირე მოცულობას ატომის ბირთვი ეწოდება. თუ ტომსონის მიხედვით დადებითი მუხტი განაწილებული იქნებოდა მთელ მოცულობაში, მაშინ ფირფიტის დადებითი მუხტი განიზიდავდა ~ – ნაწილაკებს არ მიცდემდა კილიტაში გავლის საშუალებას.

§2. ატომის ბირთვული მოდელი. ატომის ბირთვული მოდელის სიძნელეები.

ასეთი ცდების საფუძველზე რეზერფორდმა 1911 წელს შექმნა ჩამოაყალიბა შემდეგი დასკვნები:

1. ატომს აქვს ბირთვი, რომელიც მოთავსებულია ატომის ცენტრში და რომლის რადიუსი 10^{-15} მ რიგისაა.

2. ბირთვის დადებითი მუხტია Ze, სადაც Z - ელემენტის რიგითი ნომერია პერიოდულ სისტემაში, e-ელექტრონის მუხტის აბსოლუტური მნიშვნელობა.

3. ელექტრონები მოძრაობენ ბირთვის ირგვლივ ორბიტებზე, რომელთა რადიუსი არ აღემატება ატომის რადიუსს (10^{-10} მ).

4. ნეიტრალური ატომის ბირთვში დადებითი ნაწილაკების – პროტონების რაოდენობა ტოლია ატომში ელექტრონების რაოდენობისა.

ეს არის ატომის აგებულების **ბირთვული მოდელი.** რეზერფორდის მიერ წარმოდგენილი ატომის ბირთვული მოდელი გარეგნულად მოგვაგონებს მზის სისტემას: სისტემის ცენტრში იმყოფება "მზე" – ბირთვი, ხოლო მის ირგვლივ ორბიტებზე მოძრაობენ "პლანეტები" – ელექტრონები. ამის გამო ატომის ბირთვულ მოდელს ასევე უწოდებენ **პლანეტარულს.**

ასევე ამ მოდელის სისწორეზე მიუთითებდა ის, რომ ამ მოდელის საფუძველზე რეზერფორდის მიერ თეორიულად გამოყვანილი გაბნევის ფორმულა (გაბნეული ნაწილაკების რიცხვის დამოკიდებულება გაბნევის კუთხეზე) კარგად ხსნიდა ცდისეულ ფაქტებს.

შემდგომ დადგენილი იქნა, რომ ატომბირთვიც რთული აგებულებისა. იგი შედგება დადებითად დამუხტული ნაწილაკებისაგან – პროტონებისაგან (p) და ნეიტრალური ნაწილაკებისაგან – ნეიტრონებისაგან (n). ე.ი. ატომი შედგება სამი სახის ელემენტარული ნაწილაკებისაგან: ელექტრონების, პროპტონების და ნეიტრონებისაგან.

ელექტრონის მუხტი და მასა ტოლია: $e = -1{,}6 \cdot 10^{-19}$ კ, $m_e = 9{,}1 \cdot 10^{-31}$ კგ.

პროტონის მუხტი სიდიდით ელექტრონის მუხტის ტოლია, ხოლო მასა დაახლოებით 1840-ჯერ მეტია ელექტრონის მასაზე: $q_p = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ კ, $m_p \approx 1840 m_e$.

ნეიტრონის მუხტი ნულის ტოლია, ხოლო მასა ცოტათი მეტია პროტონის მასაზე: $q_n = 0$, $m_n \approx m_p$.

რეზერფორდის დადგენილი ატომის ბირთვული მოდელი შეიცავდა გარკვეულ სიძნელეებს, კერძოდ იგი ვერ ხსნიდა ატომის მდგრადობას და გამოსხივების სპექტრის არსებობას კლასიკური ფიზიკის კანონების გამოყენებით. მართლაც

ა) რადგან ელექტრონები მოძრაობენ ბირთვის გარშემო წრიულ ორბიტებზე, ამიტომ მათ გააჩნიათ აჩქარება, ხოლო აჩქარებულად მოძრავი მუხტი კლასიკური ელექტროდინამიკის კანონების გამოყენებით უნდა ასხივებდეს ელექტრომაგნიტურ ტალღებს, ანუ კარგავდეს ენერგიას და ენერგია განუწყეტლივ უნდა მცირდებოდეს. ამის შედეგად ორბიტაზე ბრუნვის რადიუსიც უნდა შემცირდეს, ანუ ელექტრონი უნდა მოძრაობდეს სპირალურ წირზე და ბოლოს უნდა დაეცეს ატომის ბირთვს და ატომი უნდა გაქრეს. ე.ი. ატომი არ უნდა იყოს მდგრადი სისტემა. გამოთვლებით მეღებულია რომ ეს პროცესი უნდა შესრულდეს 10^{-10} წმ-ის განმავლობაში. მაგრამ სინამდვილეში ატომი მდგრადია.

ბ) ნიუტონის II კანონის თანახმად კულონური მიზიდვის ძალა ბირთვსა და ელექტრონს შორის ტოლია ცენტრისკენული ძალის $k\frac{Ze \cdot e}{r^2} = \frac{mv^2}{r}$ (რადგან ელექტრონი მოძრაობს ბირთვის გარშემო). ამ ფორმულაში უცნობია ორი სიდიდე r და v. ამის გამო უნდა არსებობდეს r რადიუსების და მისი

შესაბამისი ***v*** სიჩქარის და მაშასადამე ***E*** ენერგიის უამრავი სიმრავლე და ისინი შეიძლება შეიცვალონ უწყვეტად და ერთი ორბიტიდან მეორეზე გადასვლისას გამოსხივება უნდა მოხდეს უწყვეტად და არა პორციებით. თან გამოსხივების სიხშირე ელექტრონის ბრუნვის სიხშირის ტოლი უნდა იყოს. სინამდვილეში ეს ასე არ არის. ატომი ასხივებს არა უწყვეტ არამედ ხაზოვან სპექტრს და ამ სპექტრში ცალკეული სპექტრული ხაზები განლაგებულია გარკვეული კანონზომიერებით.

ამრიგად რეზერფორდის ატომის ბირთვული მოდელისადმი კლასიკური ფიზიკის კანონების გამოყენებამ მიგვიყვანა ცდისეულეულ ფაქტებთან სრულ წინააღმდეგობამდე. ე.ი ამ თეორიიდან გამოდის, რომ:

1) ელექტრონის მიერ ელექტრომაგნიტური ტალღების გამოსხივებისას ენერგიის დაკარგვის გამო ატომი უნდა იყოს არამდგრადი. სინამდვილეში ატომი მდგრადი სისტემაა და

2) ხაზოვანი (წყვეტილი) სპექტრი არ უნდა არსებობდეს. სინამდვილეში ატომურ მდგომარეობაში მყოფი ნივთიერება (გავარვარებული აირი ან ორთქლი) გამოასხივებს არა უწყვეტ, არამედ ხაზოვან სპექტრს.

ეს ღრმა წინააღმდეგობა ცდისეულ ფაქტებსა და კლასიკური ფიზიკის კანონების გამოყენებით მიღებულ შედეგებს შორის იძლევა იმ დასკვნის გაკეთების საშუალებას, რომ კლასიკური მექანიკის და ელექტროდინამიკის განტოლებები, რომლებიც მიღებულია მაკროსკოპიული ზომების არეებში ელექტრული მუხტების მოძრაობის შესწავლის შედეგად, არ გამოხატავს ატომში ელექტრონების მოძრაობის ნამდვილ ხასიათს. მაშასადამე ატომში ელექტრონების მოძრაობისას თავს იჩენს ახალი თვისებები, რომლებიც ვერ აიხსნებოდა ნიუტონის და მაქსველის განტოლებებით.

ამ თვისებების ასახსნელად ძალზე მნიშვნელოვანია წყალბადის სპექტრში აღმოჩენილი კანონზომიერებები.

IX ლექცია

კანონზომიერებანი წყალბადის ატომის გამოსხივების სპექტრში, სერიული ფორმულები. ბორის პოსტულატები. ბორის თეორია წყალბადისებური სისტემებისათვის. და მისი სიძნელეები.

§1. კანონზომიერებანი წყალბადის ატომის გამოსხივების სპექტრში, სერიული ფორმულები.

ნორმალურ მდგომარეობაში წყალბადის ატომები არ ასხივებენ, მაგრამ თუ მათ გადავცემთ დამატებით შინაგან ენერგიას, მაშინ ატომურ მდგომარეობაში მყოფი წყალბადის ატომები აღიგზნებიან და გამოასხივებენ ხაზოვან სპექტრს, რომლებიც შეიძლება დავყოთ ცალკეული ხაზებისაგან შედგენილ ჯგუფებად ანუ სერიებად. თვითოელ სერიაში სიხშირეთა შესაბამისი ხაზების ერთობლიობა ემორჩილება გარკვეულ კანონზომიერებებს და შიძლება აღიწეროს მარტივი მათემატიკური ფორმულით. შვეიცარიელმა ფიზიკოსმა ბალმერმა მიიღო სპექტრის ხილული ნაწილის ხაზების შესაბამის სიხშირეთა გამოსათვლელი ფორმულა და ის ასეთი სახისაა:

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right),$$

სადაც $R = 3{,}29 \cdot 10^{15}$ წმ$^{-1}$ – რიდბერგის მუდმივაა, ხოლო $n = 3,4,5.....$. თუ $n = 3$ გვაქვს წითელი პირველი ხაზი, $n = 4$ მეორე – მომწვანო ცისფერი, $n = 5$ - მესამე – ლურჯი, $n = 6$ მეოთხე – იისფერი. შეიძლება შესაბამისი ტალღის სიგრძეების გამოთვლაც $\lambda = \frac{c}{\nu}$. $n \to \infty$ ის გაზრდით სერიის ხაზები უახლოვდება ერთმანეთს. $n = \infty$ განსაზღვრავს სერიის საზღვარს და მისი შესაბამისი ტალღის სიგრძე $\lambda = 3645{,}981 \cdot 10^{-10}$ მ.

შემდეგში წყალბადის სპექტრში აღმოაჩინეს ლაიმანის სერია – სპექტრის უხილავ ულტრაისფერ ნაწილში

$$\nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 2,3,4..,$$

და პაშენის სერია უხილავ ინფრაწითელ არეში

$$\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 4,5,6 .$$

ასევე შორეულ ინფრაწითელ არეში აღმოჩნდა ბრეკეტის სერია

$$\nu = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right), n = 5,6,7...$$

და პფუნდის სერია

$$\nu = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right), n = 6,7,8,... .$$

ზოგადად წყალბადის ატომის ყველა სერიული ფორმულა შეიძლება გამოისახოს ერთიანი ფორმულით

$$\nu = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right),$$

სადაც მთელი რიცხვები $m = 1,2,3...$ განსაზღვრავს სერიას, ხოლო $n = m + 1, m + 2...$ ამ სერიის ცალკეულ ხაზს. ბოლო ფორმულა დიდი სიზუსტით დადსტურდა ექსპერიმენტალურად. ამ ფორმულაში გამოჩნდა მთელი რიცხვების განსაკუთრებული როლი სპექტრულ კანონზომიერებაში.

§2. ბორის პოსტულატები. მაშასადამე ატომის ბირთვულ მოდელს კლასიკური მექანიკისა და ელექტროდინამიკის ფარგლებში არ შეუძლია ახსნას ატომის მდგრადობის და გამოსხივების სპექტრის კანონზომიერებათა ახსნა. როგორც ზემოთ ავღნიშნეთ გამოსხივებისა და შანთქმის სპექტრების წყვეტილ ხასიათს მივყავართ იმ დასკვნამდე, რომ ატომს შეუძლია გამოსხივება არა უწყვეტად ნებისმიერი რაოდენობით, არამედ სრულიად განსაზღვრული ულუფებით – კვანტებით. სწორედ ამას მიაქცია ყურადღება დანიელმა ფიზიკოსმა ნილს ბორმა, რომელმაც შექმნა ატომის აგებულების არაკლასიკური, კვანტური თეორია და ჩამოაყალიბა სამი პოსტულატი:

1. ელექტრონებს ატომში მოძრაობა შეუძლიათ არა ნებისმიერ, არამედ მკაცრად განსაზღვრულ (სტაციონალურ-კვანტურ) ორბიტებზე – თავისი რადიუსით, სადაც მათ აქვთ მკაცრად განსაზღვრული ენერგია. ეს ენერგია არ იცვლება, სანამ ელექტრონი ამ ორბიტაზეა. ამ ორბიტებზე, რომლებსაც სტაციონალურ ანუ დასაშვებ ორბიტებს უწოდებენ, ელექტრონის იმპულსის მომენტი mvr_n ჯერადია $\frac{h}{2®}$ J ის ე.ი. $mvr_n = n\frac{h}{2®}$ Z $n\hbar$, $\hbar$ Z $\frac{h}{2®}$, სადაც n Z $1,2,3..$ აქ n J მთავარი კვანტური რიცხვია. ეს ტოლობა გამოხატავს ელექტრონული ორბიტების დაკვანტვის პირობას. ამ დაკვანტვის პირობიდან განისაზღვრება სტაციონალური ორბიტის რადიუსი.

2. სტაციონალურ მდგომარეობაში მყოფი ატომი არ ასხივებს და არც შთანთქავს ენერგიას, მიუხედავად იმისა, რომ იგი აჩქარებულად მოძრაობს. ყოველ სტაციონალურ მდგ-ში ელექტრონს აქვს რაღაც E_n ენერგია ე.ი. მოძრაობს n J ურ ორბიტაზე. ეს ენერგია არ იცვლება, სანამ ელექტრონი ამ ორბიტაზეა. ეს პოსტულატი ეწინააღმდეგება კანონს იმის შესახებ, რომ აჩქარებულად მოძრავი მუხტი უნდა ასხივებდეს ენერგიას.

მაშასადამე I და II პოსტულატი ხსნის ატომის მდგრადობას.

3. ერთი სტაციონალური ორბიტიდან მეორეზე ელექტრონის გადასვლისას გამოსხივდება (ან შთაინთქმება) ენერგიის კვანტი, რომლის ენერგია $h¬$ Z E_n J E_k (E_n, E_k ენერგიებია შესაბამის ორბიტებზე). თუ E_n [E_k ენერგია გამოსხივდება და პირიქით. გამოსხივება ხდება ელექტრონის გადასვლისას მეტი ენერგიის მდგომარეობიდან ნაკლებში, ანუ ელექტრონი გადადის მეტი რადიუსის მქონე ორბიტიდან ნაკლებ რადიუსიანზე. ე.ი. ელექტრონი უახლოვდება ბირთვს. პირიქით ენერგია შეთაინთქმება.

თუ ელექტრონის მიერ შეძენილი ენერგია მეტია ელექტრონსა და ატომბირთვს შორის ბმის ენერგიაზე, მაშინ ადგილი აქვს ატომის იონიზაციას. თუ ეს ენერგია საკმარისი არაა იონიზაციისთვის, მაშინ ელექტრონი გადადის უფრო მაღალ ენერგეტიკულ დონეზე, სადაც ის რჩება ~10^{-8} წმ-ის განმავლობაში, შემდეგ კი უბრუნდება ძირითად მდგომარეობას და ჭარბ ენერგიას გამოასხივებს სინათლის კვანტის სახით. ეს გამოსხივებული ენერგია ტოლია იმ ენერგიისა, რომელიც ელექტრონმა მიიღო აღგზნების დროს. ე.ი. გამოდის, რომ ატომები შთნთქავენ იმ სიხშირეებს, რომელთა გამოსხივებაც მათ შეუძლიათ (კირჰხოფის კანონი). გამოსხივების სიხშირე

$$¬ \text{ Z } \frac{E_n}{h} \text{ J } \frac{E_m}{h}$$

და ის განისაზღვრება არა ატომში ელექტრონის ბრუნვის სიხშირით, არამედ ატომის სტაციონალურ მდგომარეობათა ენერგიების სხვაობით, ე.ი. ატომი ასხივებს და შთანთქავს რაღაც სიხშირეების შესაბამისი მკაცრად განსაზღვრულ ულუფებს. ამით აიხსნება ხაზოვანი სპექტრების ხასიათი.

ბორის პოსტულატების ფიზიკური არსი ეწინააღმდეგება კლასიკური ფიზიკის კანონებს.

§3. ბორის თეორია წყალბადისებური სისტემებისათვის. და მისი სიძნელეები.

