

535  
787

TURAYEV S.J.

# FIZIKA

OPTIKA.  
KVANT MEXANIKASI ASOSLARI.  
QATTIQ JISMLAR FIZIKASI.  
KONTAKT HODISALAR.  
ATOM VA YADRO FIZIKASI



O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI AXBOROT TEXNOLOGIYALARI VA  
KOMMUNIKATSIYALARINI RIVOJLANTIRISH VAZIRLIGI  
MUHAMMAD AL-XORAZMIY NOMIDAGI  
TOSHKENT AXBOROT TEXNOLOGIYALARI UNIVERSITETI  
QARSHI FILIALI

Turayev S.J.

## FIZIKA

(OPTIKA. KVANT MEXANIKASI ASOSLARI. QATTIQ  
JISMLAR FIZIKASI. KONTAKT HODISALAR.  
ATOM VA YADRO FIZIKASI)

5330600-Dasturiy injiniring bakalavriat ta'lim yo'nalishi uchun o'quv  
qo'llanma

O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligining  
Muvofiqlashtiruvchi kengashi tomonidan o'quv qo'llanma sifatida tavsiya etilgan



№  
«Mahalla va oila nashriyoti»  
Toshkent – 2021

UDK: 535(075.8)

T 87

Turayev, S.J. Fizika (Optika. Kvant mexanikasi asoslari. Qattiq jismlar fizikasi. Kontakt hodisalar. Atom va yadro fizikasi) [Mam] : o'quv qo'llanma / S.J. Turayev. -Toshkent: Mahalla va Oila, 2021. -152 b.

UO'K 535(075.8)

Mazkur o'quv qo'llanma 2 bo'limdan iborat bo'lib, nazariy qism, masalalar yechish namunalari va mustaqil yechish uchun masalalardan tashkil topgan. Shu bilan birga har bir bo'limda fizik jarayonlarda C++ va Delphi7 dasturlash tilidan foydalanish namunalari ko'rsatib o'tilgan. Bo'limlar mos ravishda "Optika. Kvant mexanikasi asoslari", "Qattiq jismlar fizikasi. Kontakt hodisalar. Atom va yadro fizikasi" deb nomlanib, ta'limning kredit tizimiga to'liq mos keladi.

O'quv qo'llanma Muhammad al-Xorazmiy nomidagi Toshkent axborot texnologiyalari universiteti va uning filiallarida "5330600-Dasturiy injiniring" bakalavriat ta'lim yo'nalishining fan dasturi asosida tayyorlangan bo'lib, undan ushbu ta'lim yo'nalishida tahsil olayotgan talabalar foydalanishlari mumkin.

#### Taqrizchilar:

Tashatov A.Q. – Qarshi davlat universiteti professori, f-m.f.d.  
Jurayeva N.H. – TATU Qarshi filiali, f-m.f.n., dotsent.

Muhammad al-Xorazmiy nomidagi TATU Qarshi filiali Kengashining bayonnomasi bilan tasdiqlangan va "Dasturiy injiniring" bakalavriat ta'lim yo'nalishi talabalari uchun o'quv qo'llanma sifatida foydalanishga tavsiya etilgan.

ISBN 978-9943-7777-1-2

© Turayev S.J. 2021 y.  
© «Mahalla va oila nashriyoti» 2021 y.

## MUNDARIJA

KIRISH .....	4
I BO'LIM. OPTIKA. KVANT MEXANIKASI ASOSLARI .....	6
1-§. Yorug'lik nurlari .....	6
2-§. Yorug'lik diffraksiyasi .....	15
3-§. Yorug'likning dispersiyasi va qutblanishi .....	21
4-§. Kvant optikasi .....	31
4.1-§. Kvant fizikasi .....	39
5-§. Atomning chiziqli spektrlari .....	46
5.1-§. Dasturlash tilida linzaning fokus masofasini aniqlash kompyuter dasturini yaratish .....	50
II BO'LIM. QATTIQ JISMLAR FIZIKASI. KONTAKT HODISALAR. ATOM VA YADRO FIZIKASI .....	67
6-§. Qattiq jismlar fizikasi .....	67
6.1-§. Fizikaviy statistika .....	88
7-§. Xususiy yarimo'tkazgichlar .....	97
8-§. Aralashmali yarimo'tkazgichlar .....	101
9-§. Kontakt hodisalar .....	103
10-§. Atom yadrosi fizikasi .....	114
10.1-§. Dasturlash tilida vodorod atomi elektronining holat va to'liq funksiyasini o'rganish elektron dasturini yaratish .....	122
ILOVALAR .....	142
Foydalanilgan adabiyotlar .....	149



## KIRISH

Jahonning taraqqiy etgan mamlakatlari qatoridan o'rin egallash va uni mustahkam saqlab turish uchun O'zbekistonda fundamental fanlarni o'qitish jahon andozalari darajasida bo'lishi lozim. Respublikamizda "Talim to'g'risida" gi qonun va Kadrlar tayyorlash Milliy Dasturini qabul qilinishi, hamda pedagog kadrlarni qayta tayyorlash va ularning malakasini oshirish tizimini rivojlantirishga qaratilgan qonunlarning qabul qilinishi zamirida aynan shu muammoni hal etish ko'zda tutilgan.

Mamlakatimizda zamon talablari asosida ta'lim jarayonini tashkil etish, jumladan, oliy ta'lim tizimida axborot kommunikatsiya texnologiyalarini joriy etish orqali yuqori malakali kadrlar tayyorlashga alohida e'tibor qaratilmoqda. O'zbekiston Respublikasini yanada rivojlantirish bo'yicha Harakatlar strategiyasida "Uzluksiz ta'lim tizimini yanada takomillashtirish, sifatli ta'lim xizmatlari imkoniyatlarini oshirish, mehnat bozorining zamonaviy ehtiyojlariga muvofiq yuqori malakali kadrlar tayyorlash siyosatini davom ettirish"<sup>1</sup> muhim ustuvor vazifa sifatida belgilangan. Bu borada dasturiy vositalar asosida bo'lajak dasturchilarni loyihaviy-konstruktorlik va ilmiy-tadqiqotchilik kasbiy faoliyatiga tayyorlash metodikasini metodologik yondashuvlar asosida takomillashtirish, dasturiy injiniring mutaxassisligiga xos sifatlarini va kasbiy faoliyatga tayyorgarlik darajalarini baholash metodikasini ishlab chiqish bo'lajak dasturchilarning loyihalash, konstruktorlik va ilmiy-tadqiqotchilik kasbiy kompetensiyalarini rivojlantirishga xizmat qiladi.

Zamonaviy axborot kommunikatsiya vositalarini ta'lim jarayonlariga joriy etish o'quvchi shaxsining fikrlashini, kommunikativ qobiliyatini, optimal qaror qabul qilish malakasini, estetik tarbiyasini, axborot olish madaniyati hamda kasbiy malaka va ko'nikmalarini rivojlantirishini ta'minlaydi.