ბორმა თავისი თეორია განავითარა ერთელექტრონიანი სისტემებისთვის (წყალბადის ატომი H, ჰელიუმის იონი He^{+}, ლითიუმის ორჯერ იონიზირებული იონი Li^{++} და სხვა იონები, რომლებსაც აკლია ყველა ელექტრონი, გარდა ერთისა) . ბირთვის მუხტი არის Ze. ბორის მიხედვით თუ ელექტრონი მოძრაობს r J რადიუსიან ორბიტაზე, მაშინ ნიუტონის II კანონიდან $\frac{mv^2}{r_n} = k\frac{Ze^2}{r_n^2}$ $(ma = F_K)$. I პოსტულატიდან $mvr_n = n\hbar$, $v^2 = \frac{n^2\hbar^2}{m^2r_n^2}$, $\frac{mn^2\hbar^2}{r_n m^2 r_n^2} = k\frac{Ze^2}{r_n^2}$ და აქედან

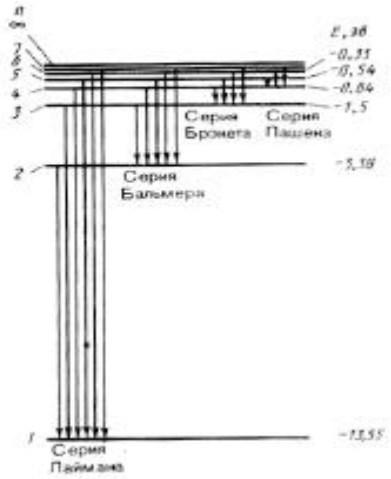
$r_n = n^2\frac{\hbar^2}{kZe^2m}$, $n = 1,2,3..$ ე.ი. რადიუსი იზრდება მთელი რიცხვების კვადრატების პროპორციულად. მოცემული ფორმულა განსაზღვრავს წყალბადის ატომის სტაციონალური ორბიტების რადიუსს. წყალბადის ატომისთვის $Z = 1$, და პირველი ორბიტის რადიუსი $(n = 1)$ $r_1 = 0{,}528 \cdot 10^{-10}$ მ. ეს რიცხვი ემთხვევა გაზების კინეტიკური თეორიიდან გაანგარიშებულს. შესაბამისად ზემოთმოყვანილი ფორმულებიდან მივიღებთ, რომ ელექტრონის სიჩქარე ნებისმიერ n J ურ ორბიტაზე ტოლია

$$v_n = \frac{n\hbar}{mr_n} = \frac{n\hbar}{m} \cdot \frac{kZe^2m}{n^2\hbar^2} = \frac{kZe^2}{n\hbar}.$$

ასევე ელექტრონის სრული ენერგია ატომში ტოლია ბირთვის ირგვლივ ელექტრონის მოძრაობის კინეტიკური და ბირთვთან მისი ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგიის ჯამისა

$$E = \frac{mv^2}{2} + \left(-k\frac{Ze^2}{r}\right) = -\frac{1}{2}k\frac{Ze^2}{r},$$

რადგან $\frac{mv^2}{r} = k\frac{Ze^2}{r^2}$ და $\frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2}k\frac{Ze^2}{r}$ (პოტენციური ენერგია უარყოფითია მუხტების განსხვავებული ნიშნების გამო). ვიცით $r_n = n^2\frac{\hbar^2}{kZe^2m}$, მაშინ ენერგიისთვის მივიღებთ დისკრეტულ მნიშვნელობებს:



$$E_n = -\frac{1}{2n^2}\frac{kZe^2}{\hbar^2} \cdot kZe^2 = -\frac{1}{2n^2}\frac{k^2}{\hbar^2}Z^2me^4$$

ე.ი. ენერგია იკვანტება n J სგან დამოკიდებულებით (ნახ. 1). n J ს მთავარი კვანტური რიცხვი ეწოდება, ხოლო E_n J ს რაღაც ორბიტაზე ელექტრონის სრულ ენერგიის მნიშვნელობას, უწოდებენ ატომის ენერგეტიკულ დონეს. თუ $n = 1$, გვაქვს ძირითადი ენერგეტიკული მდგომარეობა, $n > 1$ J აღგზნებული. $n = 1$ ენერგეტიკული მდგომარეობა ძირითადია, ყველა სხვა კი აღგზნებული. n J ის გაზრდით

ენერგია იზრდება (მცირდება მისი უარყოფითი მნიშ-ბა და შესაბამისად სხვაობა მეზობელ ენერგეტიკულ დონეებს შორის), ხოლო ენერგეტიკული დონეები უახლოვდებიან საზღვარს (n Z ã), ე.ი. მინიმალური ენერგია წყალბადის ატომის არის E_1 Z J13,55. ევ (n Z 1), ხოლო მაქსიმალური $E_{ã}$ Z 0 (n Z ã, რაც შეესაბამება ატომის იონიზაციას – ატომიდან ელექტრონის მოწყვეტა). ე.ი. როდესაც n ì ã, სხვაობა ენერგეტიკულ დონეებს შორის იმდენად მცირეა, რომ ენერგეტიკული დონეების დისკრეტულობაზე ვერ ვილაპარაკებთ, ანუ თავისუფალი ელექტრონის ენერგია არ იკვანტება და მისი ენერგეტიკული სპექტრი უწყვეტია. მაქსიმალური ენერგია იონიზაციის ენერგიაა. ამ თეორიით მიიღება ასევე სპექტრული სერიების ემპირიული ფორმულები. მართლაც თუ Z Z 1 წყალბადისთვის,

$$\neg \text{ Z } \frac{E_n \text{ J } E_m}{h} \text{ Z J } \frac{me^4k^2}{2\hbar^2}\left(\frac{1}{n^2} \text{ J } \frac{1}{m^2}\right) \text{ Z } R\left(\frac{1}{m^2} \text{ J } \frac{1}{n^2}\right).$$

ამ ფორმულით მიღებული R Z $\frac{me^4k^2}{2\hbar^2}$ რიდბერგის მუდმივა ემთხვევა ექსპერიმენტალურ მნიშვნელობას, რაც ადასტურებს ბორის თეორიის სისწორეს წყალბადისებური სისტემებისთვის.

თუ m Z 1, n Z 2,3,4.. მივიღებთ ლაიმანის სერიას და ა.შ.

მაშასადამე ბორის თეორიით კარგად აიხსნებოდა ხაზოვანი სპექტრები წყალბადისებური სიტემებისთვის და რიდბერგის მუდმივას მნიშვნელობა თეორიული გათვლებისათვის. თეორიულად იქნა განსაზღვრული პროტონის მასის შეფარდება ელექტრონის მასასთან. გამოთვლებმა აჩვენეს, რომ $\frac{m_p}{m_e}$ Z 1847, რაც ეთანხმებოდა ცდის შედეგებს. ასევე შესაძლებელი გახდა სპექტროსკოპული მონაცემების საშუალებით განსაძღრულიყო ელექტრონის ჯერადი მუხტი $\frac{e}{m}$. მაგრამ იყო ხარვეზები, რომელშიც ძირითადი იყო ის, რომ ბორის თეორია წარმოადგენდა კლასიკური ფიზიკის შერწყმას კვანტურ პოსტულატებთან, რომელიც ეწინააღმდეგებოდნენ კლასიკურ ფიზიკას. ასევე შეუძლებელი იყო ისეთი სისტემების ახსნა, რომელიც შეიცავდა ერთზე მეტ ელექტრონს, ვერ აიხსნა სპექტრალური ხაზების ინტენსივობები და ა.შ. ამიტომ შეიქმნა ახალი თეორია-ქვანტური მექანიკა.

მიუხედავად ამისა ბორის თეორიამ უდიდესი როლი შეასრულა თანამედროვე ატომური ფიზიკის შექმნაში.

X ლექცია

ნივთიერების კორპუსკულურ – ტალღური დუალიზმი. დე – ბროილის ფორმულა. ჰაიზენბერგის განუზღვრელობათა პრინციპი.

§1. ნივთიერების კორპუსკულურ – ტალღური დუალიზმი. დე – ბროილის ფორმულა.

მაშასადამე, როგორც წინა ლექციებში ავღნიშნეთ კლასიკურმა ფიზიკამ ვერ ახსნა რეზერფორდის ბირთვული მოდელის ვერც მდგრადობა, ვერც ხაზოვანი სპექტრის არსებობა. ბორის კვანტურმა თეორიამ ახსნა ატომის მდგრადობა, ხაზოვანი სპექტრებისა და სერიული ფორმულების არსებობა. მაგრამ ის არ გამოდგებოდა მრავალელექტრონიანი სისტემებისთვის. მაშასადამე საჭირო იყო ახალი შეხედულებები მიკრონაწილაკების ბუნების შესახებ. ასეთი ძირეული გადაქმნა მოახდინა 1924 წელს ფრანგმა ლუი დე ბროილმა, რომლმაც გამოთქვა ჰიპოთეზა იმის შესახებ, რომ დუალიზმი ანუ ორგვარი ბუნება არა მარტო სინათლის ნაწილაკისთვის კი არ არის დამახასიათებელი, არამედ უნივერსალურია და მართებულია ნივთიერების ნაწილაკისთვისაც (მაგ. ელექტრონებისათვის).

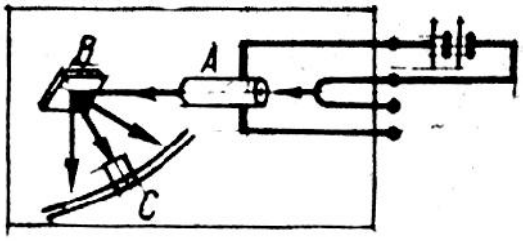
როგორც ზემოთ ავღნიშნეთ, სინათლის დუალიზმი იმით ვლინდება, რომ ზოგ ოპტიკურ მოვლენებში (ინტერფერენცია, დიფრაქცია) იგი ამჟღავნებს ტალღურ ბუნებას, ზოგში (ფოტოეფექტი, კომპტონის ეფექტი) – კორპუსკულურს.

დაისვა საკითხი, თუ რამდენად ამომწურავია ელექტრონის წარმოდგენა მცირე მატერიალურ წერტილად, რომელიც დროის ყოველ მომენტში დახასიათდეს გარკვეული კოორდინატით და სიჩქარით. ეს წარმოდგენა არასაკმარისია. ახალი თეორიის საფუძველია სინათლის ბუნების ორგვარობა. როგორც ავღნიშნეთ 1924წ. დე-ბროილმა წამოაყენა ჰიპოთეზა კორპუსკულურ-ტალღური დუალიზმის უნივერსალობის შესახებ. ის ამტკიცებდა, რომ არა მარტო ფოტონები, არამედ ელექტრონები და სხვა ნებისმიერი ნაწილაკები კორპუსკულურ თვისებებთან ერთად ამჟღავნებენ ტალღურ თვისებებს. ვიცით სინათლე ერთი მხრივ ტალღაა $^{a}(\neg)$ J ტალღის სიგრძით (სიხშირით) და მეორე მხრივ ნაწილაკი m მასით და p Z mc იმპულსით (ფოტონი). მაშინ არსებობს თანაფარდობა: ენერგია აინშტაინის ფარდობითობის თეორიის თანახმად E Z mc^2. მეორე მხრივ პლანკის თეორიიდან E Z $h\neg$ Z $\frac{hc}{a}$, ანუ mc^2 Z $\frac{hc}{a}$. იმპულსი p Z mc, E Z pc Z $\frac{hc}{a}$ და ^{a} Z $\frac{h}{p}$ Z $\frac{h}{mv}$. ამ ფორმულას დე-ბროილის ფორმულას უწოდებენ. ე.ი. ფოტონის კორპუსკულური მახასიათებლები – ენერგია, მასა, იმპულსი და ტალღური – ტალღის სიგრძე (სიხშირე) დე ბროილის ფორმულით არიან დაკავშირებული. დე ბროილის ფორმულით გამოხატულ მიკრონაწილაკთან დაკავშირებულ ტალღას დე ბროილის ტალღას უწოდებენ. დე ბროილმა დაუშვა, რომ ეს ფორმულები მართებულია ნივთიერების ნაწილაკებისთვისაც.

ამრიგად დე ბროილის ჰიპოთეზის თანახმად, მიკრონაწილაკს, რომლის მასა არის m და მოძრაობს v სიჩქარით, ეთანადება ტალღა, რომლის სიგრძეც გამოითვლება ფორმულით: ^{a} Z $\frac{h}{p}$ Z $\frac{h}{mv}$. თეორია, რომელსაც საფუძვლად დაედო ეს ფორმულა, არის ახალი კვანტური თეორია.

დე ბროილის ფორმულიდან ჩანს, რომ თუ ნაწილაკის მასა ძალიან მცირე არ არის, მაშინ h J ის სიმცირის გამო (h Z $6{,}62$ ě 10^{J34} ჯ·წმ) ^{a} J ძალიან მცირე იქნება და ტალღური თვისებები არ

გამოჩნდება. მაგ. თუ ავიღებთ ჩოგბურთის ბურთს $m = 100$ გრ მასით და $v = 20$ მ/წმ სიჩქარით მოძრავს, მაშინ $a = 3{,}3 \cdot 10^{-34}$ მ, რაც ძალიან მცირეა და ტალღური თვისებების გამოვლენა შეუძლებელია. მაგრამ თუ გვაქვს ელექტრონი, რომლის $m = 9{,}1 \cdot 10^{-31}$ კგ და მოძრაობს 10^6 მ/წმ სიჩქარით, მაშინ $a = 10^{-10}$ მ და უკვე მჟღავნდება ტალღური თვისებები. მაგ. ელექტრონების დიფრაქცია კრისტალის მესერზე (მესრის მუდმივა ელექტრონის ტალღის სიგრძის რიგისაა), როდესაც მისი გატარებით ლითონის თხელ ფირფიტაში უნდა მივიღოთ დიფრაქციული სურათი – ნათელი და ბნელი რგოლების სახით. ეს მოვლენა ექსპერიმენტალურად **1927წ.** აღმოაჩინეს დევისონმა და ჯერმერმა. ამ ექსპერიმენტის ცდის სქემა მოცემულია ნახ. 1-ზე. ელექტრონულ ***A*** ქვემეხის შიგნით ამაჩქარებული ველის (რომელიც განსაზღვრავდა ელექტრონების ენერგიასა და სიჩქარეს) საშუალებით მიიღებოდა ელექტრონების ვიწრო კონა, რომელიც ეცემოდა ნიკელის მონოკრისტალს – ბუნებრივ დიფრაქციულ მესერს და ირეკლებოდა მისგან და გვაძლევდა დიფრაქციულ სურათს. მონოკრისტალს შეეძლო ბრუნვა ნახაზის სიბრტყისადმი პერპენდიკულარული ღერძის ირგვლივ. ასევე მოძრავ ***C*** მიმღებსაც შეეძლო ბრუნვა იმავე ღერძის ირგვლივ და ის აფიქსირებდა ნიკელის მიერ სხვადასხვა მიმართულებით გაფანტულ ელექტრონებს, რომელმაც აჩვენა, რომ გაბნეული ელექტრონების ინტენსივობა სხვადასხვა მიმართულებით სხვადასხვაა, რაც დამახასიათებელია დიფრაქციის მოვლენისათვის. დიფრაქციული მაქსიმუმები შეესაბამებოდა რენტგენის სხივების დიფრაქციის დროს გამოყენებულ ვულფ-ბრეგის ფორმულას $2d \sin\theta = n\lambda$, სადაც λ – რენტგენის ტალღის სიგრძეა, d – კრისტალური მესრის მუდმივა, θ – გაბნევის კუთხე , ხოლო n – მთელი რიცხვი. ამ ფორმულით გამოთვლილი ტალღის სიგრძე ზუსტად ემთხვეოდა დე ბროილის ფორმულით გამოთვლილ ტალღის სიგრძეს. ეს კი მიუთითებდა დე ბროილის ჰიპოთეზის სისწორეზე.



ნახ. 1

ამ ტალღების ფიზიკური არსის დასადგენად უნდა გავიხსენოთ, რომ სინათლის ინტენსივობა პროპორციულია ტალღის ამპლიტუდის კვადრატისა, რომელიც თავის მხრივ პროპორციულია რაიმე წერტილში მოხვედრილი ფოტონების რაოდენობის. ელექტრონების და სხვა ნაწილაკების კრისტალების ზედაპირიდან არეკვლისას აღმოჩნდა, რომ რაღაც მიმართულებით აირეკლება მეტი რაოდენობა, რაც ტალღური თვალსაზრისით შეესაბამება ინტენსივობის მაქსიმუმებს, რომელიც არეკვლილ ნაწილაკებთანაა დაკავშირებული. ე.ი. დე-ბროილის ტალღის ინტენსივობას სივრცის მოცემულ არეში განსაზღვრავს ამ არეში მოხვედრილი ნაწილაკთა რაოდენობა, ანუ სივრცის მოცემულ წერტილში ამ ტალღის ამპლიტუდის კვადრატი წარმოადგენს ამ წერტილში ნაწილაკის მოხვედრის ალბათობის ზომას. ეს არის სწორედ მოძრავ ნაწილაკებთან დაკავშირებული ტალღის სტატისტიკური არსი.

მაშასადამე მიკრონაწილაკის მოძრაობასთან გარკვეული ტალღაა დაკავშირებული. დე-ბროილის ტალღები არ არიან ელექტრომაგნიტური, ვინაიდან ასეთი ტალღა გამოსხივდება მუხტის აჩქარებული მოძრაობის დროს, ხოლო დე ბროილის ტალღა კი დაკავშირებულია თანაბრად მოძრავ მუხტთან და არა აჩქარებულთან. ასევე ის უკავშირდება უმუხტო ნაწილაკებსაც (ატომი, ნეიტრონი). ისინი არ განიცდიან დისპერსიას. ასე, რომ მისი ბუნება ბოლომდე გარკვეული არაა.

§4. ჰაიზენბერგის განუზღვრელობის თანაფარდობა.

კლასიკურ მექანიკაში ყოველთვის შეიძლება ზუსტად და ერთდროულად განისაზღვროს მოძრავი სხეულის ან მატერიალური წერტილის სიჩქარე, კოორდინატი და ტრაექტორია. მიკრონაწილაკებისთვის კი მათი ტალღური თვისებების გამო მდგომარეობის ასეთი აღწერა შეუძლებელია. მაგრამ ზოგიერთ შემთხვევაში მათი მდგომარეობა შეიძლება დავახასიათოთ კოორდინატის და სიჩქარის მნიშვნელობებით საკმაოდ მცირე ინტერვალში, ე.ი. ის განვიხილოთ როგორც მიკრონაწილაკი.

ელექტრონი არ წარმოადგენს მატერიალურ წერტილს, როგორც კლასიკურ მექანიკაშია. ის ასევე ხასიათდება ტალღური თვისებებით. კლასიკურ მექანიკაში ნაწილაკი მოძრაობს განსაზღვრულ ტრაექტორიაზე, ისე რომ ნებისმიერ მომენტში მას გააჩნია განსაზღვრული კოორდინატი და იმპულსი. მიკრონაწილაკები მათი ტალღური თვისებების გამო ძირეულად განსხვავდებიან კლასიკური ნაწილაკებისაგან. ამ ნაწილაკებს არ აქვთ ტრაეტორია და ამიტომ არასწორია ვილაპარაკოთ მისი კოორდინატის და იმპულსის ზუსტ მნიშვნელობებზე. ეს გამომდინარეობს დუალიზმიდან. მართლაც ცნება "ტალღის სიგრძე მოცემულ წერტილში" აზრს მოკლებულია და რადგანაც იმპულსი გამოიხატება ტალღის სიგრძით , გამომდინარეობს, რომ მიკრონაწილაკს რომელსაც გააჩნია ზუსტად განსაზღვრული იმპულსი, მაშინ მას არ აქვს მკაცრად განსაზღვრული კოორდინატი და პირიქით, თუ აქვს კოორდინატის ზუსტი მნიშვნელობა, მაშინ მისი იმპულსი მთლიანად განუზღვრელია ე.ი. x და p სიდიდეებზე ლაპარაკი შეიძლება მხოლოდ გარკვეული მიახლოებით-განუზღვრელობით. კოორდინატის და იმპულსის განუზღვრელობებს (გაზომვის ცდომილებები, უზუსტობები) შორის $-\Delta x$ და Δp_x კავშირს ამყარებს ჰაიზენბერგის (1927წ.) მიერ დადგენილი თანაფარდობა, რომელმაც გაითვალისწინა ნაწილაკის ტალღური თვისებები და მივიდა დასკვნამდე, რომ მიკრონაწილაკს არ შეიძლება ერთდროულად ჰქონდეს ზუსტად განსაზღვრული კოორდინატი (x, y, z) და იმპულსი (p_x, p_y, p_z). მის მიხედვით კავშირი კოორდინატის და იმპულსის განუზღვრელობებს შორის კავშირი

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$$

ასეთია: $$\Delta y \cdot \Delta p_y \geq \hbar$$

$$\Delta z \cdot \Delta p_z \geq \hbar$$

ე.ი. თუ ნაწილაკს გააჩნია კოორდინატის ზუსტი მნიშვნელობა $(\Delta x \to 0)$, მაშინ იმპულსის პროექციას საერთოდ არ აქვს აზრი, ანუ $\Delta p_x \to \frac{\hbar}{0} \to \infty$, $\Delta p_x \gg \infty$, ანუ რაც უფრო ზუსტად განისაზღვრება კოორდინატი (მცირდება Δx), მით უფრო ნაკლებად ზუსტია იმპულსი (იზრდება Δp_x) და პირიქით. მაშასადამე მიკრონაწილაკისთვის არ არსებობს მდგომარეობა, რომელშიც კორდინატებს და იმპულსს ერთდროულად ჰქონდეს ზუსტი მნიშ-ბა. ე.ი. მიკრონაწილაკის კოორდინატისა და იმპულსის ერთდროული ზუსტი გაზომვის შეუძლებლობა გამოწვეულია ნაწილაკის თვისებების დუალიზმით. შევცვალოთ $\Delta p_x \to m\Delta v_x$, მაშინ $\Delta x \cdot \Delta v_x \geq \frac{\hbar}{m}$ და ა.შ. აქედან ჩანს, რომ

1) თუ ნაწილაკის მასა m ძალიან მცირე არ არის ($\hbar \to 6{,}62 \cdot 10^{-34}$ ჯ·წმ, მეტად მცირე სიდიდეა), მაშინ მარჯვენა მხარეს მიიღება ძალიან მცირე სიდიდე $\approx 10^{-34}$ და Δx და Δv_x ორივე ძალიან მცირე იქნება, ანუ კოორდინატის და სიჩქარის (იმპულსის) განსაზღვრა შეიძლება ძალიან დიდი სიზუსტით.

ნაწილაკი მატერიალური წერტილია. მაგ. ავიღოთ ბირთვი, რომლის მასა m Z 10^{J3} კგ. ჩვეულებრივ ბირთვის მდებარეობა შეიძლება განისაზღროს მილიმეტრის მეათედი და მეასედი სიზუსტით. ყოველ შემთხვევაში იმაზე მეტ სიზუსტეზე ვერ ვილაპარაკებთ, ვიდრე ატომის ზომაა. ამიტომ ასეთი ბირთვისთვის გაზომვის სიზუსტე á ატომის ზომაზე. მეტი სიზუსტე არ აქვს, ე.ი. ax Z 10^{J10} მ, მაშინ

$$av_x \text{ Z } \frac{h}{ax \text{ ě } m} \text{ Z } \frac{6{,}62 \text{ ě } 10^{J34}}{10^{J10} \text{ ě } 10^{J3}} \text{ ù } 10^{J20} \text{ მ/წმ},$$

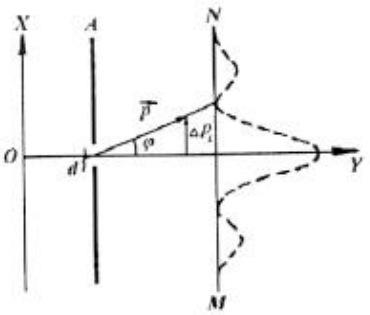
რაც ძალიან მცირეა, ანუ მაკროსკოპიული სხეულებისთვის მათი ტალღური თვისებები არავითარ როლს არ ასრულებს. ამ დროს ვარგისია კლასიკური მექანიკის კანონები.

2) თუ ნაწილაკის მასა m ძალიან მცირეა, მაგ ელექტრონისთვის m Z $9{,}1$ ě 10^{J31} კგ, მაშინ რაც უფრო ზუსტადაა გაზომილი ერთ-ერთი (მაგ. x), მით მეტია მეორის განუზღვრელობა av_x. თუ x გაზომილია იდეალურად ზუსტად (ax =0), მაშინ av_x Z ã , ანუ სიჩქარე განუზღვრელი იქნება. მაგ. ავიღოთ ელექტრონის მოძრაობა წყალბადის ატომში. მისი სიჩქარე v Z 10^6 მ/წმ, მასა m Z $9{,}1$ ě 10^{J31} კგ. წყალბადის ატომის ზომა 10^{J10} მ რიგისაა, ე.ი. მისი კოორდინატის განუზღვრელობაც ax Z 10^{J10} მ. მაშინ სიჩქარის განუზღვრელობა av_x Z $\frac{h}{ax \text{ ě } m}$ Z $\frac{6{,}62 \text{ ě } 10^{J34}}{9{,}1 \text{ ě } 10^{J31} \text{ ě } 10^{J3}}$ Z 7 ě 10^6 მ/წმ, ანუ ელექტრონის განუზღვრელობა 7-ჯერ მეტი გამოდის თავისივე სიჩქარეზე. ე.ი. კოორდინატს და სიჩქარეს ერთდროულად ვერ განვსაზღვრავთ და ამ დროს ვერ გამოვიყენებთ კლასიკური მექანიკის კანონებს.

მაშასადამე ჰაიზენბერგის პრინციპი იძლევა კლასიკური მექანიკის გამოყენების კრიტერიუმს: კლასიკური მექანიკის გამოყენება შესაძლებელია იმ შემთხვევაში, როდესაც ax და av საკმაოდ მცირეა, ანუ x და v შეიძლება გაიზომოს ერთდროულად და ზუსტად. ეს კი შეიძლება მაშინ, როდესაც ნაწილაკის მასა გაცილებით მეტია ატომის მასაზე.

ეს პრინციპი მარტივად ხსნის თუ რატომ არ ეცემა ელექტრონი ბირთვს, ანუ რატომ არის ატომი მდგრადი. ელექტრონი რომ ბირთვს დაეცეს, მაშინ მისი კოორდინატი და იმპულსი მიიღებდა სრულიად განსაზღვრულ (ნულოვან) მნიშვნელობას, რაც შეუთავსებელია განუზღვრელობის პრინციპთან.

ჰაიზენბერგის განუზღვრელობათა თანაფარდობის მიღება შეიძლება ელექტრონების დიფრაქციის ანალიზის საფუძველზე. ვთქვათ v სიჩქარით და y ღერძის მიმართულების მქონე ელექტრონების კონა გადის x ღერძის პარალელურ d სიგანის ხვრელის მქონე A ფირფიტაში და ეცემა MN ეკრანს (ნახ. 2). ელექტრონების ტალღური თვისებების გამო ადგილი ექნება მათ დიფრაქციას. წყვეტილი მრუდი გამოსახავს ინტენსივობის განაწილებას ცენტრიდან დაშორებით (ელექტრონების განაწილების სიმკვრივე). ინტენსივობის დიდი ნაწილი მოდის ცენტრალურ მაქსიმუმზე და ამიტომ ის განვიხილოთ.



ვთქვათ ელექტრონების გავლა ხვრელში და დიფრაქციული სურათის რეგისტრირება წარმოადგენს მისი კოორდინატისა და იმპულსის ერთდროული გაზომვის აქტს. ზუსტად ჩვენ არ ვიცით ხვრელის რომელ წერტილში გაიარა ელექტრონმა, ამიტომ ელექტრონის x კოორდინატი ხვრელში გავლის მომენტში განსაზღვრული იქნება ხვრელის d სიგანის სიზუსტით,

ანუ $\Delta x \cdot d$. იმპულსის მდგენელი ხვრელში გავლამდე იყო ნულის ტოლი (ჰქონდა ზუსტი მნიშვნელობა). ხვრელში გავლის შემდეგ მან შეიძინა გარკვეული განუზღვრელობა, ვინაიდან დიფრაქციის გამო გაჩნდა იმის ალბათობა, რომ ელექტრონი იმოძრავებს 2θ სხეულოვანი კუთხის საზღვრებში, სადაც θ პირველი დიფრაქციული მინიმუმის შესაბამისი კუთხეა. ე.ი. განუზღვრელობა იმპულსის p_x მდგენელის განსაზღვრაში ტოლი იქნება $\Delta p_x \cdot p \cdot \sin\theta$. რადგან დე ბროილის ფორმულიდან $p = \frac{h}{\lambda}$, ამიტომ $\Delta p_x = \frac{h}{\lambda} \cdot \sin\theta$. პირველი მინიმუმი ($k = 1$), ისევე როგორც სინათლის დიფრაქციის შემთხვევაში ერთი ხვრელიდან, მიიღება შემდეგი პირობიდან $d \sin\theta = \lambda$ და $\sin\theta = \frac{\lambda}{d}$, ან რადგან $\Delta x = d$, $\sin\theta = \frac{\lambda}{\Delta x}$, ამიტომ $\Delta p_x = \frac{h}{\lambda} \cdot \sin\theta = \frac{h}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{\Delta x}$. აქედან $\Delta x \cdot \Delta p_x = h$. დიფრაქციული სურათის მეორე, მესამე და ა.შ. მინიმუმების გათვალისწინებით Δp_x გახდება უფრო დიდი და გვექნება $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h$, რაც ჰაიზენბერგის განუზღვრელობების პრინციპს გამოსახავს.

ანალოგიური თანაფარდობა მიიღება y და z მდგენელებისათვის.

XI ლექცია

ტალღური ფუნქცია. შრედინგერის განტოლება და მისი გამოყენების მაგალითები. წყალბადის ატომი კვანტური მექანიკის თვალსაზრისით.

§1. ტალღური ფუნქცია. შრედინგერის განტოლება და მისი გამოყენების მაგალითები.

კლასიკური მექანიკის ძირითადი განტოლება (ნიუტონის II კანონი) საშუალებას იძლევა განვსაზღვროთ მატერიალური წერტილის კორდინატები და სიჩქარე დროის ნებისმიერ მომენტში, თუ ცნობილია ამ სიდიდეების მნიშ-ბები საწყის მომენტში და მოქმედი ძალა. რადგან მიკრონაწილაკებს ტალღური ბუნება გააჩნიათ, ამიტომ ნაწილაკის მოძრაობის შესწავლა სხვანაირად უნდა ხდებოდეს. მიკრონაწილაკების ტალღური თვისებების გამო კვანტურ მექანიკაში (ეს არის თეორია, რომელიც იხილავს მიკრონაწილაკების მოძრაობას და ურთიერთქმედების კანონებს მათი ტალღური თვისებების გათვალისწინებით) აზრი აქვს მხოლოდ სივრცის მცირე dV მოცულობაში დროის მოცემულ მომენტში ნაწილაკის ყოფნის ალბათობაზე ლაპარაკს. ვთქვათ კრისტალს ეცემა ელექტრონთა კონა, მაშინ თვითოელ ელექტრონს შეესაბამება დე ბროილის ტალღა. ყოველი ტალღა ხასიათდება არა მარტო $\lambda = \frac{h}{mv}$ ტალღის სიგრძით, არამედ A ამპლიტუდით და I ინტენსივობით, რომელიც ამპლიტუდის კვადრატის პროპორციულია – $I \sim A^2$. რა ვიგულისხმოთ A ამპლიტუდის და I ინტენსივობის ქვეშ ელექტრონული ტალღის შემთხვევაში? ამისათვის ჩავატაროთ ექსპერიმენტი ელექტრონების დიფრაქციაზე მომოკრისტალზე მათი დაცემისას. ეკრანის ნაცვლად გამოვიყენოთ ფოტოფირი. ცხადია იმ ადგილებში, სადაც გვაქვს დიფრაქციული მაქსიმუმები, ფირფიტა გაშავდება და სადაც გვაქვს დიფრაქციული მინიმუმები, იქ გვექნება ნათელი არეები. ეს გაშავების ხარისხი დამოკიდებულია ტალღის ინტენსივობაზე. თუ ელექტრონული ტალღის ამპლიტუდას ავღნიშნავთ ψ-თი, მაშინ ინტენსივობა, რომელიც განსაზღვრავს გაშავების ხარისხს, პროპორციული იქნება $|\psi|^2$-ის. მეორე მხრივ ელექტრონული კონის ინტენსივობა განისაზღვრება ელექტრონების n კონცენტრაციით ნაკადში, ამიტომ შეგვიძლია ჩავწეროთ, რომ $I \sim n$.

გავარკვიოთ თუ რა უნდა ვიგულისხმოთ $|\psi|^2$-ის ქვეშ, როდესაც ერთი ელექტრონი გვაქვს. ამ დროს ჩავატაროთ ასეთი ექსპერიმენტი: ლითონის თხელ ფირფიტაში ერთიმეორის მიყოლებით ისე გავატაროთ ცალკეული ელექტრონები, რომ მოცემულ ელექტრონზე სხვა ელექტრონების მოქმედება გამოვრიცხოთ. ცდით დასტურდება, რომ ელექტრონები ფოტოფირზე ეცემიან სულ სხვადასხვა წერტილებში, მაგრამ მათი განაწილება არათანაბარია. სტატისტიკუირად ისინი უფრო ხშირად ეცემიან იმ წერტილებში, რომლებიც შეესაბამებიან დიფრაქციულ მაქსიმუმებს, ხოლო იმ წერტილებში, რომლებიც დიფრაქციულ მინიმუმებს შეესაბამებიან, ელექტრონები ან სულ არ ხვდებიან, ან ხვდებიან იშვიათად. ელექტრონების საკმაოდ დიდი რიცხვის გატარების შემთხვევაშიც, დიფრაქციული სურათი ანალოგიურია, იმისა რაც გვქონდა ელექტრონული კონის შემთხვევაში.

მაშასადამე დიფრაქციული სურათი წარმოადგენს სტატისტიკურ კანონზომიერების გამოვლენას, რომლის თანახმად ელექტრონები მეტი ალბათობით ხვდებიან ფოტოფირის გარკვეულ ადგილებში (ბნელი რგოლები – მაქსიმუმები) და ნაკლები ალბათობით სხვა ადგილებში (ნათელი რგოლები – მინიმუმები). ე.ი. დიფრაქციული მაქსიმუმები ტალღური თეორიის თანახმად მიიღება იქ, სადაც

ინტენსივობები (ანუ ტალღის ამპლიტუდის კვადრატები) უდიდესია, ხოლო კორპუსკულური თეორიის თანახმად მიიღება იქ სადაც ბევრი ნაწილაკი მოხვდება (სადაც ფოტონების დაცემის ალბათობა უდიდესია), ანუ დე-ბროილის ტალღების ინტენსივობა მოცემულ წერტილში განისაზღვრება იმ ნაწილაკების რიცხვით, რომლებიც მოცემულ წერტილში ხვდებიან. ე.ი. დიფრაქციული სურათი მიკრონაწილაკებისთვის არის სტატისტიკური (ალბათური) კანონზომიერება, რომლის თანახმად ნაწილაკები ხვდებიან იმ ადგილებში სადაც ინტენსივობა უდიდესია. ეს კი გვაძლევს იმის საშუალებას, რომ $\cdot^{2}$ განვსაზღვროთ, როგორც ელექტრონის სივრცის მოცემულ წერტილში მოხვედრის ალბათობა. სივრცის მოცემულ ადგილას მოცემულ მომენტში ნაწილაკის აღმოჩენის ალბათობათა განაწილება ხასიათდება ტალღური ფუნქციით $\cdot(x,y,z,t)$. მიკრონაწილაკის ტალღური თვისებების გამო მისი მდებარეობა უნდა აღიწეროს რაღაც ტალღური ფუნქციით. ფიზიკური აზრი აქვს მხოლოდ მისი მოდულის კვადრატს $|\cdot|^{2}$, რომელიც განსაზღვრავს სივრცის მოცემულ წერტილში ნაწილაკის მოხვედრის ალბათობას. $|\cdot|^{2}$-ს ასევე ალბათობის სიმკვრივეს უწოდებენ (განსაზღვრავს დე-ბროილის ტალღის ინტენსივობას). რაიმე მცირე $dV = dxdydz$ მოცულობაში ნაწილაკის აღმოჩენის ალბათობა ტოლია $dW = |\cdot|^{2} dxdydz$. $|\cdot|^{2}$ -ით განისაზღვრება დე ბროილის ტალღის ინტენსივობა.

ტალღური ფუნქცია უნდა აკმაყოფილებდეს შემდეგ პირობებს:

1) $\cdot$ უნდა იყოს უწყვეტი (არ უნდა იცვლებოდეს ნახტომისებურად), ცალსახა (ე.ი. ერთ მდგომარეობას უნდა აღწერდეს ერთი ფუნქცია) და სასრული.

2) უნდა აკმაყოფილებდეს პირობას $\int_V dW = \int_V |\cdot|^{2} dV = 1$, რომელიც გამოსახავს ნორმირების პირობას. მისი არსი ისაა, რომ ნაწილაკი სადღაც უსათუოდ იქნება აღმოჩენილი, ანუ მთელ მოცულობაში ნაწილაკის აღმოჩენის ალბათობა ტოლია ერთის. ფუნქცია, რომელიც ამ პირობას აკმაყოფილებს, ნორმირებულია.

მაშასადამე კლასიკური მექანიკისგან განსხვავებით, რომელიც საშუალებას იძლევა ზუსტად მოინახოს ნაწილაკის მდებარეობა და განისაზღვროს მოძრაობის ტრაექტორია, კვანტურ მექანიკაში შეიძლება ვილაპარაკოთ მხოლოდ ნაწილაკი სივრცის მოცემულ წერტილში ყოფნის, ან მოცემულ ტრაექტორიაზე მოძრაობის ალბათობაზე.