Shu bilan bir qatorda o'qituvchiga ham o'ziga xos ma'suliyat yuklaydi. Ta'lim muassasalarining zamonaviy axborot kommunikatsiya texnologiyalari bilan ta'minlashi - pedagoglarning o'z mexnat faoliyatiga yangicha yondashish lozimligini talab qiladi va shu orqali pedagogik faoliyatning mukammallashuviga olib keladi.

Jumladan, umumiy fizika va uning mantiqiy davomi bo'lgan elektronika va sxemotexnika fanlarini o'qitishda, ushbu fanlardan amaliy mashg'ulotlar jarayonida dasturiy vositalardan foydalanish o'qituvchidan xuddi shunday yondashuvni talab qiladi.

Barcha sohalar kabi, axborot texnologiyalari sohalari doirasida tayyorlanayotgan mutaxassis kadrlar uchun tabiiy jarayonlarni modellashtirish va ularni o'rganishda har xil zamonaviy dasturiy vositalardan foydalanish ko'nikmalariga ega bo'lish ahamiyatlidir. Shuning uchun fizika fanini o'qitish jarayonida zamonaviy dasturiy tizimlardan foydalanish usullarini ko'rsatib o'tish maqsadga muvofiqdir.

Ushbu maqsadlarni ko'zda tutgan holda hamda talabalarni keyinchalik kasbiy faoliyat turlariga tayyorlash maqsadida oliy ta'lim muassasalarida tahsil olayotgan talabalarning fizika faniga qiziqishini orttirish - ta'lim sifatini oshirishning mezon sifatida ushbu darslikda fizikaning barcha bo'limlariga dasturiy vositalarni samarali qo'llash, jumladan fizik jarayonlarga dasturlash tilini qo'llash usullari keltiriladi.

Ushbu o'quv qo'llanma 2 bo'limdan iborat bo'lib, nazariy qism, masalalar yechish namunalari va mustaqil yechish uchun masalalardan tashkil topgan. Shu bilan birga har bir bo'limda fizik jarayonlarda C++ va Delphi7 dasturlash tilidan foydalanish namunalari ko'rsatib o'tilgan. Bo'limlar mos ravishda "Optika. Kvant mexanikasi asoslari", "Qattiq jismlar fizikasi. Kontakt hodisalar. Atom va yadro fizikasi" deb nomlanib, ta'limning kredit tizimiga to'liq mos keladi.

O'quv qo'llanma Muhammad al-Xorazmiy nomidagi Toshkent axborot texnologiyalari universiteti va uning filiallarida "5330600-Dasturiy injiniring" bakalavriat ta'lim yo'nalishining fan dasturi asosida tayyorlangan bo'lib, undan ushbu ta'lim yo'nalishida tahsil olayotgan talabalar foydalanishlari mumkin.

<sup>1</sup>O'zbekiston Respublikasi Prezidentining «O'zbekiston Respublikasini yanada rivojlantirish bo'yicha Harakatlar strategiyasi to'g'risidagi Farmoni // O'zbekiston Respublikasi Qonun Hujjatlari to'plami. -T., 2017. B.39.



## IBO'LIM. OPTIKA. KVANT MEXANIKASI ASOSLARI

### 1-§. Yorug'lik nurlari

Optik hodisalarning to'rtta asosiy qonuni quyidagilar: 1. Yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonuni; 2. Yorug'lik nurlarining mustaqillik qonuni; 3. Yorug'likning qaytish qonuni; 4. Yorug'likning sinish qonuni.

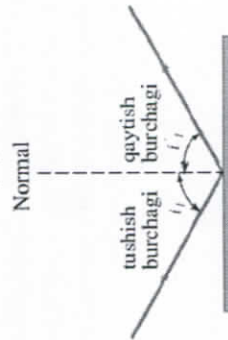
Bir jinsli muhitda yorug'lik to'g'ri chiziq bo'ylab tarqaladi. Bu xulosa shaffof bo'lmagan jismlar kichik o'lchamli manbalar bilan yoritilganda hosil bo'ladigan soylarning chegaralari keskin bo'lishidan kelib chiqadi. Yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonuni taqribiy bo'lib, juda kichik tirqishdan o'tganida to'g'ri chiziqdan og'ishi kuzatiladi. Tirqish qanchalik kichik bo'lsa, og'ish ham shunchalik katta bo'ladi.

Yorug'lik nurining mustaqilligi ular o'zaro kesishganda bir-biriga hech qanday ta'sir qilmasligidan iborat. Nurlarning kesishishi har bir nurning mustaqil ravishda tarqalishiga halal bermaydi.

Yorug'lik ikki shaffof muhit orasidagi chegarani kesib o'tganda tushuvchi nur ikkita nurga - qaytgan va singan nurlarga ajraladi. Bu nurlarning yo'nalishi yorug'likning qaytish va sinish qonunlaridan aniqlanadi.

Yorug'likning qaytish qonuni: *qaytgan nur tushuvchi nur va tushish nuqtasiga o'tkazilgan normal bilan bir tekislikda yotadi. Qaytish burchagi tushish burchagiga teng* (1.1-rasm):

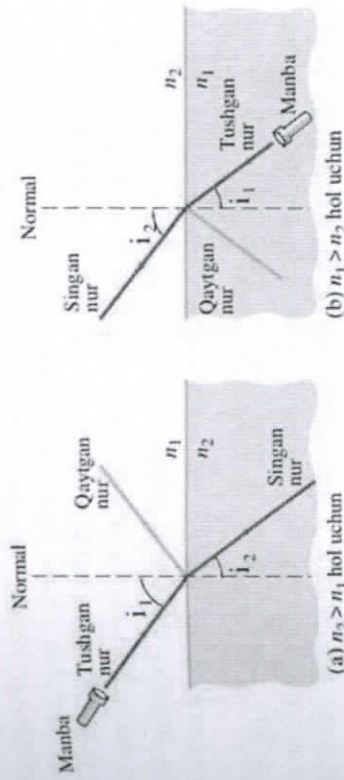
$$i = i' \quad (0.1)$$



1.1-rasm.

Yorug'likning sinish qonuni quyidagicha ta'riflanadi: *singan nur, tushuvchi nur va tushish nuqtasiga o'tkazilgan normal bilan bir tekislikda yotadi. Tushish burchagi sinusining sinish burchagi sinusiga nisbat berilgan moddalar uchun o'zgarmas kattalikdir* (1.2-a-rasm):

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_2 \quad (0.2)$$



1.2-rasm.

$n_2$  kattalik ikkinchi moddaning birinchi moddaga nisbatan nisbiy sindirish ko'rsatkichi deb ataladi.

Moddaning bo'shliqqa nisbatan sindirish ko'rsatkichi shu moddaning absolyut sindirish ko'rsatkichi deyiladi. Sindirish ko'rsatkichi kattaroq bo'lgan modda optikaviy zichroq modda deb yuritiladi.

Ikki moddaning nisbiy sindirish ko'rsatkichi  $n_2$  bilan ularning absolyut sindirish ko'rsatkichlari  $n_1$  va  $n_2$  orasida sodda munosabat mavjud:

$$n_2 = \frac{n_2}{n_1} \quad (0.3)$$

Demak, ikki moddaning nisbiy sindirish ko'rsatkichi ularning absolyut sindirish ko'rsatkichlari nisbatiga teng.