ყოველი ტალღური პროცესი აღიწერება ტალღური განტოლებით, ამიტომ მიკრონაწილაკების მოძრაობაც ტალღური განტოლებით უნდა აღიწეროს. ასეთი განტოლება მოგვცა შრედინგერმა.

ტალღური ფუნქცია წარმოადგენს შრედინგერის განტ-ის ამონახსნს. თუ ნაწილაკი მოძრაობს x ღერძის გასწვრივ, მაშინ ამ განტ-ს ასეთი სახე აქვს: $\frac{\partial^{2}\cdot}{\partial x^{2}} + \frac{8\pi^{2}m}{h^{2}}(E - U)\cdot = 0$.

ხოლო ნებისმიერი მიმართულებით მოძრაობისას $\nabla^{2}\cdot + \frac{8\pi^{2}m}{h^{2}}(E - U) = 0$.

აქ E J და U J ნაწილაკის სრული და პოტენციური ენერგიაა, ხოლო a · Z $\frac{\partial^2 \cdot}{\partial x^2}$ H $\frac{\partial^2 \cdot}{\partial y^2}$ H $\frac{\partial^2 \cdot}{\partial z^2}$

(a Z $\frac{\partial^2}{\partial x^2}$ H $\frac{\partial^2}{\partial y^2}$ H $\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ J **ლაპლასის ოპერატორია**). ეს არის შრედინგერის სტაციონალური განტოლება, რადგან ის არ შეიცავს დროს.

ამრიგად შრედინგერის განტოლება მიკრონაწილაკის მოძრაობის განტოლებაა. იგი ისეთივე როლს თამაშობს კვანტურ მექანიკაში, როგორსაც ნიუტონის II კანონი კლასიკურ მექანიკაში და მაქსველის განტოლებები ელექტროდინამიკაში. ეს განტოლება ვარგისია, მხოლოდ სინათლის სიჩქარესთან შედარებით მცირე სიჩქარით მოძრავი მიკრონაწილაკებისთვის. ამ განტოლებიდან ვპოულობთ ტალღურ · ფუნქციას, რომლის საშუალებითაც მოინახება სივრცის სხვადასხვა ნაწილებში ნაწილაკის აღმოჩენის ალბათობა. ასეთი ტიპის განტოლებებს ამოხსნა გააჩნიათ არა E J ენერგიის ნებისმიერი მნიშვნელობისთვის, არამედ მხოლოდ გარკვეული დისკრეტული მნიშ-ბებისათვის. ამ მნიშვნელობებს ენერგიის საკუთარი მნიშვნელობები ეწოდებათ, ხოლო შესაბამის · ფუნქციებს-საკუთარი · ფუნქციები.

შრედინგერის განტოლება არ გამოიყვანება, ის მხოლოდ პოსტულირდება და განტოლებით მიღებული შედეგები ატომურ ფიზიკაში მოწმდება ცდით, რაც მის სამართლიანობა ამტკიცებს.

გავარჩიოთ ამ განტოლების გამოყენების მაგალითი.

თავისუფალი ნაწილაკის მოძრაობა. ვთქვათ გვაქვს თავისუფალი m მასის მიკრონაწილაკი, რომელზეც არავითარი ძალა არ მოქმედებს და ის მოძრაობს x ღერძის გასწვრივ. იმის გამო რომ ისთავისუფალია და მასზე არავითარი ძალა არ მოქმედებს, ამიტომ მისი პოტენციური ენერგია ნულის ტოლია $U(x)$ Z 0. მაშინ სრული ენერგია კინეტიკური ენერგიის ტოლი იქნება და შრედინგერის განტოლება ამ დროს ასე ჩაიწერება: $\frac{d^2 \cdot}{dx^2}$ H $\frac{8\pi^2 m}{h^2}E \cdot$ Z $0.$

როგორც აღვნიშნეთ სრული ენერგია ამ დროს ნაწილაკის კინეტიკური ენერგიის ტოლია:

$$E \text{ Z } W_k \text{ Z } \frac{mv^2}{2} \text{ Z } \frac{m^2v^2}{2m} \text{ Z } \frac{p^2}{2m} \text{ Z } \frac{h^2}{2m\lambda^2} \qquad \left(p \text{ Z } \frac{h}{\lambda}\right).$$

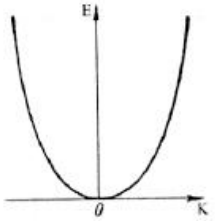
ენერგიის ეს მნიშვნელობა შევიტანოთ შრედინგერის განტოლებაში:

$$\frac{d^2 \cdot}{dx^2} \text{ H } \frac{8\pi^2 m}{h^2}\left(\frac{h^2}{2m\lambda^2}\right) \cdot \quad \text{ì} \quad \frac{d^2 \cdot}{dx^2} \text{ H } \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \text{ Z } 0.$$

შემოვიტანოთ აღნიშვნა k Z $\frac{2\pi}{\lambda}$ (ეს არის მიკრონაწილაკის შესაბამისი დე-ბროილის ტალღის ტალღური რიცხვი), მაშინ $\frac{d^2 \cdot}{dx^2}$ H $k^2 \cdot$ Z $0.$

მოცემული განტოლება ჰარმონიული რხევის დიფერენციალური განტოლებაა, რომლის ამონახსნი ასეთი სახისაა · Z $A\cos kx,$ სადაც A J ტალღის ამპლიტუდაა. ბოლო და საწყისი განტოლებებიდან გამოდის, რომ $\frac{8\pi^2 m}{h^2}E$ Z k^2 ì E Z $\frac{h^2}{8\pi^2 m}k^2$. ე.ი. თავისუფალი მიკრონაწილაკის ენერგია მისი ტალღური რიცხვის კვადრატული ფუნქციაა. რადგან ნაწილაკის სიჩქარე და მაშასადამე ტა-

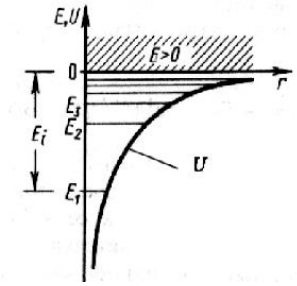
ლღური რიცხვი k ნებისმიერი შეიძლება იყოს, ამიტომ გამოდის, რომ თავისუფალი ნაწილაკის ენერგია შეიძლება იღებდეს ნებისმიერ მნიშვნელობებს, ანუ ასეთი ნაწილაკის ენერგია არ იკვანტება, ანუ მისი ენერგეტიკული სპექტრი უწყვეტიაშესაბამისი მრუდი $E = f(k)$, რომელიც გამოხატავს თავისუფალი ნაწილაკის ენერგიის დამოკიდებულებას მის შესაბამის დე ბროილის ტალღის ტალღურ რიცხვზე, მოცემულია ნახ. 1-ზე. როგორც ნახაზიდან ჩანს გრაფიკი წარმოადგენს პარაბოლას.



ნახ. 1

§2. წყალბადის ატომი კვანტური მექანიკის თვალსაზრისით

წყალბადის ატომი შედგება ერთი პროტონისაგან (ბირთვში) ($q_1 = +e$) და ერთი ელექტრონისაგან ($q_2 = -e$), რომელიც ბრუნავს ბირთვის ირგვლივ r - რადიუსიან ორბიტაზე. პროტონსა და ელექტრონს შორის მოქმედებს ელექტრული მიზიდვის ძალა. რადგან პროტონის მასა >> ელექტრონის მასაზე, ამიტომ პროტონი ჩავთვალოთ უძრავად. ელექტრონის ბირთვთან ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგია $U = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$, სადაც r - მანძილია პროტონსა და ელექტრონს შორის.



ნახ. 2

გრაფიკულად $U(r)$ ფუნქცია მოცემულია ნახ. 2-ზე სქელი მრუდით. როდესაც $r \to 0$, $U \to \infty$ და თუ $r \to \infty$, $U \to 0$. ნიშანი „–„ ნიშნავს, რომ ატომის შემადგენელი ნაწილები ურთიერთმიიზიდებიან. შრედინგერის განტოლებას, თუ გავითვალისწინებთ U-ს მნიშვნელობას ექნება ასეთი სახე:

$$\nabla^2 \psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2}\left(E + \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)\psi = 0 .$$

ასეთ განტოლებას ამონახსნი აქვს მხოლოდ ელექტრონის სრული ენერგიის მხოლოდ განსაზღვრული მნიშვნელობებითვის. E-ს დისკრეტული მნიშ-ბები მიუთითებს იმაზე, რომ ატომში შეიძლება განხორციელდეს მოძრაობების მხოლოდ განსაზღვრული სახეები. მაშასადამე ატომის სტაციონალური მდგომარეობები ხასიათდება ენერგიის მხოლოდ განსაზღვრული დისკრეტული მნიშვნელობებით. ამრიგად შრედინგერის განტოლებას მივყავართ იმ დასკვნამდე, რომ ატომის სტაციონალური მდგომარეობები ხასიათდება ენერგიის მხოლოდ განსაზღვრული დისკრეტული მნიშვნელობებით. ენერგიის ამ მნიშვნელობათა შესაბამისი ტალღური ფუნქციები დამოკიდებულია სამ მთელ პარამეტრზე, რომელთაც კვანტური რიცხვები ეწოდება და რომელსაც შემდგომში განვიხილავთ.

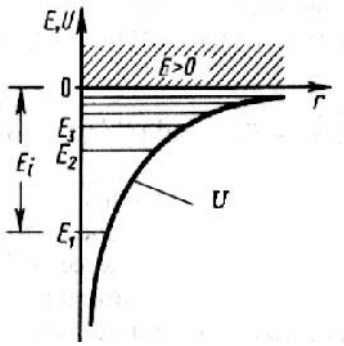
XII ლექცია

კვანტური რიცხვები და მათი ფიზიკური არსი. ელექტრონის სპინი. პაულის პრინციპი. ელექტრონთა განაწილება ატომში მდგომარეობების მიხედვით.

§1. კვანტური რიცხვები და მათი ფიზიკური არსი.

როგორც წინა ლექციაში ავღნიშნეთ, შრედინგერის განტოლებას მივყავართ იმ დასკვნამდე, რომ ატომის სტაციონალური მდგომარეობები ხასიათდება ენერგიის მხოლოდ განსაზღვრული დისკრეტული მნიშვნელობებით. ენერგიის ამ მნიშვნელობათა შესაბამისი ტალღური ფუნქციები დამოკიდებულია სამ მთელ პარამეტრზე, რომელთაც კვანტური რიცხვები ეწოდება.

1. მთავარი კვანტური რიცხვი n, რომელიც განსაზღვრავს ელექტრონის ენერგეტიკულ დონეს ატომში (ელექტრონის ენერგია). ის ღებულობს ნებისმიერ მთელ რიცხვით მნიშვნელობებს $n = 1,2,3...$. შესაბამისად ენერგია $E_n = -\frac{1}{n^2}\frac{me^4}{8h^2\varepsilon_0^2}$ (დისკრეტულ მნიშვნელობათა უარყოფითი მნიშ-ბები). n განსაზღვრავს ატომში არა ორბიტის ნომერს, როგორც ეს ბორის თეორიაში იყო, არამედ ენერგიის დისკრეტულ მნიშვნელობებს და ელექტრონული ღრუბლის ანუ ორბიტალის ზომებს, ე.ი. კვანტურ მდგომარეობათა ჯგუფს, რომლებშიც დანარჩენი კვანტური რიცხვები შეიძლება სხვადასხვა მნიშვნელობებს იღებდნენ. ელექტრონის ენერგია წყალბადის ატომში იკვანტება, ანუ მისი ენერგეტიკული სპექტრი წყვეტილია, დისკრეტული. ასეთივე შედეგი იყო პოსტულირებული ბორის თეორიაშიც, აქ კი არის შრედინგერის განტოლების ამონახსნი. ამ ფორმულის შესაბამისი ენერგიის შესაბამისი მნიშ-ბები $E_1, E_2, E_3 ....$ ნაჩვენებია ნახ. 1-ზე. ყველაზე დაბალი დონე, სადაც ენერგია



ნახ. 1

მინიმალურია ($n = 1$, $E_1 = -13{,}55$ ევ) ძირითადია (ნორმალური), დანარჩენები $n = 2$, $E_2 = -3{,}37$, $n = 3$, $E_3 = -1{,}5$ ევ და ა.შ. აგზნებული. თუ n იზრდება ენერგეტიკული დონეები ერთმანეთს უახლოვდებიან და როცა $n \to \infty$, მაშინ $E_\infty = 0$. თუ $E > 0$-ელექტრონის მოძრაობა შეზღუდულია, ხოლო თუ $E < 0$, მაშინ მოძრაობა თავისუფალია. ეს შეესაბამება იონიზირებულ ატომს. იონიზაციის ენერგია $E_i = -E_1 = 13{,}55$ ევ. შესაბამის შრეებს ასე აღნიშნავენ: $n = 1 - K$, $n = 2 - L$, $n = 3 - M$, $n = 4 - N$ შრე და ა.შ. მაშასადამე როდესაც $E < 0$ შრედინგერის განტ-ს ამოხსნა აქვს $E -$ ს ნებისმიერი მნიშ-სთვის, ხოლო როცა $E > 0$ $E -$ ს გარკვეული დისკრეტული მნიშ-ბებისთვის.

2. ელექტრონს r – რადიუსიან ორბიტაზე მოძრაობისას აქვს იმპულსის მომენტი $\vec{L} = m[\vec{v} \times \vec{r}]$. კვანტურ მექანიკაში მტკიცდება, რომ იმპულსის მომენტი, ისევე როგორც ენერგია იკვანტება ე.ი. ღებულობს წყვეტილ მნიშვნელობებს და არა ნებისმიერს, რომელიც ასე განისაზღვრება: $L = \frac{h}{2\pi}\sqrt{l(l+1)}$, სადაც $l -$ მთელი რიცხვია და მას **ორბიტული კვანტური რიცხვი** ეწოდება. ის იღებს შემდეგ მნიშ-ბებს $l = 0,1,2...(n-1)$ – სულ n მნიშვნელობა. მაგ. თუ $n = 3$, მაშინ $l -$ შეიძლება იყოს 0-ის, 1-ის ან 2-ის ტოლი. აღნიშვნები ასეთია $l = 0 - s$, $l = 1 - p$, $l = 2 - d$, $l = 3 - f$ ($s, p, d, f -$ მდგომარეობები) და ა.შ. თუ $n = 1$ და $l = 0$ აღინიშნება $1s -$ ით, $n = 2$, მაშინ $l = 0,1$. როდესაც $l = 0$, გვაქვს $2s$ და

როდესაც l Z 1, გვაქვს $2p$ მდგომარეობა. როდესაც ელექტრონი იმყოფება p მდგომარეობაში, მისთვის l Z 1, ანუ L Z $\frac{h}{2®}\sqrt{2}$. $1s$ J მდგომარეობა ძირითადია. მოცემულ მდგომარეობაში ელექტრონების რაოდენობა Z იწერება ხარისხის მაჩვენებლით nl^Z. მაგ. $2p^4$ J ნიშნავს ოთხი ელექტრონისთვის n Z $2, l$ Z 1. თავის ტალღური თვისებების გამო ელექტრონი წყალბადის ატომში შეიძლება აღმოვაჩინოთ ნებისმიერ ადგილას, მაგრამ სხვადასხვა ალბათობით, რომელიც განისაზღვრება · ტალღური ფუნქციის მოდულის კვადრატით. ელექტრონის შესაძლო მდგომარეობათა შესაბამის წერტილების ერთობლიობას ეწოდება ორბიტალი, რომელიც პირობითად გამოისახება სივრცითი ელექტრონული ღრუბლის სახით, რომლის სიმკვრივე ახასიათებს ელექტრონის აღმოჩენის ალბათობის განაწილებას. როდესაც n Z 1 და l Z 0 ე.ი. ძირითადი მდგომარეობაა, ორბიტალს აქვს სფერული ფორმა სიმკვრივის არათანაბარი განაწილებით, რომლის მაქსიმუმი ცენტრიდან ბორის ძირითადი ორბიტის შესაბამისი r_0 მანძილის ტოლია. შემდეგ ბირთვის მიმართულებით სიმკვრივე მცირდება. როდესაც l Z 1, ანუ ელექტრონი p მდგომარეობაშია, ელექტრონის ორბიტას აქვს ისეთი ფორმა, რომელიც მიიღება რვიანის ბრუნვით. l J ის უფრო დიდი მნიშვნელობებისთვის ორბიტალების ფორმა უფრო რთულია.

ორბიტული კვანტური რიცხვი l განსაზღვრავს ელექტრონის იმპულსის მომენტის აბსოლუტურ მნიშვნელობას, მაგრამ იმპულსის მომენტი ვექტორული სიდიდეა და ამიტომ სრული დახასიათებისთვის აუცილებელია აგრეთვე მისი მიმართულების დადგენა ($\vec{L}$ მართობულია ბრუნვის სიბრტყის).