(1.3) munosabatdan foydalanib, sinish qonunining (1.2) ifodasini quyidagi ko'rinishga keltirish mumkin:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (0.4)$$

Bu formuladan lo'rinadiki, yorug'lik nuri optik zichligi kattaroq muhitdan optik zichligi kichikroq muhitga o'tganida sirtning normalidan uzoqlashadi (1.2-b-rasm). Tushish burchagi  $i_1$  kattalashgan sari, sinish burchagi  $i_2$  yanada tezroq o'sadi va  $i_1$  burchak

$$i_{ch} = \arcsin n_2 \quad (0.5)$$



qiymatga yetganda  $i$  burchak  $\pi/2$  ga teng bo'ladi.  $i_0$  - chegaraviy burchak deyiladi.

Tushuvchi nur energiyasi qaytgan va singan nurlar orasida taqsimlanadi. Tushish burchagi kattalashgan sari, qaytgan nur intensivligi ortadi, singan nur intensivligi esa kamaya borib, chegaraviy burchakda nolga aylanadi. Tushish burchagining qiymati  $i_0$  bilan  $\pi/2$  oralig'ida bo'lsa, yorug'lik ikkinchi muhitga o'tmaydi, qaytgan nur intensivligi tushuvchi nur intensivligiga teng bo'ladi. Bu hodisa to'la ichki qaytish deb ataladi.

Yorug'lik manbaining o'lchamlarini kuzatish joyidan ungacha masofaga nisbatan hisobga olmaslik mumkin bo'lsa, bunday manbani niqtaviy manba deb ataladi. Bir jinsli va izotrop muhitda nuqtaviy manbadan tarqalayotgan to'lqin sferik bo'ladi. Yorug'likning nuqtaviy manbalarini tavsiflash uchun yorug'lik kuchi  $I$  ishlatiladi. Yorug'lik kuchini manba nurlanishining fazoviy burchak birligiga to'g'ri keladigan yorug'lik oqimi tarzida aniqlanadi:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (0.6)$$

bu yerda  $d\Phi$  - manbaining  $d\Omega$  fazoviy burchak ichida tarqalayotgan yorug'lik oqimidir.

Umumiy holda yorug'lik kuchi yo'nalishga bog'liq:  $I = I(\alpha, \varphi)$  ( $\alpha$  va  $\varphi$  koordinatalarning sferik tizimidagi qutbiy va azimut burchagidir). Agar  $I$  yo'nalishga bog'liq bo'lmasa, manba izotrop deb ataladi. Izotrop manba uchun

$$I = \frac{\Phi}{4\pi} \quad (0.7)$$

bunda  $\Phi$  - manbaining barcha yo'nalishlari bo'yicha tarqalayotgan to'la yorug'lik oqimi.

Manbaining o'lchamlari kattaroq bo'lganda (nuqtaviy emas), manba sirtidagi  $dS$  elementning yorug'lik kuchi haqida so'z yuritishga to'g'ri keladi. U holda (1.7) formuladagi  $d\Phi$  ni manba sirtidagi  $dS$  elementning  $d\Omega$  fazoviy burchak ichida tarqalayotgan yorug'lik oqimi deb tushunish kerak bo'ladi.

Yorug'lik kuchining birligi - sham birliklarining Xalqoro tizimidagi asosiy birliklaridan biri hisoblanadi. Bu birlikning qiymati shunday qabul qilinganki, platinaning qotish temperaturasida to'la nurlangichning ravshanligi  $1 \text{ sm}^2$  ga  $60 \text{ sham}$  bo'ladi.

Yorug'lik oqimining birligi lyumen ( $lm$ ). Bu birlik yorug'lik kuchi  $1 \text{ sham}$  bo'lganda izotrop manbaining bir steradian fazoviy burchak ichida tarqatayotgan yorug'lik oqimiga teng:

$$1 \text{ lm} = 1 \text{ sham} \cdot 1 \text{ ster} \quad (0.8)$$

To'lqin uzunligi  $\lambda = 0.555 \mu\text{m}$  bo'lgan nurlanishdan hosil bo'lgayotgan  $1 \text{ lm}$  yorug'lik oqimiga  $0.0016 \text{ W}$  energiya oqimi to'g'ri kelishi tajriba yo'li bilan aniqlangan.

$$A = 0.0016 \frac{\text{W}}{\text{lm}} \quad (0.9)$$

kattalik yorug'likning mexanikaviy ekvivalenti deyiladi.

Ko'rinuvchanlik ekvivalenti  $V(\lambda)$  ga teng nurlanishdan hosil bo'layotgan  $1 \text{ lm}$  yorug'lik oqimiga  $A/V(\lambda)$  energiya oqimi mos keladi.

Biror sirtning o'ziga tushayotgan yorug'lik oqimidan yoritilish darajasi yoritilganlik deb ataluvchi quyidagi kattalik bilan tavsiflanadi:

$$E = \frac{d\Phi_{\text{yoh}}}{dS} \quad (0.10)$$

bunda  $d\Phi_{\text{yoh}}$  - sirtning  $dS$  elementiga tushayotgan yorug'lik oqimi.

Yoritilganlik birligi lyuks ( $lk$ )  $1 \text{ lm}$  oqimning  $1 \text{ m}^2$  sirt bo'yicha tekis taqsimlanib hosil qilgan yoritilganligiga teng:

$$1 \text{ lk} = 1 \text{ lm} : 1 \text{ m}^2 \quad (0.11)$$

Nuqtaviy manba hosil qiladigan  $E$  yoritilganlikni yorug'lik kuchi  $I$ , sirtidan manbagacha bo'lgan masofa  $r$  va sirtning  $n$  normal bilan manba tomon yo'nalish orasidagi  $\alpha$  burchak orqali ifodalash mumkin:

$$E = \frac{I \cos \alpha}{r^2} \quad (0.12)$$

O'lchamlari kattaroq yorug'lik manbai turli qismlarning yorituvchanligi  $R$  bilan tavsiflanadi. Yorituvchanlik deganda sirt birligining hamma yo'nalishlar bo'yicha tashqariga sochayotgan yorug'lik oqimi tushuniladi:

$$R = \frac{d\Phi_{\text{soch}}}{dS} \quad (0.13)$$

bu yerda  $d\Phi_{\text{soch}}$  - manba sirtidan  $dS$  elementning barcha yo'nalishlar bo'yicha tashqariga sochayotgan yorug'lik oqimi.

Yoritilganlik sirtning o'ziga tushayotgan yorug'likni qaytarish hisobiga hosil bo'lishi mumkin. Yorituvchanlik ham yoritilganlik o'lchanadigan birliklarda ya'ni lyukslarda o'lchanadi.

Yorituvchanlik manba sirti muayyan joyining hamma yo'nalishlar bo'yicha yorug'lik sochishini (yoki qaytarishini) tavsiflaydi. Yorug'likning berilgan yo'nalish bo'yicha sochilishi (qaytishi)



ravshanlik  $B$  bilan tavsiflanadi. Yo'nalish qutbiy burchak  $\alpha$  va azimut burchak  $\varphi$  yordamida berilishi mumkin. Ravshanlik  $\Delta S$  elementar yuzachaning berilgan yo'nalishdagi yorug'lik kuchini  $\Delta S$  yuzachaning o'sha yo'nalishiga perpendikulyar tekislikdagi proyeksiyasiga bo'lishdan chiqadigan nisbat tarzida aniqlanadi.

Ravshanlik quyidagiga teng:

$$B = \frac{d\Phi}{d\Omega \Delta S \cos \alpha} \quad (0.14)$$

Ravshanligi barcha yo'nalishlar bo'yicha bir xil bo'lgan manbalar lambert manbalari yoki kosinusli manbalar deb ataladi. Faqat absolyut qora jisimgina Lambert qonuniga bo'ysunadi.

Lambert manbalarining yorituvchanligi  $R$  va ravshanligi  $B$  orasida sodda munosabat mavjud. Bu munosabatni topish uchun (1.14) formulaga  $d\Omega = \sin \alpha d\alpha d\varphi$  ni qo'yib, hosil bo'lgan  $B = \text{const}$  ekanligini inobatga olib,  $\varphi$  bo'yicha 0 dan  $2\pi$  gacha,  $\alpha$  bo'yicha 0 dan  $\pi/2$  gacha integrallaymiz. Natijada Lambert manbai sirtidagi  $\Delta S$  yuza elementining barcha yo'nalishlar bo'yicha tashqariga sochayotgan to'la yorug'lik oqimini topamiz:

$$d\Phi_{\text{soch}} = B \Delta S \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin \alpha \cos \alpha d\alpha = \pi B \Delta S$$

Bu oqimni  $\Delta S$  ga bo'lib, yorituvchanlikni aniqlaymiz (1.13). Shunday qilib, Lambert manbalari uchun

$$R = \pi B \quad (0.15)$$

Ravshanlik birligi uchun kvadrat metrga sham yoki nit ishlatiladi. Bir tekis yorituvchi yassi sirtidagi bir kvadrat metr yuzaning sirt normal yo'nalishidagi yorug'lik kuchi bir shamga teng bo'lsa, shu sirtning o'z normal yo'nalishidagi ravshanligi bir nit bo'ladi.

Bir xil chastotali ikkita to'lqin qo'shilganda fazoning biror nuqtasida bir xil yo'nalgan

$$A_1 = \cos(\omega t + \varphi_1), \\ A_2 = \cos(\omega t + \varphi_2)$$

tebranishlar hosil qilinayapti deb faraz qilaylik.

Ma'lumki, berilgan nuqtadagi natijaviy tebranish amplitudasi quyidagi formuladan topiladi:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

Agar to'lqinlar o'yg'otayotgan tebranishlarning fazalar farqi  $\varphi_2 - \varphi_1$  vaqt bo'yicha o'zgarmasa kogerent to'lqinlar deyiladi. Bunday to'lqinlarning manbalari ham kogerent manbalar deb ataladi.

To'lqinlar kogerent bo'lmaganda  $\varphi_2 - \varphi_1$  uzluksiz ravishda o'zgaradi va har qanday qiymatni bir xil ehtimol bilan qabul qila oladi. Shu sababli  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$  ning vaqt bo'yicha o'rtacha qiymati nolga teng. Bu holda

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2.$$

Kogerent bo'lmagan to'lqinlar ustma-ust tushgandagi intensivlik har bir to'lqin alohida hosil qiladigan intensivliklarni yog'indisiga teng bo'ladi:  $I = I_1 + I_2$ .

To'lqinlar kogerent bo'lganda  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$  ning qiymati vaqt o'tishi bilan o'zgar olmaydi, ya'ni

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (0.16)$$

Fazoning qaysi nuqtalari uchun  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$  bo'lsa, u o'sha joylarda  $I_1 + I_2$  dan katta bo'ladi; qaysi nuqtalarda  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$  bo'lsa,  $I$  o'sha joylarda  $I_1 + I_2$  dan kichik bo'ladi. Kogerent yorug'lik to'lqinlari ustma-ust tushganda yorug'lik oqimining fazoda qayta taqsimlanishi ro'y beradi, natijada fazoning ba'zi joylarida intensivlikning maksimumlari, boshqa joylarda minimumlari hosil bo'ladi. Bu hodisa to'lqinlar interferensiyasi deyiladi.

Faraz qilaylik, ikkita kogerent to'lqin bir nuqtaga yetib kelishida birinchi to'lqin sindirish ko'rsatkichi  $n_1$  bo'lgan muhitda  $S_1$  yo'lni bosib o'tadi, ikkinchi to'lqin sindirish ko'rsatkichi  $n_2$  bo'lgan muhitda  $S_2$  yo'lni bosib o'tadi. Agar manbaning tabranish fazasi  $\omega t$  bo'lsa, birinchi to'lqin P nuqtada

$$A_1 \cos \omega \left( t - \frac{S_1}{g_1} \right)$$

tebranish o'yg'otadi. Ikkinchi to'lqin esa  $A_2 \cos \omega \left( t - \frac{S_2}{g_2} \right)$  tebranish o'yg'otadi. Bu yerda  $g_1 = c/n_1$  va  $g_2 = c/n_2$  - birinchi va ikkinchi to'lqinlarning fazaviy tezligi. Demak, to'lqinlar P nuqtada o'yg'otgan tebranishlarning faza farqi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\delta = \omega \left( \frac{S_2}{g_2} - \frac{S_1}{g_1} \right) = \frac{\omega}{c} (n_2 S_2 - n_1 S_1)$$

$\omega/c$  o'rniga  $2\pi\nu/c = 2\pi/\lambda_0$  ni qo'yib fazalar farqi ifodasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \quad (0.17)$$

bu yerda

$$\Delta = n_2 S_2 - n_1 S_1 = L_2 - L_1 \quad (0.18)$$

– to'liqlar bosib o'tadigan yo'llar optikaviy uzunliklarining farqiga teng kattalik bo'lib optik yo'llar farqi deyiladi.

(1.17) formuladan ko'rinadiki, agar optikaviy yo'llar farqi  $\Delta$  vakuumdagi to'liq uzunliklarining butun son marta olinganiga teng bo'lsa, ya'ni

$$\Delta = \pm k \lambda_0 \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (0.19)$$

bo'lsa,  $\delta$  fazalar farqi  $2\pi$  ga karrali bo'ladi va har ikki to'liq P nuqtada o'yg'otayotgan tebranishlarining fazasi bir xil bo'ladi. Bundan ko'rinadiki, (1.19) shart maksimumlik shartidir.

Agar  $\Delta$  vakuumdagi to'liq uzunliklarining yarim butun soniga teng bo'lsa, ya'ni

$$\Delta = \pm \left(k + \frac{1}{2}\right) \lambda_0 \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (0.20)$$

bo'lsa,  $\delta = \pm(2\pi k + \pi)$  bo'ladi va P nuqtadagi tebranishlar qarama-qarshi fazali bo'ladi. Shunday qilib, (1.20) shart interferensiya minimumlari shartidir.