3. ელექტრონს ატომში ორბიტალური მექანიკური იმპულსის მომენტის გარდა აგრეთვე გააჩნია მასთან დაკავშირებული ორბიტალური მაგნიტური მომენტი $\vec{P}_m$ Z e¬S. ამავე დროს ცნობილია $\vec{P}_m$ Z J $\frac{e}{2m}\vec{L}_e$. ამიტომ გარეშე მაგნიტურ ველში ელექტრონული ღრუბელი ორიენტირდება სრულიად გარკვეული მიმართულებით. მაგ. თუ გარეშე მაგნიტურ ველში მოვათავსებთ ატომს, რომლისთვის l Z 1, მაშინ "რვიანი" ისე ორიენტირდება, რომ სამი შესაძლო მნიშვნელობიდან მიიღებს ერთ-ერთს

(ნახ.2). მაშასადამე $\vec{L}$ ვექტორის მიმართულება გარეშე მაგნიტური ველის მიმართ უნდა იკვანტებოდეს, რასაც სივრცულ დაკვანტვას უწოდებენ. $\vec{L}$-ის მიმართულებახ **განსაზღვრავს მაგნიტური კვანტური რიცხვი** m, რომელიც გვაძლევს მის მდგენელს მაგნიტური ველის გასწვრივ. თუ მაგნიტური ველის $\vec{B}$ J ს მიმართულება ემთხვევა Z ღერძს, მაშინ $\vec{L}$ J ვექტორის მდგენელი ამ მიმართულებით უნდა იყოს L_Z Z $\frac{h}{2®}m$, ანუ იმპულსის მომენტის პროექციას L_Z J ს გარე მაგნიტური ველის მიმართულებაზე შეიძლება ჰქონდეს სრულიად განსაზღვრული კვანტური მნიშვნელობები. იმის გამო, რომ კვანტურ მექანიკაში ელექტრონის ორბიტას აზრი არ აქვს, ამიტომ $\vec{L}$ J ვექტორის ზუსტი მიმართულების დადგენა შეუძლებელია. ე.ი. არ შეიძლება ერთდროულად ცნობილი იყოს სამივე L_X, L_Y, L_Z მისი მდგენელი. m-მაგნიტური (მაგნიტური იმიტომ, რომ მიმართულებად, რომელზედაც $\vec{L}$ J ვექტორის გეგმილი, იღებენ მაგნიტური ველის მიმართულებას – ან გარეშე, ან ბირთვისა და ელექტრონის მიერ

შექმნილი მაგნიტური ველი) კვანტური რიცხვი იღებს ნებისმიერ მნიშ-ბებს J l დან H l მდე. ე.ი. m Z 0,ï1,ï2,.... ï l. L_z J ს შეუძლია მიიღოს $(2l$ H $1)$ მნიშ-ბა, ანუ $\vec{L}$ J ვექტორს შეიძლება ჰქონდეს Z ღერძის მიმართ $(2l$ H $1)$ ორიენტაცია. მაგ. თუ l Z 1, m Z 0,J1,H1. ამ მოვლენას სივრცული დაკ-ვანტვა ეწოდება. მაშასადამე იკვანტება $\vec{L}$ – ვექტორის არა მარტო სიდიდე, არამედ მისი მიმარ-თულებაც. მაშასადამე ელექტრონის მდგომარეობა ატომში განისაზღვრება სამი კვანტური რიცხვით, ხოლო წყალბადის ატომში მხოლოდ ერთი მთავარი კვანტური რიცხვით. სხვადასხვა კვანტურ მდგომარეობაში ენერგეტიკულ დონეს, რომელსაც რამდენიმე კვანტური მდგომარეობა შეესაბამება – გადაგვარებული დონე ეწოდება, ხოლო მოცემული ენერგიის შესაბამის სხვადასხვა კვანტურ მდგომარეობით რიცხვს გადაგვარების ჯერადობა. ე.ი. ერთი და იგივე ენერგიის ელექტრონი შეიძლება იმყოფებოდეს სხვადასხვა კვანტურ მდგომარეობაში. l J ის თვითოელ მნიშვნელობას შეესაბამება $(2l$ H $1)$ მდგ-ბა, რომლებიც განსხვავდებიან m J მაგნიტური რიცხვით. რადგან l იცვლება 0-დან $(n$ J $1)$ მდე, ამიტომ მოცემული ენერგიის შესაბამის მდგომარეობათა რიცხვი, რომლებიც განსხვავ-დებიან l და m J ით ტოლია $\sum_{l=0}^{n-1}(2l$ H $1)$ Z n^2 ე.ი. ენერგეტიკული დონის გადაგვარების ჯერადობა n^2 J ის ტოლია. თუ n Z 1, დონე გადაუგვარებელია.

თუ n Z 2, l Z 0, m Z 0 J 1
l Z 1, m Z 0,ï1 J 3 სულ 4-ჯერ გადაგვარებული, ანუ n^2 Z 2^2 Z 4.

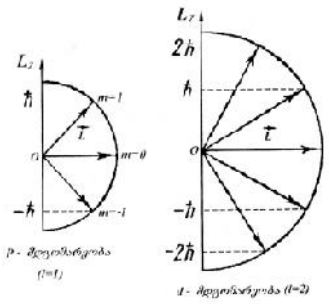
თუ n Z 3, l Z 0, m Z 0 J 1
l Z 1, m Z 0,ï1 J 3
l Z 2, m Z J2,J1,0,H1,H2 J 5 სულ 9-ჯერ გადაგვარებული მდგომარეობა, ანუ n^2 Z 2^{32} Z 9.

იბადება კითხვა: რატომ იკვანტება $\vec{L}$ J ის მხოლოდ ერთი მდგენელი L_z? საქმე იმაშია, რომ $\vec{L}$ J ს არ შეუძლია Z J ის მიმართ დაიკავოს სრულიად განსაზღვრული მდებარეობა, რადგა ის სივრ-ცეში აღწერს კონუსს, ისე რომ L_z გეგმილი ტოლია $\frac{h}{2®}m$ J ის. ამ მოვლენის მიზეზი აიხსნება განუ-ზღვრელობის თანაფარდობით. $\vec{L}$ ვექტორს რომ ჰქონდეს გარკვეული მიმართულება და მაშასადამე გააჩნდეს L_X, L_Y, L_Z მდგენელები, მაშინ ელექტრონი მოთავსებული იქნებოდა გარკვეულ სიბრტყეში. მაგ. $\vec{L}$ J ს რომ Z J ის მიმართულება ჰქონდეს, მაშინ ელექტრონი იმოძრავებდა XY სიბრტყეში. ეს კი ჰაიზენბერგის პრინციპის თანახმად მაშინ არის შესაძლებელი, როდესაც იმპულსის განუზღვრელობა $\mathrm{a}p_z$ Z $\frac{\hbar}{\mathrm{a}Z}$ Z ã, რადგან $\mathrm{a}Z$ Z 0. ეს კი შეუძლებელია თუ ელექტრონი ეკუთვნის წყალბადის ატომს. სინამდვილეში რადგან გარკვეული მნიშვნელობები აქვს მხოლოდ L_z J ს, ამიტომ ელექტრონის მდე-ბარეობა არ შემოიფარგლება ერთი სიბრტყით და ის ხასიათდება გარკვეული განუზღვრელობით. რადგან $\vec{L}$ J ის მიმართულება განუწყვეტლივ იცვლება, ამიტომ L_X და L_Y საშუალო მნიშვნელობები ნულის ტოლია, ხოლო L_z Z $\frac{h}{2®}m$.

მაშასადამე მაგნიტური კვანტური რიცხვების არსებობა გვაძლევს იმას, რომ მთავარი კვანტური რიცხვის მქონე დონე იხლიჩება $2l$ H 1 ქვედონეებად. მართალია E_n ენერგია დამოკიდებულია მთავარ კვანტურ რიცხვზე, მაგრამ E_n-ის თითოეულ საკუთარ მნიშვნელობას შეესაბამება (გარდა E_1 J სა) რამდენიმე საკუთარი $\cdot_{n,l,m}$ ფუნქციის მნიშვნელობა, რომლებიც ერთმანეთისაგან განსხვავდება l და m J ით. ამიტომ ელექტრონს შეიძლება ჰქონდეს ერთი და იგივე ენერგია სხვადასხვა მდგომარეობებში.

რადგან ელექტრონების მოძრაობა ატომში ხასიათდება ტალღური თვისებებით, ამიტომ კვანტურ მექანიკაში არ განიხილება (როგორც კლასიკურ მექანიკაშია) ელექტრონული ორბიტები. აქ უკვე ელექტრონები ქმნიან ელექტრონულ ღრუბელს, რომლის სიმკვრივე ახასიათებს ელექტრონის აღმოჩენის ალბათობას ატომის მოცულობის სხვადასხვა წერტილებში. კვანტურ მექანიკაში n და l ახასიათებს ელექტრონული ღრუბლის ფორმასა და ზომას, ხოლო m J კი ელექტრონული ღრუბლის ორიენტაციას სივრცეში.

სივრცულ დაკვანტვას გამოსახავენ გრაფიკულად. როცა l Z 0, მაშინ L_z J ს აქვს ერთი მნიშვნელობა L_z Z 0, ე.ი. $\vec{L}$ მართობია $\vec{B}$ J სი. როცა l Z 1, m Z 0,H1,J1 L_z Z 0,$\frac{h}{2®}$,J $\frac{h}{2®}$. ნახ. 3-ზე



ნახ. 3

ნაჩვენებია სივრცითი დაკვანტვა, როდესაც l Z 1 და l Z 2. პირველ შემთხვევაში გვაქვს $\vec{L}$ ვექტორის 3 შესაძლო ორიენტაცია (m Z 0,ï1) ხოლო მეორეში კი 5 ორიენტაცია –m Z 0,ï1,ï2. მაშასადამე n J მთავარი კვანტური რიცხვი გამოსახავს ენერგიის მნიშვნელობებს, l J ორბიტული კვანტური რიცხვი ორბიტული იმპულსის მომენტის სიდიდის მნიშვნელობებს, m J მაგნიტური კვანტური რიცხვი კი ორბიტული იმპულსის მომენტის გეგმილის მნიშვნელობებს. ე.ი. ერთი და იგივე ენერგიის მქონე (n) ელექტრონი შეიძლება იმყოფებოდეს სხვასხვა კვანტურ მდგომარეობაში.

§2. ელექტრონის სპინი, სპინური კვანტური რიცხვი, პაულის პრინციპი, ელექტრონთა განაწილება ატომში. ატომში ელექტრონის მდგომარეობა გარდა ზემოთ აღნიშნული სამი კვანტური რიცხვისა, ხასიათდება აგრეთვე სპინური კვანტური რიცხვით. ცდების შედეგად დადგინდა, რომ ელექტრონს გარდა ორბიტული იმპულსის მომენტისა და მისი შესაბამისი მაგნიტური მომენტისა, გააჩნია ასევე საკუთარი იმპულსის მექანიკური მომენტი L_s (სპინი – ბზრიალა, რომელიც არ არის დაკავშირებული ელექტრონის ბრუნვასთან საკუთარი ღერძის გარშემო) და მისი შესაბამისი მაგნიტური მომენტი P_{ms}. გარეშე მაგნიტურ ველში სპინი, ისევე როგორც ორბიტალური იმპულსის მომენტი ორიენტირდება გარკვეული სახით და იკვანტება შემდეგი სახით: L_s Z $\frac{h}{2®}\sqrt{s(s\,\mathrm{H}\,1)}$, სადაც s J სპინური კვანტური რიცხვია. სპინი წარმოადგენს მატერიის პირველად თვისებას და არ შეიძლება დაყვანილ იქნას სხვა უფრო მარტივ ცნებაზე. მას აქვს მხოლოდ ერთი მნიშვნელობა – $\frac{1}{2}$. ორბიტული სივრცითი დაკვანტვის ანალოგიურად ელექტრონის სპინის პროექციას გარეშე მაგნიტური ველის მიმართულებაზე შეიძლება ჰქონდეს მხოლოდ გარკვეული დაკვანტული მნიშ-ბა L_{SZ} Z $\frac{h}{2®}m_{SZ}$. m_s J მაგნიტური სპინური კვან-

ტური რიცხვია და იღებს ორ მნიშ-ბას $m_s = \pm\frac{1}{2}$, ანუ $L_{sz} = \pm\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$. მაშასადამე სპინის იმპულსის მომენტის გეგმილი გარე Z მიმართულებაზე იკვანტება ფორმულით $L_{sz} = \frac{h}{2\pi}m_s = \pm\frac{h}{4\pi}$.

მაშასადამე მრავალელექტრონიან ატომში ელექტრონი იმყოფება ერთ-ერთ დასაშვებ მდგომარეობაში, რომელიც ხასიათდება n, l, m, m_s კვანტური რიცხვების განსაზღვრული მნიშ-ბებით.

$n = 1,2,3,4...;\quad l = 0,1,2,...(n-1);\quad m = 0,\pm1,\pm2,....\pm l;\quad m_s = \pm\frac{1}{2}$ მნიშვნელობები.

დონეების მიხედვით ელექტრონების განაწილება ემორჩილება პაულის პრინციპს, რომელიც შემდეგში მდგ-ს: ნებისმიერ მრავალელექტრონიან სისტემაში ოთხი კვანტური (n, l, m, m_s) რიცხვით განსაზღვრულ სტაციონალურ მდგ-ში არ შეიძლება იმყოფებოდეს ერთზე მეტი ელექტრონი, ანუ არ არსებობს ორი ელექტრონი, რომელთათვისაც ოთხივე კვანტური რიცხვი ერთნაირია. გამოვთვალოთ იმ ელექ-ტრონთა მაქსიმალური რიცხვი, რომლებსაც აქვთ ერთნაირი მთავარი კვანტური რიცხვი. მოცემული n-სთვის ორბიტალური კვანტური რიცხვი იცვლება 0-დან $(n-1)$-მდე. ამიტომ ამ მდგომარეობაში ელექტრონების მაქსიმალური რაოდენობა ტოლი იქნება $N(n) = \sum_{i=0}^{n-1} 2(2l+1) = [2(n-1)+2]n = 2n^2$.

თუ $n = 1, N = 2$. თუ $n = 2, N = 8$, $n = 3, N = 18$ და ა.შ. ერთნაირი n და l კვანტური რიცხვების მქონე ელექტრონთა ერთობლიობა ქმნის ელექტრონულ გარსს, ხოლო ერთნაირი n-ის მქონე კი ელექტ-რონულ შრეს. ვიცით $n = 1,2,3,4..$. მათი შესაბამის შრეები აღინიშნება $K, L, M, N, O..$ ასოებით. ასევე $l = 0,1,2,3,4...$ შესაბამისი მდგ-ბებია $s, p, d, f, g...$. რადგან მოცემულ გარსში შეიძლება იმყოფებოდეს არა უმეტეს $2(2l+1)$ ელექტრონისა, ამიტომ მოცემულ n-ურ შრეში შეიძლება იყოს არა უმეტეს ორი s ელექტრონისა, ექვსი p ელექტრონისა, ათი d ელექტრონისა, თოთხმეტი f ელექტრონისა და ა.შ. ცალკეულ შრეებში გვექნება გვაქვს ელექტრონების ასეთი განაწილება:

K	$1s^2$	**2**
L	$2s^2 2p^6$	**8**
M	$3s^2\, 3p^6\, 3d^{10}$	**18**
N	$4s^2\, 4p^6\, 4d^{10}\, 4f^{14}$	**32**

მაგ. **Na**, რომელიც პერიოდულ სისტემაში მე-11 ელემენტია, ანუ აქვს სულ 11 ელექტრონი გარსზე, ელექტრონული კონფიგურაცია ასე ჩაიწერება : $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$. $2s^2$ ნიშნავს, რომ მეორე **L** შრეში გვაქვს s მდგ-ში არის ორი ელექტრონი, $3p^5$ ნიშნავს, რომ მესამე შრეში ($n = 3$-M) p-მდგომარეობაში ($l = 1$) გვაქვს 5 ელექტრონი და ა.შ 1 ცხრილში მოცემულია შრეების აღნიშვნა და ელექტრონების

I ცხრილი

მთავარი კვანტური რიცხვი, n	1	2		3			4				5				
შრის აღნიშვნა	K	L		M			N				O				
ელექტრონების მაქსიმალური რიცხვი შრეში, $2n^2$	2	8		18			32				50				
ორბიტული კვანტური რიცხვი, l	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3	0	1	2	3	4
ქვეშრის აღნიშვნა	$1s$	$2s$	$2p$	$3s$	$3p$	$3d$	$4s$	$4p$	$4d$	$4f$	$5s$	$5p$	$5d$	$5f$	$5g$
ელექტრონების მაქსიმალური რიცხვი ქვეშრეში, $2(2l+1)$	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	18

განაწილება შრეების და ქვეშრეების მიხედვით.

XIII ლექცია

ატომბირთვის შემადგენლობა და თვისებები. იზოტოპები. ბირთვული ძალები. რადიოაქტივობა, ~, ,¥ სხივები. ~ და დაშლა. რადიოაქტიური გადანაცვლების წესები.

§1. ატომბირთვის შემადგენლობა და თვისებები. იზოტოპები. ბირთვული ძალები.

რეზერფორდის ცდების შედეგად დადგინდა ატომის აგებულების ბირთვული მოდელი, რომლის თანახმად ატომი შედგება დადებითად დამუხტული ბირთვისაგან და მის გარშემო ორბიტებზე მოძრავი ელექტრონებისაგან. ატომს აქვს ბირთვი, რომლის რადიუსი 10^{-15} მ რიგისაა და ის დაახლოებით 10^4 – 10^5 –ჯერ ნაკლებია ატომის დიამეტრზე. ბირთვში თავმოყრილია თითქმის მთელი ატომის მასა. ბირთვის დადებითი მუხტია Ze, სადაც Z - რიგითი ნომერია, e-ელექტრონის მუხტის აბსოლუტური მნიშვნელობა.

ბირთვის პროტონულ-ნეიტრონული მოდელის თანახმად ბირთვი შედგება ორი სახის ელემენტარული ნაწილკებისაგან – პროტონების (დადებითად დამუხტული ნაწილაკები) და ნეიტრონებისაგან (უმუხტო ნაწილაკები). პროტონების და ნეიტრონების საერთო სახელია – **ნუკლონი,** ამიტომ ისინი განიხილებიან, როგორც ნუკლონის ორი სხვადასხვა მდგომარეობა.

ბირთვულ ფიზიაში შემოღებულია მცირე – ატომური ერთეულები.

მუხტის ატომური ერთეულად მიღებულია ელექტრონის მუხტის სიდიდე: e Z $1{,}6$ ě 10^{J19} კ.

მასის ატომურ ერთეულად (მაე) – ნახშირბადის ატომის 1/12 ნაწილი და მიღებულია, რომ 1მაე Z $1{,}66$ ě 10^{J27} კგ. სიგრძის ერთეულად ფერმი (ფ): 1ფ Z 10^{J10} მ და ენერგიის კი **ელექტრონვოლტი;** 1ევ $1{,}6$ ě 10^{J19} ჯ. მიღებულია ასევე **ენერგიის ატომური ერთეული (ეაე),** რომელიც ტოლია მასის ატომური ერთეულის ნამრავლისა სინათლის სიჩქარის კვადრატზე: 1 ეაე=1 მაე$\cdot c^2$ ù 931 მევ.