Nurlanuvchi ingichka parallel nurlar yoki tor yoriqlar ko'rinishidagi haqiqiy yoki mavhum  $S_1$  va  $S_2$  manbalardan chiquvchi ikki kogerent yorug'lik to'liqlarini qaraymiz (1.3-rasm). Hisob boshini  $S_1$  va  $S_2$  ga nisbatan simmetrik joylashgan O nuqtada tanlab olamiz.

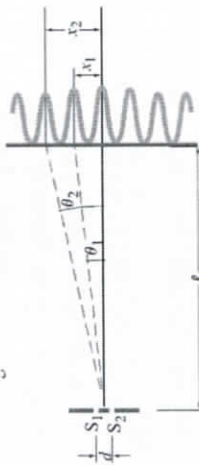
Manbalar bir xil fazada tebranadi deb hisoblasak,

$$S_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2,$$

$$S_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2.$$

bundan

$$S_2^2 - S_1^2 = (S_2 + S_1)(S_2 - S_1) = 2xd.$$



1.3-rasm.

Ko'zga yaqqol ko'rinadigan interferensiya manzara hosil bo'lishi uchun manbalar orasidagi  $d$  masofa ekrangacha bo'lgan  $l$  masofadan ko'p marta kichik bo'lishi kerak. Interferensiya polosalar hosil bo'ladigan sohaning kattaligini ko'rsatuvchi  $x$  masofa ham  $l$  dan ko'p marta kichik bo'ladi. Shu shart bilan  $S_1 + S_2 \approx 2d$  deb olish mumkin. Sindirish ko'rsatkichi  $n=1$  bo'lgan muhitda  $S_2 - S_1$  ayirma optik yo'llar farqi  $\Delta$  ni beradi. Demak,

$$\Delta = \frac{xd}{l} \quad (0.21)$$

deb yozish mumkin.

$\Delta$  ning qiymatini (1.19) shartning ifodasiga qo'yib, intensivlikning maksimumlari  $x$  ning quyidagi qiymatlarida kuzatilishini topamiz:

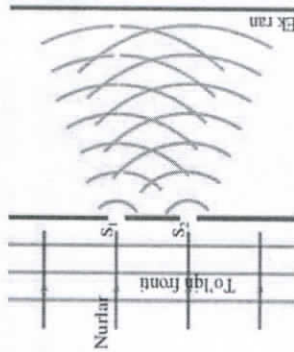
$$x_{\text{max}} = \pm k \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (0.22)$$

(1.21) ning qiymatini (1.20) shartga qo'yish natijasida intensivlik minimumlarining koordinatalari kelib chiqadi:

$$x_{\text{min}} = \pm \left(k + \frac{1}{2}\right) \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (0.23)$$

Intensivlikning ikki qo'shni maksimumlari orasidagi masofa interferensiya polosalar orasidagi masofa deb ataladi.

Yung usuli. Manba'dan chiqqan monoxromatik yorug'lik to'liqini (1.4-rasm) tirqishlarda ikkilamchi  $S_1$  va  $S_2$  manbalar hosil qilib tirqishli ekranga interferensiya manzara hosil qiladi (1.4-rasm).

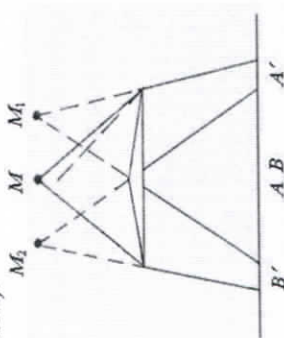


1.4-rasm. Yorug'lik interferensiyasini kuzatishning Yung usuli

Bu ikki tirqish ikkita kogerent to'liqlar manba'i hisoblanadi.  $S_1$  va  $S_2$  tirqishdan chiqqan kogerent to'liqlar ekranda bir-birini ustiga tushib VS sohada interferensiya manzarasini hosil qiladi.



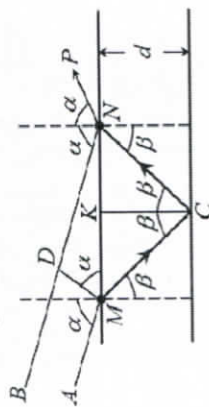
Biprizmadagi Frenel tajribasi. Biprizma – uch tomonli shisha prizmadan iborat bo'lib, uning tomonlari orasidagi bitta burchagi  $180^\circ$  ga yaqin bo'ladi (1.5-rasm).



1.5-rasm. Biprizmadagi Frenel tajribasi

M manbadan yorug'lik to'lqinlari biprizmaga tushadi, biprizmaning chap tarafi yorug'lik to'lqinlarini o'ng tomonga og'dirib ekranning AA nuqtalari orasiga yo'naltiradi. Biprizmaning o'ng tarafi yorug'lik to'lqinlarini chap tarafga og'dirib ekranning BB nuqtalari orasiga yo'naltiradi. Yorug'lik nurlarini orqaga qaytarib  $M_1$  va  $M_2$  mavhum tasvirlarni hosil qilamiz va ekranda esa yorug'lik to'lqinlarining interferensiya manzarisini kuzatamiz.

Yupqa tiniq plastinkada yorug'lik interferensiya. Parallel yorug'lik to'lqinlari dastasi  $\alpha$  - burchak ostida dqalinlikdagi, yupqa plastinkaning MN yuqori qirrasiga tushsin (1.6-rasm). AM nur  $\beta$  - burchak ostida sinib, past qirraning Cnuqtasidan qaytib Nnuqtada yana sinib NP yo'nalishda tashqariga chiqadi.



1.6-rasm. Yupqa tiniq plastinkadagi yorug'lik interferensiya

Ikkinci DN nur N nuqtaga tushib,  $\alpha$  burchak ostida qaytib, u ham NP yo'nalishda tarqaladi. Ikkala nur kogerent bo'lib, optik yo'l farqiga ega bo'ladi, shu sababli ular interferensiya manzarisini hosil qiladilar. Bu ikkala nur orasidagi geometrik yo'l farqi

$$\delta_r = 2MC - DN$$

ga teng. O'z navbatida  $MC = \frac{d}{\cos \beta}$  ga teng,  $DN = 2MK \sin \alpha = 2d \tan \beta \sin \alpha$  chunki,  $MK = d \tan \beta$  dir.  $\sin \alpha = n \sin \beta$  ekanligini hisobga olib

$$\delta_r = 2 \frac{d}{\cos \beta} - 2d \frac{n \sin^2 \beta}{\cos \beta} = \frac{2d(1 - n \sin^2 \beta)}{\cos \beta}$$

tenglikka ega bo'lamiz.

Interferensiya manzarasi faqat geometrik yo'l farqiga bog'liq bo'lmay, to'lqinlarning fazalar farqi va muhitning xususiyatiga ham bog'liqdir.