პროტონების და ნეიტრონების მასები მიახლოებით ერთმანეთის ტოლია $(m_p$ Z $1{,}00727$ მაე, ხოლო m_n Z $1{,}00866$ მაე. ატომბირთვში შემავალი პროტონების Z რიცხვი (მუხტის რიცხვი) ემთხვევა მენდელეევის პერიოდულ სისტემაში ელემენტის რიგით ნომერს. იგი განსაზღვრას ბირთვის მუხტს (Ze). **მასური რიცხვი** (A) ეწოდება ბირთვში შემავალი ნუკლონების ანუ პროტონებისა (Z) და ნეიტრონების (N) ჯამს A Z Z H N. ყველა ბირთვისთვის, გარდა ${}^1_1H$ წყალბადისა და ${}^4_2He$ ჰელიუმისა, N ñ Z. მსუბუქი ბირთვებისათვის $\frac{N}{Z}$ ù 1. პერიოდული სისტემის ბოლოში მყოფებისათვის (მძიმე ბირთვებისათვის) კი $\frac{N}{Z}$ ù $1{,}6$. ყოველი ატომის ბირთვს გამოსახავენ ${}_ZX^A$, სადაც X ქიმიური ელემენტის სიმბოლოა.

ბირთვის რადიუსი გამოისახება ემპირიული ფორმულით R Z $R_0A^{1/3}$, სადაც R_0 Z $(1{,}4$ J $1{,}5)$ ě 10^{J15} მ Z $(1{,}4$ J $1{,}5)$ ფ. R Z $R_0A^{1/3}$ ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ ბირთვის მოცულობა პროპორციულია ნუკლონების რიცხვისა მასში და ამიტომ ბირთვული მატერიის სიმკვრივე

ყველა ბირთვისთვის ერთნაირია. თუ ჩავთვლით რომ ბირთვის მასა $m = Am_n$, მაშინ

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{Am_n}{\frac{4}{3}\pi R^3} = \frac{3 \cdot 1{,}67 \cdot 10^{-27}}{4\pi(1{,}5 \cdot 10^{-15})} = 1{,}5 \cdot 10^{8}$$ ტ/სმ^3, რაც საკმაოდ დიდია.

იზოტოპები ეწოდება მოცემული ქიმიური ელემენტის ატომთა ნაირსახეობას, რომელთა ბირთვებს აქვთ ერთნაირი მუხტი (ანუ შეიცავენ პროტონების ერთი და იგივე რაოდენობას), მაგრამ განსხვავდებიან მასით (ანუ შეიცავენ ნეიტრონების სხვადასხვა რაოდენობას). ამჟამად ბუნებაში დაახლოებით 300 სტაბილური და 1000-ზე მეტი არასტაბილური იზოტოპი არსებობს. ყოველი ქიმიური ელემენტი ჩვეულებრივ წარმოადგენს რამოდენიმე იზოტოპის ნარევს, ამიტომ ქიმიური ელემენტის მასა მისი იზოტოპების ატომური მასების საშუალოა. მაგ. ქლორი ბუნებაში არსებობს ორი იზოტოპის სახით, რომელთა ატომური მასებია **37** (ბუნებრივი ქლორის **25%)** და **35 (75%).** ამიტომ ქლორის ატომური მასა $A = 37 \cdot 0{,}25 + 35 \cdot 0{,}75 = 35{,}5$. წყალბადს აქვს სამი იზოტოპი $_1H^1$ (პროტიუმი – მსუბუქი წყალბადი – შედგება ერთი პროტონისაგან), $_1H^2$ (დეიტერიუმი – შედგება ერთი პროტონი და ერთი ნეიტრონისაგან) და $_1H^3$ (ტრიტიუმი –შედგება ერთი პროტონი და ორი ნეიტრონისაგან).

რადგან ატომბირთვს აქვს დიდი სიმკვრივე და ასევე ის მდგრადია, ამიტომ შეიძლება ითქვას, რომ ბირთვში ნუკლონებს შორის მოქმედებენ მეტად ძლიერი ურთიერთმიზიდვის ძალები. ეს ძალები არ წარმოადგენენ გრავიტაციულ ძალებს (ნუკლონების მცირე მასის გამო) და არც ელექტრულს (რადგან ბირთვში არ გვაქვს სხვადასხვა ნიშნიანი დამუხტული ნაწილაკები). მაშასადამე ბირთვში მოქმედ ძალებს განსაკუთრებული რთული ბუნება გააჩნიათ და მათ ატომბირთვულ ძალებს უწოდებენ. ამ ძალების ძირითადი თვისებებია:

1. ეს ძალები ბუნებაში არსებულ ძალებს შორის ყველაზე მძლავრია. ისინი დაახლოებით 100-ჯერ აღემატებიან ელექტრომაგნიტურ ძალებს. სწორედ ამის გამო მიუხედავად პროტონებს შორის მოქმედი განზიდვის ძალების მიუხედავად ბირთვი მდგრადი სისტემაა.
2. ეს ძალები ახლოქმედი ძალებია, ანუ მოქმედებენ მეტად მცირე მანძილებზე. მაგ. უკვე 2 ფ მანძილზე მათი მოქმედება არ ვლინდება, ხოლო 1 ფ-ზე ნაკლებ მანძილზე ურთიერთმიზიდვა იცვლება განზიდვით.
3. ბირთვული ძალების სიდიდე მუხტზე დამოკიდებული არ არის: ორ პროტონს შორის მოქმედებს ბირთვული მიზიდვის ისეთივე ძალა, როგორ ორ ნეიტრონს, ან ნეიტრონსა და პროტონს შორის.
4. ამ ძალებს ახასიათებს ნაჯერობა. ეს მდგომარეობს იმაში, რომ მოცემულ ნუკლონს შეუძლია ურთიერთქმედება ნუკლონთა მხოლოდ გარკვეულ რიცხვთან.

§2. რადიოაქტივობა, α, β, γ სხივები. α და β დაშლა. რადიოაქტიური გადანაცვლების წესები.

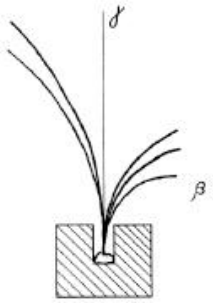
რადიოაქტიურობა ეწოდება ერთი ელემენტის (არამდგრადი) ბირთვების თავისთავად (სპონტანურად) გარდაქმნას მეორე ელემენტის ბირთვებად. მას თან ახლავს უხილავი გამოსხივება. ამ გამოსხივებას რადიოაქტიური გამოსხივება (რადიოაქტიური სხივები) ეწოდება, ხოლო ნივთიერებებს, რომელთა ბირთვებიც განიცდიან სპონტანურ გარდაქმნებს-რადიოაქტიური ნივთიერებები. რადიოაქტიურობა შეიძლება იყოს ბუნებრივი (ბუნებაში არსებულ არამდგრად ბირთვებში, დამახასიათებელია მძიმე ელემენტების ბირთვებისათვის–მოთავსებული არიან პერიოდული სისტემის ბოლოში) და ხელოვნური (სხვადასხვა ბირთვული რეაქციების მეშვეობით – ხელოვნური რადიოაქტიურობა). მოვლენა აღ-

მოაჩინა ფრანგმა ბეკერელმა 1896წ. ურანის მარილების გამოსხივებაზე დაკვირვებით. ურანის მარილების შესწავლისას მან დაადგინა, რომ მზის სხივების განათების შემდეგ, ისინი ხილულ სინათლესთან ერთად უხილავ სხივებსაც გამოასხივებს. ეს სხივები რენტგენის სხივების მსგავსად იწვევდა აირის იონიზაციას, ხასიათდება ნივთიერების განჭოლვის დიდი უნარით, მოქმედებს შავ ქაღალდში გახვეულ ფოტოფირზე და სხვა. ამიტომ ბეკერელს ეგონა, რომ საქმე აქვს რენტგენის მსგავს გამოსხივებასთან, რომელიც ჩნდება მზის სხივების გავლენით. მაგრამ ერთხელ ღრუბლიანი ამინდის გამო მორიგი ცდა ვერ ჩაატარა და ბეკერელმა შეინახა უჯრაში შავ ქაღალდში გახვეული ფოტოფირი, რომელზეც იდო ურანის მარილით დაფარული სპილენძის ჯვარი. რამდენიმე დღის შემდეგ ფოტოფირის გამჟღავნებისას მან შეამჩნია ჯვრის მკაფიო გამოსახულება და ამის შემდეგ მივიდა დასკვნამდე, რომ ურანის მარილები თავისთავად, გარეგანი ფაქტორების გარეშე გამოასხივებს რენტგენის მსგავს სხივებს.

ე.ი. ბუნებრივ რადიოაქტიურობაში იგულისხმება ბირთვების (არამდგრადი იზოტოპების) თავისთავად გარდაქმნას მდგრად ბირთვებად, რომელიც მიმდინარეობს ნაწილაკების და ენერგიის გამოსხივებით.

ბეკერელის მიერ აღმოჩენილ სხივებს დაარქვეს რადიოაქტიური სხივები (ლათინური სიტყვიდან ***Radius*** J სხივი).

მაგნ.იტური ველის საშუალებით დაადგინეს რომ გამოსხივება შედგებოდა სამი სახის სხივებისაგან: ~ (ჰელიუმის ორჯერ იონიზებული ანუ ბირთვები –დადებითი ნაწილაკები ~ $Ø_2^4He$),



ნახ. 1

(ელექტრონების ნაკადი-უარყოფითი $Ø_{J1}^0e$) და ¥ (მოკლე სიგრძის ელ.მაგნ. ტალღა) სხივებისაგან. ~ და სხივები მაგნ. ველში გადაიხრებოდნენ ურთიერთსაპირისპიროდ (რაც ადასტურებდა რომ ისინი საწინააღმდეგო ნიშნით დამუხტული ნაწილაკებია), ხოლო ¥ -არ გადაიხრებოდა, ანუ მუხტი არ გააჩნიათ (ნახ. 1).

ბირთვის რადიოაქტიურ გარდაქმნას რადიოაქტიურ დაშლასაც უწოდებენ. განვიხილოთ ეს გამოსხივებები ცალკ-ცალკე.

~ J დაშლა. ამ დროს ბირთვიდან გამოიტყორცნება ~ ნაწილაკი (ჰელიუმის ატომბირთვი). მისი მუხტი $Z = 2$, ხოლო მასა A Z 4. ამ ნაწილაკების სიჩქარე $1{,}4\cdot10^7$ მ/წმ-დან $2\cdot10^7$ მ/წმ-მდეა, ხოლო კინეტიკური ენერგია კი 4–8 მევ.

~ ნაწილაკის შეღწევისუნარიანობა (ანუ მანძილი, რასაც ის გადის ნივთიერებაში გაჩერებამდე) მცირეა. მაგ. ჰაერში რამდენიმე სანტიმეტრი, სითხეებსა და ბიოლოგიურ ქსოვილებში ~10^{-2} მ. ~ ნაწილაკს მთლიანად აკავებს ქაღალდის ფურცელი, ტანსაცმელი, 0.05მმ სისქის ალუმინის კილიტა.

J დაშლა. ამ დროს ბირთვიდან გამოიტყორცნება ნაწილაკი, რომელიც წარმოადგენს ელექტრონს ($^J Ø_{J1}^0e$), იშვიათად (ხელოვნურად რადიოაქტიური ბირთვის შემ-ში) პოზიტრონს ($^H Ø_{J1}^0e$). ამ ნაწილაკების მასა **7350-ჯერ** ნაკლებია ~ ნაწილაკების მასაზე. მათ აქვთ ყველანაირი სიჩქარე ნულიდან თითქმის სინათლის სიჩქარემდე. დაშლის რეაქცია ასეთი სახისაა: $_zX^A$ ì J_{J1} $^0H_{zH1}Y^A$. ე.ი. ელემენტი გადაიწევს ერთი უჯრით მარჯვნივ პერიოდულ სისტემაში. მაგ. კალიუმის იზოტოპის გარდაქმნა კალციუმად: $_{19}K^{40}$ ì $_{J1}e^0$ H $_{20}Ca^{40}$.

იბადებოდა კითხვა, როგორ გამოიტყორცნება ბირთვიდან ელექტრონი (J დაშლა), როდესაც ის მასში არ არის? ბირთვში ელექტრონი ჩნდება ნეიტრონის გარდაქმნის შედეგად პროტონად და ელექტრონად. სქემა ასეთია: $^{1}_{0}n \rightarrow {}^{1}_{1}p + {}^{0}_{-1}e$.

J დაშლის დროს პოზიტრონი ჩნდება იმის გამო, რომ ბირთვში პროტონი გარდაიქმნება ნეიტრონად და პოზიტრონად ასეთი სქემით: $^{1}_{1}p \rightarrow {}^{1}_{0}n + {}^{0}_{1}e$, ანუ J დაშლის დროს ადგილი აქვს პროტონისა და ნეიტრონის ურთიერთგარდაქმნას, რაც მათი რიცხვის ცვლილებას იწვევს.

მისი შეღწევის უნარიანობა უფრო დიდია, ვიდრე ~ J სი. მაგ. ჰაერში ~8მ, სითხეში და ბიოლოგიურ ქსოვილებში ~10მმ, ალუმინში ~3მმ. ამიტომ მისგან საჭიროა დაცვა (ტყვიაგარეული მინის, პლასტმასის ეკრანები და სხვა).

¥ -გამოხსხივება. ეს არის მოკლე სიგრძის ელექტრომაგნიტური ტალღა (¼10^{-12}მ). მათი სიჩქარე სინათლის სიჩქარის ტოლია. ეს არ არის რადიოაქტიური გამოსხივების დამოუკიდებელი სახე. ეს გამოსხივება თან ახლავს ორივე წინა დაშლას. მისთვის გადანაცლების კანონი პერიოდულ სისტემაში არ არსებობს, ვინაიდან ამ დროს ატომბირთვი და მაშასადამე ელემენტიც არ იცვლება. იცვლება მხოლოდ ბირთვის ენერგია.

რადგან ¥ სხივები ნეიტრალურია, ამიტომ მათი იონიზაციის უნარი მცირეა. გარდა ამისა იმის გამო, რომ მათ დიდი ენერგია აქვთ და ამასთან ნეიტრალურები არიან, გააჩნიათ დიდი შეღწევისუნარიანობა. მაგ. ჰაერში ~100მ, ბიოლოგიურ ქსოვილებში რამდენიმე ათეული სანტიმეტრი, ტყვიაში რამდენიმე სანტიმეტრი, თავისუფლად გადის ადამიანის სხეულში. ამიტომ მისგან დაცვა უფრო ძნელია ვიდრე სხივებისაგა (წყლის, მიწის, ბეტონის სქელი ფენები, ტყვიის 10სმ-იანი ფირფიტები და ა.შ.)

ექსპერიმენტულად ზემოთ განვიხილული ~ J და J დაშლის დროს ინახება როგორც ელექტრული მუხტი, ასევე მასური რიცხვი. ამის საფუძველზე გერმანელმა ფაიანსმა და ინგლისელმა სოდიმ 1913 წელს ჩამოაყალიბეს ე.წ. **გადანაცვლების წესები,** რომლითაც განისაზღვრებოდა ამ დაშლების შედეგად მიღებული ახალი ელემენტის როგორც Z მუხტის რიცხვი (რიგითი ნომერი პერიოდულ სისტემაში), ასევე A მასური რიცხვი (ნეიტრონების და პროტონების ჯამი).

~ J დაშლის დროს ბირთვიდან გამოიტყორცნება ჰელიუმის ატომბირთვი, რის გამოც მუხტი მცირდება ორი ერთეულით, ხოლო მასა ოთხი ერთეულით. ამის გამო ელემენტი გადაინაცვლებს პერიოდული სისტემის დასაწყისისაკენ ორი უჯრით, ანუ სიმბოლურად მისი ჩაწერა ასეთია:

$$^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{4}_{2}\sim + {}^{A-4}_{Z-2}Y ,$$

სადაც X არის საწყისი ბირთვის ქიმიური სიმბოლო, ხოლო Y J დაშლის შედეგად მიღებულის. მისი მაგალითია რადიუმის გარდაქმნა რადონად: $^{226}_{88}Ra \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{222}_{86}Rn$.

J დაშლის დროს ბირთვიდან გამოიტყორცნება ელექტრონი. ამის გამო ბირთვის მუხტი იზრდება ერთი ერთეულით (ნეიტრონის პროტონად გარდაქმნის გამო). შესაბამისად ელემენტი გადაინაცვლებს პერიოდული სისტემის ბოლოსაკენ, ხოლო მისი მასა თითქმის არ მცირდება. გადანაცვლების წესი სიმბოლურად ამ დროს ასე ჩაიწერება: $^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{0}_{-1} + {}^{A}_{Z+1}Y$.

მაგალითად კალიუმის იზოტოპის გარდაქმნა კალციუმად: $^{40}_{19}K \rightarrow {}^{0}_{-1}e + {}^{40}_{20}Ca$.

პოზიტრონული J დაშლის გადანაცვლების წესს კი ექნება ასეთი სახე: $^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{0}_{+1}e + {}^{A}_{Z-1}Y$. ელემენტი გადაინაცვლებს ერთი უჯრით მარცხნივ. მაგალითად აზოტის გარდაქმნა ნახშირბადად:

$$^{13}_{7}N \rightarrow {}^{0}_{+1}e + {}^{13}_{6}C .$$

XIV ლექცია

რადიაციული დაშლის ძირითადი კანონი. ნახევარდაშლის პერიოდი. აქტივობა. ატომბირთვის ბმის ენერგია და მასის დეფექტი.

§1. რადიაციული დაშლის ძირითადი კანონი. ნახევარდაშლის პერიოდი. აქტივობა.

ბირთვის დაშლა შემთხვევითი (სპონტანური) პროცესია. ამიტომ შეუძლებელია წინასწარ განისაზღვროს თუ როდის დაიშლება მოცემული ბირთვი. მაგრამ ბირთვების დიდი ერთობ-ლიობისათვის შეიძლება შეფასდეს დაშლის ალბათობა. რადიოაქტიური დაშლა ეს არის ბირთვების თავისთავად გარდაქმნა. ყველა იზოტოპი, რომელთა რიგითი ნომერი 83-ზე მეტია, რადიოაქტიურია. სტატისტიკური კანონი, რომელიც გამოსახავს მოცემული ნივთიერების დაუშლელი ბირთვების დამოკიდებულებას დროზე ასე მიიღება:

ვთქვათ საწყის მომენტში ($t = 0$) რადიოაქტიური ბირთვების რიცხვი იყო N_0, ხოლო t წამის შემდეგ გახდა N. უსასრულოდ მცირე dt დროში (t -დან $t + dt$ ინტერვალში) დაშლილი ბირთვების რაოდენობა იყოს dN. იმის გამო რომ ბირთვები იშლებიან სპონტანურად, ამიტომ ცხადია dN პროპორციული იქნება როგორც N -ის, ასევე dt -სი.

$$dN = -Ndt \quad \text{ან} \quad -dN = \lambda Ndt.$$

ნიშანი "-" იმიტომ გვაქვს, რომ dN უნდა იყოს უარყოფითი, ვინაიდან დაუშლელი ბირთვების რაოდენობა დროის მიხედვით მცირდება. λ -პროპორციულობის კოეფიციენტს დაშლის მუდმივა ეწოდება. თუ $dt = 1$, მაშინ $\lambda = -\frac{dN}{N}$.

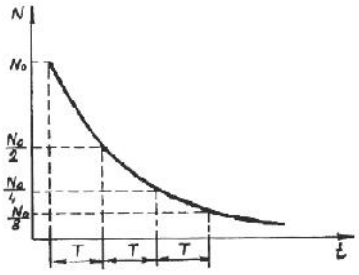
ე.ი. დაშლის მუდმივა გვიჩვენებს, თუ მოცემული ბირთვების რა ნაწილი იშლება დროის ერთეულში, ანუ ის განსაზღვრავს (ახასიათების) ბირთვის დაშლის ალბათობას დროის ერთეულში. ის განისაზ-ღვრება ბირთვის შინაგანი თვისებებით და მოცემული ბირთვისთვის მუდმივი სიდიდეა.

$$-dN = \lambda Ndt \quad \text{ფორმულიდან} \quad \frac{dN}{N} = -\lambda t.$$

ავიღოთ ინტეგრალი ამ გამოსახულებიდან

$$\int_{N_0}^{N} \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt \quad \text{ან} \quad \ln\frac{N}{N_0} = -\lambda t \quad \text{და} \quad N = N_0 e^{-\lambda t}.$$

ეს ფორმულა გამოსახავს რადიოაქტიური დაშლის ძირითადი კანონს. მაშასადამე დაუშლელი ბირ-თვების რაოდენობა დროის მიხედვით ექსპონენციალურად მცირდება (ნახ. 1). ეს კი ნიშნავს, რომ მთ-ლიანი დაშლა ($N \to 0$) თეორიულად გრძელდება უსასრულოდ დიდი დროის განმავლობაში ($t \to \infty$). ამიტომ დაშლის სისწრაფეს ახასიათებენ ნახევარდაშლის პერიოდით (T), რომელიც ეწოდება იმ



დროს, რა დროშიც იშლება მოცემული ბირთვების ნახევარი, ან იგივე დროა, რა დროშიც დაუშლელი ბირთვების რიცხვი 2-ჯერ მცირდება. მაშა-სადამე თუ $t = T$, მაშინ $N = \frac{N_0}{2}$. ანუ $\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T}$, აქედან

$$2 = e^{\lambda T}, \quad \ln 2 = \lambda T \quad \text{და} \quad T = \frac{\ln}{\lambda} = \frac{0{,}693}{\lambda}.$$

ნახ. 1

სხვადასხვა ბირთვებისთვის ნახევარდაშლის პერიოდი სხვადასხვაა, მაგ. ურანისთვის $^{238}_{92}U$, $T = 4{,}9 \cdot 10^{15}$ წელს. თორიუმი ($^{232}_{90}Th$, $T = 1{,}4 \cdot 10^{10}$), ნეპტუნიუმი ($^{237}_{93}Np$). ასევე არის ბირთვები, რომელთა დაშლის პერიოდი $3 \cdot 10^{17}$ წმ-ია და ა.შ.

ბირთვების დაშლის სისწრაფეს გარდა ნახევარდაშლის პერიოდისა, ახასიათებენ აგრეთვე τ სიცოცხლის საშუალო ხანგრძლივობით (ანუ დროით წარმოქმნის მომენტიდან დაშლის მომენტამდე). ვთქვათ t -დან $t + dt$ დროში დაშლილი ბირთვების რიცხვი არის $dN = -\lambda N dt$. ამ ბირთვებიდან თითოეულის სიცოცხლის ხანგრძლივობა არის t, ამიტომ dN ბირთვის ჯამური სიცოცხლის ხანგრძლივობა იქნება $tdN = t\lambda N dt = -\lambda \cdot tN_0 e^{-\lambda t} dt$. მაშასადამე ყველა ბირთვის ჯამური სიცოცხლის ხანგრძლივობა მიიღება ყველა შესაძლო სიცოცხლის ხანგრძლივობით, ანუ ზემოთ მოყვანილი გამოსახულების ინტეგრებით 0-დან ∞-მდე. ამ ინტეგრალის გაყოფა N_0-ზე მოგვცემს ბირთვის სიცოცხლის საშუალო ხანგრძლივობას:

$$\tau = \frac{1}{N_0}\int_0^{\infty} \lambda t N_0 e^{-\lambda t} dt = \int_0^{\infty} \lambda t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}.$$

მაგრამ $\lambda = \frac{0{,}693}{T} = 1{,}44T$ და ამიტომ $\tau = \frac{1}{\lambda} = 1{,}44T$.

რადიოაქტიურ პრეპარატთან მუშაობისას საჭიროა ასევე ვიცოდეთ თუ რა რაოდენობის ნაწილაკები ან γ-კვანტები გამოიტყორცნება მისგან ერთ წამში. ეს რაოდენობა კი პროპორციულია წამში დაშლილი ბირთვების რაოდენობის, ანუ დაშლის სიჩქარის ($\frac{dN}{dt}$). ამ **დაშლის სიჩქარეს ეწოდება აქტივობა (A) და ის რადიოაქტიური პრეპარატის მნიშვნელოვანი მახასიათებელია.**

ე.ი. $A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$, ან $A = \frac{N}{T}\ln 2$, რადგან $\lambda = \frac{\ln 2}{T}$.

ნიშანი "–" როგორც ზემოთ ავღნიშნეთ მიუთითებს იმას, რომ დაუშლელი ბირთვების რაოდენობა დროის მიხედვით მცირდება. აქტივობა მით მეტია, რაც მეტია მასში ბირთვების რაოდენობა და ნაკლებია ნახევარდაშლის პერიოდი. აქტივობა დროის მიხედვით ექსპონენციალურად მცირდება. მისი ერთეული SI სისტემაში არის წმ^{-1}. ეს ისეთი პრეპარატის აქტივობაა, რომელშიც წამში ხდება ერთი დაშლა. ამ ერთეულს **ბეკერელი (ბკ)** ეწოდება. თუ $A \le 400$ ბეკერელი, მაშინ ის საშიში არ არის ორგანიზმისათვის. როცა $A > 10^3$ ბკ, აუცილებელია გამაფრთხილებელი ზომების მიღება, ხოლო როცა $A > 10^7$ ბკ, ის უკვე სიცოცხლისთვის ძალია სასიშია და საჭიროა განსაკუთრებული სიფრთხილე.

ასევე გამოიყენება სისტემგარეშე ერთეული –**კიური.** კიური 1გ რადიუმის აქტივობაა, ანუ დაშლათა იმ რიცხვის ტოლია, რომელიც ხდება 1გ რადიუმში 1 წმ-ში. ვიცით ატომთა რიცხვი 1გ რადიუმში ტოლია

$$N = \frac{m}{M} N_A = \frac{1}{226\,\text{გ/მოლი}} 6{,}02 \cdot 10^{23}\,\text{მოლი}^{-1} \approx 2{,}67 \cdot 10^{21}\,\text{გ}^{-1}.$$

მაშინ 1გ რადიუმის აქტივობა $A = \lambda N = \frac{0{,}693}{T} N = \frac{0{,}693}{1590 \cdot 367 \cdot 24 \cdot 3600\,\text{წმ}} 2{,}67 \cdot 10^{21} \approx 3{,}7 \cdot 10^{10}$ ბკ.

ე.ი. კიური ისეთი რადიაქტიური პრეპარატის აქტივობაა, რომელშიც ერთ წამში ხდება 3,7ž10^{10} დაშლა.

§2. ატომბირთვის ბმის ენერგია და მასის დეფექტი.

ენერგიას, რომელიც საჭიროა ბირთვის დასაშლელად შემადგენელ ნუკლონებად (იგივე მუშაობა, რომელიც უნდა შეევასრულოთ მოცემული ნუკლონის ბირთვიდან გამოსაგდებად მისთვის კინეტიკური ენერგიის მინიჭების გარეშე), ანუ ენერგიას რომელიც გამოიყოფა ცალკეული ნუკლონებისაგან ბირთვის წარმოქმნისას – ბირთვის ბმის ენერგია ეწოდება. მის გამოსათვლელად გამოიყენება ენერგიის მუდმივობის და აინშტაინის დადგენილი კავშირი მასასა და ენერგიას შორის.

ვთქვათ გვაქვს ჰელიუმის ბირთვი (ორი პროტონი, ორი ნეიტრონი). მისი ენერგია, როდესაც ნუკლონები შეკავშირებული არიან იყოს E_1, ხოლო როცა განცალკევებული არიან E_2. ცხადია $E_2 > E_1$, რადგან პირველი მდგომარეობიდან მეორეში გადასაყვანად უნდა შესრულდეს ბირთვის ბმის ენერგიის ტოლი მუშაობა, ანუ ეს ΔE ენერგია ენერგიის მუდმივობის კანონის თანახმად $\Delta E = E_2 - E_1$. მეორე მხრივ აინშტაინის თეორიიდან $E_1 = m_1c^2$ და $E_2 = m_2c^2$, სადაც m_1-ბირთვის მასაა, ხოლო m_2 – განცალკევებული ნუკლონების მასათა ჯამი, c – სინათლის სიჩქარე. რადგან $E_2 > E_1$, ამიტომ $m_2 > m_1$, ანუ ბირთვის მასა ნაკლებია შემადგენელი ნუკლონების მასათა ჯამზე $\Delta m = m_2 - m_1$ სიდიდით. ე.ი. არსებობს **მასის დეფექტი.**

დადგენილია, რომ სტაბილური ატომბირთვის მასა ყოველთვის ნაკლებია მისი შემადგენელი ნუკლონების მასათა ჯამზე. ამ სხვაობას მასის დეფექტი ეწოდება

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{ბირთ}}.$$

მაგ. ჰელიუმის ბირთვის მასა 0,75%-ით ნაკლებია ორი პროტონისა და ორი ნეიტრონის მასათა ჯამზე. ამ Δm სიდიდით მცირდება ყველა ნუკლონის მასა მათგან ბირთვის წარმოქმნისას სწორედ ამ მასის დეფექტის შესაბამისი ენერგია გამოიყოფა, ან უნდა დაიხარჯოს ბირთვების წარმოქმნისას (ცალკეულ ნუკლონებად დასაშლელად, ან ცალკეული ნუკლონებისაგან ბირთვის წარმოქმნისას):

$$\Delta E = c^2\Delta m = c^2[Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{ბირთ}}].$$

ე.ი. ბმის ენერგია მასის დეფექტის საშუალებით გამოისახება. ბმის ენერგია იზრდება მასური რიცხვის ზრდასთან ერთად. მაგ. ჰელიუმისთვის (^4_2He) ის შეადგენს 28,3 მევ-ს, ხოლო ურანისთვის ($^{28}_{92}U$) – 1800 მევ-ს.

$$\Delta E = c^2\Delta m = c^2[Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{ბირთ}}] \text{ ჯოული.}$$

მაგრამ რადგან $c^2 = 1$ მაე = 931 მევ-ს და

$$\Delta E = 931[Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{ბირთ}}] \text{ მევ.}$$

ცხრილებიდან $M_{\text{ბირთ}}$-ის ნაცვლად იღებენ ატომის m მასას.

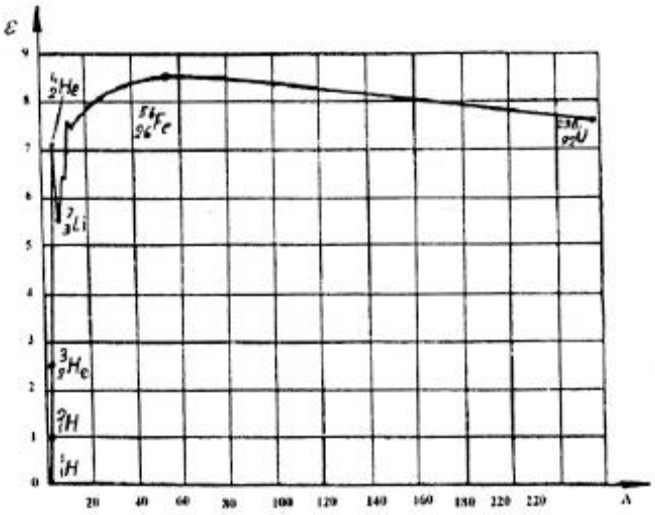
თუ $\Delta E > 0$, ბირთვი სტაბილურია (ცალკეულ ნუკლონებად დასაშლელად საჭიროა გარედან ენერგიის მიწოდება). თუ $\Delta E < 0$, მაშინ ბირთვი არასტაბილრია და ის იშლება თავისთავად-სპონტანურად.

ასევე ბირთვების მნიშვნელოვანი მახასიათებელია ბირთვების სიმტკიცის (ბირთვების მდგრადობის) **ბმის კუთრი ენერგია**, ანუ ბმის ენერგია, რომელიც მოდის ერთ ნუკლონზე, რომელიც იმ მუშაობის

ტოლია, რომელიც საჭიროა ბირთვიდან 1 ნუკლონის ამოსაგდებად. ის ტოლია ბმის ენერგიის ფარდობისა ნუკლონების რიცხვთან: $\pounds\ Z\ \frac{aE}{A}$.

რაც მეტია £, ე.ი. რაც უფრო დიდია ენერგიაა საჭირო მისგან ნუკლონის ამოსაგლეჯად, მით უფრო მტკიცეა ბირთვი.

ნახ. 2-ზე მოცემულია £ ბმის კუთრი ენერგიის ***A*** მასურ რიცხვზე დამოკიდებულების გრაფიკი. გრაფიკს აქვს სუსტად გამოსახული მაქსიმუმი. მაქსიმალური (8,6 მევ) აქვთ ელემენტებს მასური რიცხვით 50-60 (რკინა და ა.შ.). ამიტომ ისინი მდგრადი არიან. მძიმე ელემენტებისთვის ის ნაკლებია (7,6 მევ) და შესაბამისად ნაკლებად მდგრადები არიან და შეიძლება მათი გაყოფა. მსუბუქებისთვის ის უფრო ნაკლებია (იზრდება 1,1-დან 6 მევ-მდე).



ნახ. 2

გრაფიკის ასეთი სახე მიუთითებს, რომ პრინციპულად შესაძლებელია ენერგეტიკულად ხელსაყრელი ბირთვული რეაქციების ორი ტიპი: მძიმე ბირთვების გაყოფა და მსუბუქი ბირთვების შეერთება. მართლაც ენერგია მაშინ გამოიყოფა, როდესაც სისტემა გადადის მეტი ენერგიის მდგომარეობიდან ნაკლები ენერგიის მდგომარეობაში ან ნაკლები ბმის ენერგიის მდგომარეობიდან მეტი ბმის ენერგიის მდგომარეობაში. პირველი ტიპის რეაქცია ხორციელდება, მაგალითად ურანის ბირთვის გაყოფისას, მეორე – დეიტერიუმისა და ტრიტიუმის შეერთებისას.

მსუბუქი ბირთვებისათვის ბმის კუთრი ენერგიის შემცირება აიხსნება ზედაპირული ეფექტით. ნუკლონის ბმის ენერგია ზედაპირზე იმის გამო, რომ ზედაპირზე მყოფი ნუკლონები ურთიერთქმედებენ ნაკლები რაოდენობის მეზობელ ნუკლონებთან, ვიდრე ბირთვის შიგნით მყოფი ნუკლონები, უფრო ნაკლებია, ვიდრე ბირვის შიგნით. ბირთვის ზომის შემცირებისას იზრდება ზედაპირზე მოსული ნუკლონების წილი, რაც იწვევს ბმის კუთრი ენერგიის შემცირებას.

მძიმე ბირთვებისთვის ბმის კუთრი ენერგიის შემცირება იმით აიხსნება, რომ ***Z*** **J** ის ზრდასთან ერთად იზრდება კულონური განზიდვის ენერგია. ამ დროს კულონური ძალები ცდილობენ ბირთვის გახლეჩას.

XV ლექცია

ბირთვული რეაქციები. ბირთვების გაყოფა. გაყოფის ჯაჭვური რეაქცია. ატომბირთვების სინთეზის რეაქცია. ენერგიის გამოყოფა წყალბადის ბირთვების სინთეზის მაგალითზე..

§1. ბირთვული რეაქციები.

ბირთვული რეაქციები ეწოდება ბირთვების გარდაქმნას, მათი ერთმანეთთან ან ელემენტარულ ნაწილაკებთან (მათ შორის ¥ – კვანტებთან) ურთიერთქმედებას.