Birinchi nuqtada kichik zichlikli muhitdan (havo yoki vakuumdan), N nuqtada esa zichligi katta bo'lgan muhitdan qaytadi, nur fazasi sakrab o'zgarib, yo'l farqi  $\frac{\lambda}{2}$  ga oshadi. U holda optik yo'l farqi

$$\delta_0 = 2 \frac{dn}{\cos \beta} - 2d \frac{n \sin^2 \beta}{\cos \beta} - \frac{\lambda}{2} = 2dn \cos \beta - \frac{\lambda}{2} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2}$$

ga teng bo'ladi.

Optik yo'llar farqi  $m\lambda$  ga teng bo'lsa, qaytgan yorug'lik nurlari kuchayadi va uning sharti quyidagicha bo'ladi:

$$\delta_0 = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} = m\lambda$$

yoki

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$$

Optik yo'l farqi  $(2m-1) \frac{\lambda}{2}$  ga teng bo'lsa, qaytgan yorug'lik nurlari susayadi va uning sharti quyidagicha bo'ladi.

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} = (2m-1) \frac{\lambda}{2}$$

yoki

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = m\lambda$$

## 2-§. Yorug'lik difraksiyasi

Yorug'likning bir jinslilik bir-biridan keskin farq qiluvchi qismlarga ega bo'lgan muhitda tarqalishida kuzatiladigan va geometrik optika qonunlaridan chetlanishlar bilan bog'liq bo'lgan hodisalarning jami difraksiya deyiladi. Yorug'lik to'lqinlarining to'siqlarni aylanib o'tishi va geometrik soya sohasiga yorug'likning kirishi difraksiya natijasida hosil bo'ladi. Yorug'lik to'lqinlarining difraksiyasini kuzatish

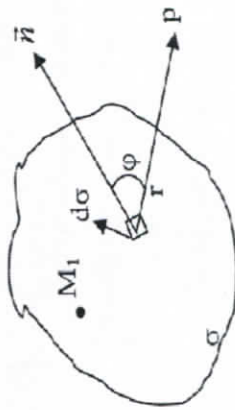
uchun maxsus sharoit yaratilishi kerak. Agar to'liq uzunligi to'siq o'lchami kabi bo'lsa difraksiya kuzatiladi. To'liq uzunligi to'siqning o'lchamidan juda kichik bo'lsa difraksiya kuchsiz bo'lib, uni sezish qiyin bo'ladi.

To'liqlar difraksiyasi hodisasi Gyugens prinsipi yordamida tushuntiriladi. Ammo turli yo'nalishlarda tarqalayotgan to'liqlarning amplitudasi va intensivligi haqida Gyugens prinsipi hech qanday tushuntirish bermaydi. Bu kamchilikka Frenel tuzatishlar kiritdi va u Gyugens prinsipini ikkilamchi to'liqlar intenfrensiyasi haqida tushuncha bilan to'ldiradi. Ikkilamchi to'liqlarning amplitudalari va fazalarini hisoblash fazoning istalgan nuqtasida natijaviy to'liq amplitudasini topish imkoniyatini beradi. Frenel o'zi takomillashtirgan prinsip yordamida bir qator difraksion hodisalarni tushuntirishga muvaffaq bo'ldi.

$M_1$  yorug'lik manba'ini ixtiyoriy yopiq  $\sigma$  sirt bilan o'raymiz (2.1-rasm).  $d\sigma$  sirt elementining hosil qilgan tebranishining P nuqtaga siljishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$d\xi = k(\varphi) \frac{A_0 d\sigma}{r} \sin(\omega t - kr + \alpha_0) \quad (2.1)$$

bu yerda  $A_0 - d\sigma$  elementdagi tebranish amplitudasi,  $r - d\sigma$  elementdan P nuqtagacha bo'lgan masofa,  $k(\varphi) -$  qiyshayish koeffitsiyenti  $- P$  nuqta tomon yo'nalish bilan  $d\sigma$  yuzaga  $\vec{n}$  normal orasidagi ( burchakka bog'liq kattalik.



2.1-rasm.

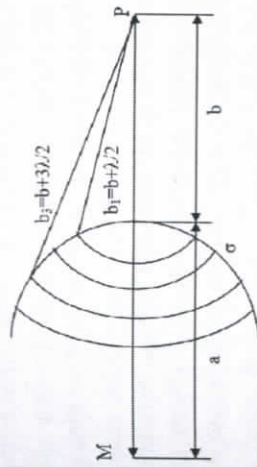
$\varphi = \frac{\pi}{2}$  bo'lganda  $k(\varphi) = 0$  bo'ladi. P nuqtadagi natijaviy tebranish

$$\xi = \int_{(\sigma)} k(\varphi) \frac{A_0}{r} \sin(\omega t - kr + \alpha_0) d\sigma \quad (2.2)$$

superpozitsiya prinsipiga asosan

ga teng. (2.2) ifoda Gyugens-Frenel prinsipining analitik ifodasidir.

Bir jinsli muhitda nuqtaviy manbadan tarqaluvchi sferik to'liqin P nuqtada o'yg'otadigan yorug'lik tebranishining amplitudasini topish uchun Gyugens-Frenel prinsipini tadbiiq qilamiz (2.2-rasm).



## 2.2-rasm. Sferik to'liqin frontini Frenel sohalariga ajratish

Frenel to'liqini sirtini shunday xalqasimon zonalarga ajratadiki, har bir zonaning chetidani P nuqtagacha masofa bir-biridan  $\lambda/2$  ga farq qiladi.  $m -$  zonaning tashqi chekkasidan P nuqtagacha masofa  $b_m$  quyidagicha:

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2} \quad (2.3)$$

bu yerda  $b -$  to'liqin sirtning O uchidan P nuqtagacha masofa.

$m -$  zonaning tashqi chegarasi to'liqin sirtida balandligi  $h_m$  bo'lgan sferik segment ajratadi. U holda  $m -$  zonalning yuzi quyidagicha ifodalanadi:

$$\Delta S = S_m - S_{m-1} \quad (2.4)$$

bu yerda  $S_{m-1} - m-1$  zonaning tashqi chegarasi ajratgan yusi.

Umumiy holda segment yuzi

$$S_m = \frac{\pi ab \cdot m \lambda}{a + b}$$

$m -$  Frenel zonasining yuzi esa,

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi ab \lambda}{a + b}$$

Hosil bo'lgan ifoda  $m$  ga bpg'liq emas. Bu  $m$  ning uncha katta bo'lmagan qiymatlari uchun Frenel zonalarning yuzi taxminan bir xil.

$m -$  Frenel zonasi tashqi chegarasining radiusi

$$r = \sqrt{a + b} \quad (2.5)$$

(2.5) formuladan zonalarning radiuslari  $\sqrt{m}$  kabi oshib borishini ko'rish mumkin.





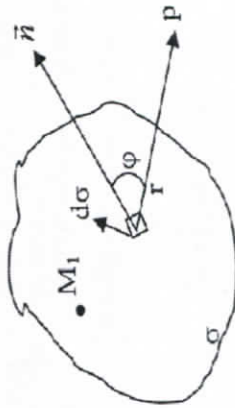
uchun maxsus sharoit yaratilishi kerak. Agar to'liq uzunligi to'siq o'lchami kabi bo'lsa difraksiya kuzatiladi. To'liq uzunligi to'siqning o'lchamidan juda kichik bo'lsa difraksiya kuchsiz bo'lib, uni sezish qiyin bo'ladi.