ვთქვათ a მსუბუქი ნაწილაკი (პროტონი– p, ნეიტრონი- n, ~ J ნაწილაკი, ¥ J კვანტი) მოქმედებს X ბირთვზე, რის შედეგად მიიღება Y ბირთვი და მსუბუქი b ნაწილაკი. რეაქცია ასე ჩაიწერება:

$$X \text{ H } a \text{ ì } Y \text{ H } b$$

ამ რეაქციების დროს სრულდება ელექტრული მუხტისა და მასური რიცხვის მუდმივობის კანონები: ნაწილაკებისა და ბირთვების მუხტების (მასური რიცხვების) ჯამი რეაქციამდე და რეაქციის შემდეგ ერთმანეთის ტოლია. სრულდება ასევე ენერგიის, იმპულსის და იმპულსის მომენტის მუდმივობის კანონები. ეს რეაქციები მაშინ ხორციელდება, როცა ნაწილაკებს აქვთ იმდენად დიდი კინეტიკური ენერგია, რომ ისინი მოხვდნენ ბირთვული ძალების მოქმედების სფეროში ($\approx 10^{-15}$ მ). ამ ენერგიას ისინი იძენენ ნაწილაკების ამაჩქარებლების საშუალებით. ბირთვული რეაქციების განხორციელება შეიძლება ასევე რადიოაქტიური ელემენტების მიერ გამოსხივებული ~ J ნაწილაკების საშუალებითაც. ასეთი რეაქციის მიმდინარეობისას ენერგია ან გამოიყოფა (**ეგზოთერმული რეაქცია**), ან შთაინთქმება (**ენდოთერმული რეაქცია**). ე.ი. მძიმე ბირთვების გაყოფის და მსუბუქი ბირთვების შეერთების რეაქციები **ეგზოთერმულია.**

ბორის (1936 წ.) მიხედვით ბირთვული რეაქციები მიმდინარეობს ორ ეტაპად შემდეგი სქემის მიხედვით:

$$X \text{ H } a \text{ ì } C \text{ ì } Y \text{ H } b.$$

პირველ ეტაპზე ხდება X ბირთვის მიერ მასთან მიახლოებული a ნაწილაკის ჩაჭერა, რის შედეგადაც წარმოიქმნება C შუალედური ბირთვი, რომელსაც **შედგენილი** ბირთვი ("კომპაუნდ" – ბირთვი) ეწოდება. შუალედური ბირთვი შეჭრილი ნაწილაკის ენერგიის ხარჯზე აღმოჩნდება აღგზნებულ მდგომარეობაში. ამიტომ ასეთი ბირთვის ნუკლონების ურთიერთშეჯახებისას დეიტრონი, ან a ნაწილაკი იძენს ბირთვიდან გამოსვლისათვის საჭირო ენერგიას, რასაც მოსდევს რეაქციის მეორე ეტაპი – შედგენილი ბირთვის დაშლა Y ბირთვად და b ნაწილაკად.

თუ a ნაწილაკი იგივურია b ნაწილაკის (b Ø a), მაშინ პროცესს ეწოდება გაბნევა, ხოლო თუ მათი ენერგიები ტოლია (E_a Z E_b), მაშინ გაბნევა დრეკადია. ბირთვული რეაქცია მაშინ გვაქვს, როდესაც გამოსხივებული b ნაწილაკი არ არის იგივური ჩაჭერილი a ნაწილაკის.

პირველი ბირთვული რეაქცია განახორციელა რეზერფორდმა 1919 წელს. აზოტის ბირთვების ბომბარდირებას ახდენდა რადიუმიდან გამოტყორცნილი ~ ნაწილაკებით. აზოტის ბირთვი მისი ჩაჭერის შემდეგ გარდაიქმნებოდა ფტორის (შედგენილი) ბირთვად და შემდეგ იშლებოდა პროტონად და ჟანგბადის ბირთვად:

$${}^{14}_{7}N \text{ H } {}^{4}_{2}He \text{ ì } {}^{18}_{9}F \; {}^{17}_{8}O \text{ H } p.$$

ხელოვნურად აჩქარებული ნაწილაკებით კი პირველი ბირთვული რეაქცია განახორციელეს კოკროფტმა და უოლტონმა 1932 წელს. აქ 0,8 მევ ენერგიამდე აჩქარებული პროტონით ხდებოდა ლითიუმის ბირთვის დაბომბვა და მისი გახლეჩა ჰელიუმის ორ ბირთვად:

$$^{7}_{3}Li + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{8}_{4}Be \rightarrow ^{4}_{2}He + ^{4}_{2}He .$$

უმუხტო ნაწილაკი – ნეიტრონი პირველად მიიღეს ბერილიუმის ბირთვის ~ ნაწილაკთან ურთიერთქმედებისას $^{9}_{4}Be + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{1}_{0}n + ^{12}_{6}C$.

ნეიტრონებით პირველი ბირთვული რეაქცია განახორციელა იტალიელმსა ფერმიმ 1934 წელს, რომელიც ახდენდა ფტორის ბირთვის დაბომბვას ნეიტრონებით და ამ დროს მიმდინარეობდა ასეთი რეაქცია: $^{19}_{9}F + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{20}_{9}F \rightarrow ^{16}_{7}N + ^{4}_{2}He$.

საინტერესოა ასევე აზოტის ბირთვების დაბომბვა ნეიტრონებით, რომელიც მიმდინარეობს ატმოსფეროში კოსმოსური სხივების გავლენით: $^{14}_{7}N + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{14}_{6}C + ^{1}_{1}H$, სადაც $^{14}_{6}C$ რადიონახშირბადია.

ბირთვული რეაქციები შეიძლება ასევე განხორციელდეს ¥ J კვანტების (¥ J ფოტონების) მოქმედებით, თუ ამ კვანტების (ფოტონები) ენერგია 3–10 მევ-ს აღემატება. ¥ J კვანტებით (¥ J ფოტონებით) გამოწვეულ რეაქციებს **ფოტობირთვული** რეაქციები ეწოდება. ასეთ რეაქციებს ადგილი აქვს როგორც მსუბუქ, ასევე მძიმე ბირთვებზე.

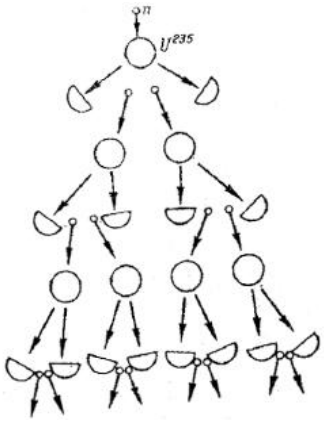
§2. ბირთვების გაყოფა. გაყოფის ჯაჭვური რეაქცია.

თუ შედგენილი ბირთვი იშლება ორ (იშვიათად სამ და ოთხ) შესადარ (დაახლოებით ტოლი მასის) ნაწილად, მაშინ ადგილი აქვს ბირთვის გაყოფას (გაყოფის ბირთვული რეაქცია). გაყოფის შედეგად მიღებულ ნაწილებს (ახალ ბირთვებს) კი გაყოფის ნამსხვრევები.

ცდებით დადგენილია, რომ ნეიტრონებით დასხივების შედეგად მძიმე ატომბირთვები იხლიჩება დაახლოებით ორ ნაწილად, რასაც თან სდევს დიდი ენერგიის გამოყოფა. გამოყოფილი ენერგიის ნაწილი მიდის განაყოფი ბირთვების კინეტიკურ ენეგიაზე, ხოლო ნაწილი გამოსხივდება ¥ კვანტების სახით. გაყოფისას ასევე წარმოიქმნება ორი-სამი ნეიტრონი, რომელთაც **მეორადი (გაყოფის)** ნეიტრონები ეწოდება. ასევე გამოსხივდება ნაწილაკები. თუ ნეიტრონების ენერგია 200 მევ-ს აღემატება, მაშინ იყოფა ყველა ბირთვი. მძიმე (მაგ. ურანის) ბირთვები იყოფა ნებისმიერი ენერგიის ნეიტრონებით.

გაყოფის ბირთვული რეაქციები პირველად განახორციელეს გერმანელმა განმა და შტრასმანმა. მათ აღმოაჩინეს, რომ ურანის ბირთვების გაყოფისას წარმოიქმნებოდა პერიოდული სისტემის შუა ნაწილის ელემენტები – ბარიუმი, ლანთანი, კრიპიტონი და სხვა. ურანის ბირთვის გაყოფისას გამოიყოფა დაახლოებით 240 მევ ენერგია. ეს აიხსნება იმით, რომ როგორც ავღნიშნეთ მძიმე ბირთვების ბმის კუთრი ენერგია 7,5 მევ-ს ტოლია, ხოლო გაყოფის შედეგად მიღებული ბირთვების 8,5 მევ. ე.ი. ერთ ნუკლონზე მოსული გამოთავისუფლებული ენერგია დაახლოებით 1 მევ-ის ტოლია. თუ ავიღებთ ურანის ბირთვს, რომლის მასური რიცხვი 238-ია ($^{238}_{92}U$), მაშინ ურანის ატომბირთვის გახლეჩისას გამოყოფილი ენერგია $E = 238(8,5 - 7,5) = 240$ მევ. ასევე $^{238}_{92}U$ ბირთვის გახლეჩისას მეორადი ნეიტრონები. ვიცით, რომ საშუალო ბირთვებისათვის ნეიტრონების რიცხვის შეფარდება პროტონებთან $\frac{N}{Z} = 1$, ხოლო მძიმე ბირთვებისათვის კი $\frac{N}{Z} = 1,6$ და ამიტომ გამოთავისუფლდება გაყოფის ნეიტრონები. ბირთვის გახლეჩისას მეორადი ნეიტრონების გამოთავისუფლებას დიდი პრაქტიკული მნიშვნელობა აქვს. ეს მეორადი ნეიტრონები თავის მხრივ ეჯახებიან ურანის სხვა ბირთვებს და გახლეჩენ მას და ა.შ. ეს პროცესი სწრაფად ვრცელდება ურანის მთელ ნაჭერში და გაყოფილი ბირთვებისა და

გამოსხივებული ნეიტრონების რაოდენობა ზვავისებურად იზრდება. ამ რეაქციას **ჯაჭვური რეაქცია** ეწოდება (ნახ. 1). ნამსხვრევების, ¥ სხივების და მეორადი ნეიტრონების ენერგია (≈180 მევ) მაშინვე გარდაიქმნება სითბოდ. ჯაჭვური რეაქციის განხორციელებისათვის საჭიროა $^{235}_{92}U$ იზოტოპი, რომელიც ბუნებაში მცირე რაოდენობითაა (~0,7%). მისი გამოყოფა ხდება სხვა საშუალებებით ბუნებრივი ურანიდან, რომელიც წარმოადგენს ორი იზოტოპის ($^{238}_{92}U$ ù ***99,3%*** და $^{235}_{92}U$ ù ***0,7%)*** ნარევს



ნახ. 1

წარმოადგენს. მეორე იზოტოპი იყოფა როგორც სწრაფი, ასევე ნელი ნეიტრონებით. პირველი იზოტოპი არ გამოდგება. ამ მეორე იზოტოპის მიღება გარდა ბუნებრივი ურანის გასუფთავებისა შეიძლება სხვა გზითაც. მაგ. $^{238}_{92}U$ იზოტოპის ნეიტრონის შთანთქმისას ის ხდება რადიოაქტიური და ორჯერ ნაწილაკის გამოსხივების შემდეგ გადაიქცევა პლუტონიუმის ბირთვად, რომელიც ასევე გამოიყენება ჯაჭვური რეაქციისათვის

$^{238}_{92}U$ H $^{1}_{0}n$ ì $^{239}_{94}Pu$.

ამას გარდა რომ განვითარდეს ჯაჭვური რეაქცია, საჭიროა ურანის ნაჭრის ზომა მეტი იყოს რაღაც ზღვრულ მნიშ-ზე, რომელსაც კრიტიკული მასა ეწოდება (მაგ. $^{235}_{92}U$ იზოტოპის სფერული ფორმის ნაჭრისთვის კრიტიკული მასა დაახლოებით 50 კგ-ის ტოლია, სფეროს რადიუსი **9 სმ**-ია). ეს იმის გამო, რომ თუ ურანის ნაჭერი მცირე ზომისაა, მაშინ გამოყოფილი ნეიტრონები შეიძლება გამოვიდნენ აქტიური სივრციდან (სადაც მიმდინარეობს ჯაჭვური რეაქცია), რაც გამოიწვევს რეაქციის მილევას.

ჯაჭვური რეაქციის მიმდინარეობისათვის არ არის აუცილებელი, რომ ყოველმა ნეიტრონმა გამოიწვიოს ბირთვის გაყოფა. აქ საჭიროა, რომ გამოსხივებული ნეიტრონების რიცხვი არ მცირდებოდეს. ამიტომ შემაქვთ k ნეიტრონების გამრავლების კოეფიციენტი, რომელიც ტოლია მოცემული "თაობის" ნეიტრონების რიცხვის შეფარდებისა წინა "თაობის" ნეიტრონებთან და ის ñ 1. თუ k Y 1 ნეიტრონების რიცხვი მცირდება, ჯაჭვური რეაქცია წყდება. თუ k Z 1, ნეიტრონების რიცხვი არ იცვლება, რეაქცია წონასწორულად მიმდინარეობს – რეაქცია მართვადია (გამოიყენება ატომურ ელსადგურებში). რეჟიმი კრიტიკულია. თუ k [1, ნეიტრონების რიცხვი იზრდება, რეჟიმი ზეკრიტიკულია, რეაქცია არამართვადია, მიმდინარეობს ძალიან სწრაფად და ხდება აფეთქება (ასეთი არამართვადი რეაქციები ხორციელდება ატომურ ბომბში).

გამრავლების კოეფიციენტი დამოკიდებულია გასაყოფი ნივთიერების ბუნებაზე, მოცემული იზოტოპის შემთხვევაში მის რაოდენობაზე. ასევე აქტიური ზონის (სივრცე, სადაც მიმდინარეობს ჯაჭვური რეაქცია) ზომებსა და ფორმაზე.

ნივთიერებებს, რომლებიც შეიცავენ $^{235}_{92}U$, $^{233}_{92}U$, $^{239}_{94}Pu$ (ურანი, პლუტონიუმი) იზოტოპებს ჯაჭვური რეაქციის განხორციელებისათვის აუცილებელ რაოდენობას, **ბირთვული საწვავი**, ხოლო $^{238}_{92}U$, $^{232}_{90}Th$ (ურანი, თორიუმი) იზოტოპებს, რომლებისგანაც მიიღება ჯაჭვური რეაქციისათვის საჭირო $^{235}_{92}U$, $^{233}_{92}U$, $^{239}_{94}Pu$ იზოტოპები, **საწვავი ნედლეული** ეწოდება.

გამოყოფილი ენერგიის მნიშვნელობაზე შეიძლება ასე ვიმსჯელოთ. 1 გ ურანში ბირთვების რაოდენობა $\sim 2{,}6 \cdot 10^{21}$ ა. ამ დროს მისი გახლეჩისას გამოიყოფა $8 \cdot 10^{10}$ ჯ ენერგია, ანუ რაც გამოიყოფა 2 ტ ქვანახშირის დაწვისას.

§3. ატომბირთვების სინთეზის რეაქცია. ენერგიის გამოყოფა წყალბადის ბირთვების სინთეზის მაგალითზე.

ენერგიის გამოყოფა შესაძლებელია აგრეთვე მსუბუქი ბირთვების შეერთებისას უფრო მძიმე ბირთვებად (სინთეზი). მსუბუქი ბირთვების სინთეზი შესაძლებელია მხოლოდ ძალიან მაღალ ტემპერატურაზე, მაგ. დეიტერიუმის $^{2}_{1}H$ ბირთვების შეერთებისათვის საჭირო ტემპერატურა $T \geq 2 \cdot 10^{9}\ K$. ამიტომ მსუბუქი ბირთვების შეერთების რეაქციას **თერმობირთვული რეაქცია** ეწოდება. ცნობილია, რომ ურანის ბირთვის უძრაობის მასა მეტია გაყოფის შედეგად მიღებული ნამსხვრევების მასების ჯამზე. მსუბუქი ბირთვებისთვის პირიქითაა. მძიმე წყალბადის ორი ბირთვის უძრაობის მასათა ჯამი მეტია მათი სინთეზით წარმქმნილი ჰელიუმის უძრაობის მასაზე. მაშასადამე მსუბუქი ბირთვების შეერთებისას უძრაობის მასა მცირდება და გამოიყოფა დიდი რაოდენობის ენერგია. მაგ. რეაქციისას

$$_{1}H^{2} + {}_{1}H^{2} \rightarrow {}_{1}H^{3} + {}_{1}p^{1}$$

გამოიყოფა 4,03 მევ, ხოლო

$$_{1}H^{2} + {}_{1}H^{3} \rightarrow {}_{2}He^{4} + {}_{0}n^{1}$$

რეაქციისას ~17,6 მევ ენერგია. სინთეზის რეაქციები უფრო ეფექტურია, ვიდრე მძიმე ბირთვების გახლეჩის რეაქციები. მაგ ასეთი რეაქციის დროს $_{1}H^{2} + {}_{1}H^{2} \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}_{0}n^{1}$ 1 ნუკლონზე გამოიყოფა $\geq 3{,}5$ მევ ენერგია, მაშინ როდესაც ურანის ბირთვის გაყოფისას 1 ნუკლონზე გამოიყოფა ≥ 1 მევ ენერგია.

მზეზე და ვარსკვლავებზე მაღალი ტემპერატურის და აგრეთვე მათზე წყალბადისა და ჰელიუმის დიდი რაოდენობით არსებობის გამო, გვაფიქრებინებს, რომ ამ სხეულების გამოსხივების ენერგიის წყარო სწორედ თერმობირთვული რეაქციებია.

ჯერჯერობით თერმობირთვული რეაქცია განხორციელებულია წყალბადის ატომურ ბომბებში, სადაც რეაქცია არამართვადია. აქ მაღალი ტემპერატურა სინთეზისათვის მიიღება ატომური ბომბის აფეთქებით. წყალბადის ბობმის სიმძლავრე რამდენიმე ასეულჯერ აღემატება ატომური ბომბის სიმძლავრეს. საქმე იმაშია, რომ ატომურ ბომბში ფეთქებადი" მასალის ($^{235}_{92}U$, $^{233}_{92}U$, $^{239}_{94}Pu$) რაოდენობა შეზღუდულია, ვინაიდან ცალკეული ნაწილების მასა კრიტიკულზე ნაკლები არ უნდა იყოს. წყალბადის ბომბში კი მასების – დეიტერიუმი, ლითიუმი, მათი ნარევი და ა.შ. რაოდენობა შეზღუდული არ არის და ბომბი თავისთავად არ აფეთქდება.

უნდა აინიშნოს, რომ 1 ლიტრ ჩვეულებრივ წყალში დეიტერიუმის რაოდენობა (წყალბადის საერთო რაოდენობის 0,015%) ენერგეტიკულად ეკვივალენტურია დაახლოებით 50 ლ ბენზინისა. ამიტომ მართვადი რეაქციის განხორციელებას დიდი პრაქტიკული მნიშვნელობა აქვს. ამჟამად მართვადი რეაქციის განხორციელება დაკავშირებულია დიდ სიძნელეებთან, პირველ რიგში მაღალი ტემპერატურის მიღებასთან (აფეთქების გარეშე).