To'liqlar difraksiyasi hodisasi Gyugens prinsipi yordamida tushuntiriladi. Ammo turli yo'nalishlarda tarqalayotgan to'liqlarning amplitudasi va intensivligi haqida Gyugens prinsipi hech qanday tushuntirish bermaydi. Bu kamchilikka Frenel tuzatishlar kiritdi va u Gyugens prinsipini ikkilamchi to'liqlar intenfrensiasiyasi haqida tushuncha bilan to'ldirdi. Ikkilamchi to'liqlarning amplitudalari va fazalarini hisoblash fazoning istalgan nuqtasida natijaviy to'liq amplitudasini topish imkoniyatini beradi. Frenel o'zi takomillashtirgan prinsip yordamida bir qator difraksion hodisalarni tushuntirishga muvaffaq bo'ldi.

$M_1$  yorug'lik manba'ini ixtiyoriy yopiq  $\sigma$  sirt bilan o'raymiz (2.1-rasm).  $d\sigma$  sirt elementining hosil qilgan tebranishining P nuqtaga siljishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$d\xi = k(\varphi) \frac{A_0 d\sigma}{r} \sin(\omega t - kr + \alpha_0) \quad (2.1)$$

bu yerda  $A_0 - d\sigma$  elementdagi tebranish amplitudasi,  $r - d\sigma$  elementdan P nuqtagacha bo'lgan masofa,  $k(\varphi) -$  qiyshayish koeffitsiyenti  $- P$  nuqta tomon yo'nalish bilan  $d\sigma$  yuzaga  $\vec{n}$  normal orasidagi ( burchakka bog'liq kattalik.



2.1-rasm.

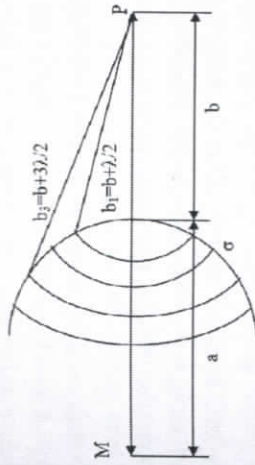
$\varphi = \frac{\pi}{2}$  bo'lganda  $k(\varphi) = 0$  bo'ladi. P nuqtadagi natijaviy tebranish

$$\xi = \int_{(\sigma)} k(\varphi) \frac{A_0}{r} \sin(\omega t - kr + \alpha_0) d\sigma \quad (2.2)$$

superpozitsiya prinsipiga asosan

ga teng. (2.2) ifoda Gyugens-Frenel prinsipining analitik ifodasidir.

Bir jinsli muhitda nuqtaviy manbadan tarqaluvchi sferik to'liqin P nuqtada o'yg'otadigan yorug'lik tebranishining amplitudasini topish uchun Gyugens-Frenel prinsipini tadbiiq qilamiz (2.2-rasm).



### 2.2-rasm. Sferik to'liqin frontini Frenel sohalariga ajratish

Frenel to'liqini sirtini shunday xalqasimon zonalarga ajratadiki, har bir zonaning chetidan P nuqtagacha masofa bir-biridan  $\lambda/2$  ga farq qiladi.  $m -$  zonaning tashqi chekkasidan P nuqtagacha masofa  $b_m$  quyidagicha:

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2} \quad (2.3)$$

bu yerda  $b -$  to'liqin sirtning O uchidan P nuqtagacha masofa.

$m -$  zonaning tashqi chegarasi to'liqin sirtida balandligi  $h_m$  bo'lgan sferik segment ajratadi. U holda  $m -$  zonalning yuzi quyidagicha ifodalanadi:

$$\Delta S = S_m - S_{m-1} \quad (2.4)$$

bu yerda  $S_{m-1} - m-1$  zonaning tashqi chegarasi ajratgan yusi.

Umumiy holda segment yuzi

$$S_m = \frac{\pi ab \cdot m \lambda}{a + b}$$

$m -$  Frenel zonasining yuzi esa,

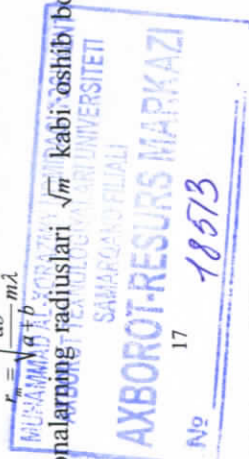
$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi ab \lambda}{a + b}$$

Hosil bo'lgan ifoda  $m$  ga bpg'liq emas. Bu  $m$  ning uncha katta bo'lmagan qiymatlari uchun Frenel zonalarning yuzi taxminan bir xil.

$m -$  Frenel zonasi tashqi chegarasining radiusi

$$r = \sqrt{a^2 + \frac{ab \cdot m \lambda}{b}} \quad (2.5)$$

(2.5) formuladan zonalarning radiuslari  $\sqrt{m}$  kabi oshib borishini ko'rish mumkin.



Frenel zonaları P nuqtada o'yg'otadigan tebranishlarning amplitudalari monoton kamayuvchi ketma-ketlikni hosil qiladi

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1} > \dots$$

Qo'shni zonalar o'yg'otadigan tebranishlarning fazalari bir-biridan  $\pi$  ga farq qiladi. Shu sababli P nuqtadagi natijaviy yorug'lik tebranishi amplitudasi quyidagicha algebraik aniqlanishi mumkin:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (2.6)$$

Bu ifodaga toq nomerli zonalaridan hosil bo'lgan barcha amplitudalar bir ishora bilan, juft nomerli zonalaridan hosil bo'lgan amplitudalar esa boshqa ishora bilan kiradi va quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1 - A_2}{2} + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3 - A_4}{2} + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \quad (2.7)$$

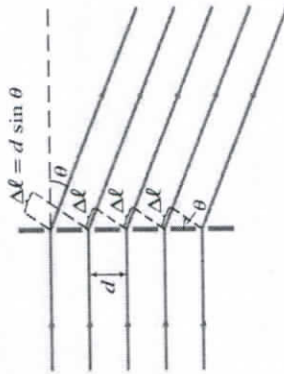
$A_m$  monoton kamayib borganligi uchun taxminan

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$$

deb hisoblash mumkin. Ushbu shartga ko'ra (2.7) formula quyidagi sodda ko'rinishga keladi:

$$A = \frac{A_1}{2} \quad (2.8)$$

Bir-biridan bir xil masofada joylashgan juda ko'p sonli bir xil tirqishlar to'plami difraksiyon panjara deb ataladi. Qo'shni tirqishlarning o'rtalari orasidagi  $d$  masofa panjara doimiyi yoki davri deb ataladi (2.3-rasm).



2.3-rasm. Difraksiyon panjara

To'lqin sirtining tirqishlar ochiq qoldirgan qismini tirqishlarga parallel bo'lgan juda tor zonalar ajratamiz. Ekraning P nuqtasida i-zona hosil qilayotgan tebranish amplitudasining vektorini  $\vec{A}$  orqali belgilaymiz. U holda natijaviy tebranish amplitudasining vektorini quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$\vec{A} = \vec{A}_1 + \vec{A}_2 + \dots + \vec{A}_N \quad (2.9)$$

bu yerda  $A_k$  – ekraning P nuqtasida i-tirqish hosil qilayotgan tebranish amplitudasining vektori. Bu vektorlarning modullarini xil va  $\varphi$  burchakka bog'liq. Har bir vektor o'zidan oldingisiga nisbatan bir xil burchakka burilgan bo'lib, bu burchak qo'shni tirqishlar o'yg'otayotgan tebranishlarning faza farqi  $\delta$  ga teng.

$$b \sin \varphi = \pm k \lambda \quad (k = 1, 2, 3, \dots) \quad (2.10)$$

shartni qanoatlantiruvchi yo'nalishlar uchun barcha  $A_k$  lar nolga teng bo'ladi. Shuning uchun ekraning tegishli nuqtasida natijaviy tebranish amplitudasi ham nolga teng bo'ladi. Shunday qilib, bitta tirqish uchun minimum sharti difraksiyon panjara uchun ham minimum sharti bo'ladi.

Qo'shni tirqishlardan kelayotgan nurlarning yo'llar farqi  $\Delta = d \sin \varphi$  bo'ladi. Binobarin, fazalar farqi

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi$$

bo'ladi, bundagi  $\lambda$  – berilgan muhitdagi to'lqin uzunligi.

Qaysi yo'nalishlar uchun  $\delta = \pm 2\pi m$  bo'lsa, ya'ni

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.11)$$

shart bajarilsa, ayrim tirqishlardan hosil bo'layotgan tebranishlar bir-birini kuchaytiradi, shuning natijasida ekraning tegishli nuqtasidagi tebranish amplitudasi

$$A_{\max} = N A_p \quad (2.12)$$

bo'ladi. Bunda  $A_p$  – bitta tirqishning  $\varphi$  burchak ostida yuborayotgan tebranishining amplitudasi.

(2.11) formula intensivlik maksimumlarining o'rmini aniqlaydi. Bu maksimumlar bosh maksimumlar deb ataladi. Undagi  $m$  soni bosh maksimumning tartibini ko'rsatadi. Nolinchi tartibli maksimum faqat bitta bo'ladi birinchi, ikkinchi va hokozo maksimumlar ikkittadan bo'ladi.

(2.12) ni kvadratga oshirib, bosh maksimumlarning intensivligi  $I_{\max}$  bitta tirqishning  $\varphi$  yo'nalishda hosil qilayotgan  $I_p$  intensivligiga proporsional bo'lishini topamiz:

$$I_{\max} = N^2 I_p \quad (2.13)$$

(2.10) shart bilan aniqlanadigan minimumlardan tashqari har bir qo'shni bosh maksimumlar oralig'ida  $(N-1)$  dan qo'shimcha minimumlar bor. Bu minimumlar bu minimumlar shunday yo'nalishlarda hosil bo'ladi, bu yo'nalishlar uchun ayrim tirqishlardan



hosil bo'layotgan tebranishlar bir-birini yo'qotadi. Qo'shimcha minimumlarning yo'nalishlari quyidagi shart bilan aniqlanadi:

$$d \sin \varphi = \pm \frac{k}{N} \lambda \quad (2.14)$$

Difraktsion panjaraning ajrata olish kuchini topamiz.  $\lambda_1$  to'liq uzunligi uchun  $m$  - maksimum o'rtasining o'rtasi quyidagi shart bilan aniqlanadi:

$$d \sin \varphi_{\max} = m \lambda_1$$

$\lambda_2$  to'liq uzunligi uchun  $m$  - maksimumning chetlari quyidagi munosabatni qanoatlantiruvchi burchaklar ostida joylashgan bo'ladi:

$$d \sin \varphi_{\min} = \left( m \pm \frac{1}{N} \right) \lambda_2$$

$(\lambda + \delta \lambda)$  to'liq uzunligidagi maksimumning o'rtasi  $\lambda$  to'liq uzunligidagi maksimumning cheti bilan ustma-ust tushishi uchun

$$m(\lambda + \delta \lambda) = \left( m + \frac{1}{N} \right) \lambda$$

bo'lishi kerak. Bundan

$$m \delta \lambda = \frac{\lambda}{N}$$

Bu munosabatni  $\frac{\lambda}{\delta \lambda}$  ga nisbatan yechib, quyidagini topamiz:

$$R = mN \quad (2.15)$$

Shunday qilib, difraktsion panjaraning ajrata olish kuchi spektrning  $m$  tartibiga va tirqishlarning  $N$  soniga mutanosibdir.

Ikki difraktsion panjara bir-biriga nisbatan shunday qo'yilgan bo'lsinki, ularning shtrixlari o'zaro perpendikulyar joylashsin. U holda birinchi panjara gorizontal yo'nalishda qator maksimumlar hosil qiladiki, u maksimumlarning o'rinlari quyidagi shartdan aniqlanadi:

$$d_1 \sin \varphi_1 = \pm m_1 \lambda \quad (m_1 = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.16)$$

Shu tarzda ikkinchi panjara vertikal yo'nalishda joylashgan maksimumlar ajratadi va ularning urni quyidagi shartdan aniqlanadi:

$$d_2 \sin \varphi_2 = \pm m_2 \lambda \quad (m_2 = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.17)$$

Rus olimi Yu.V. Vulf va ingliz fiziklari U.G. va U.L. Bragglar o'zaro mustaqil ravishda krisal panjarada hosil bo'ladigan difraktsion manzaraning nahil qilishgan. Bunda turli atom qatlamlaridan qaytgan yassi ikkilamchi to'liqlar o'zaro kogerent va difraktsion panjaraning har xil tirqishlaridan berilgan yo'nalishda tarqalayotgan to'liqlar kabi intenfrensiyalashadi. Difraktsion panjara kabi qo'shni to'liqlar uchun

yo'llar farqi  $\lambda$  ga karrali bo'lgan yo'nalishlardan tashqari barcha yo'nalishlarda ikkilamchi to'liqlar bir-birini yo'qotadi.

Difraktsion maksimumlar hosil bo'ladigan yo'nalishlar quyidagi shart bilan aniqlanadi:

$$2d \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (m = 1, 2, \dots) \quad (2.18)$$

(2.18) munosabat Vulf-Bregg formulasi deb ataladi.

Rentgen nurlarining kristallardan hosil bo'ladigan difraktsiyasining ikkita asosiy tadbiri bor. Undan rentgen nurlanishining spektral tarkibini tekshirishda (rentgen spektroskopiya) va kristallarning tuzilishini o'rganishda (rentgenostrukturaliy tahlil) foydalaniladi.

Tekshirilayotgan rentgen nurlanishining ma'lum tuzilishdagi kristallardan hosil bo'layotgan difraktsiyasi natijasida qanday yo'nalishlarda maksimumlar vujudga kelishini aniqlab, (2.18) formulaga muvofiq to'liq uzunliklarini hisoblab chiqarish mumkin.

Rentgen nurlari uchun linzadan foydalanib bo'lmaydi, bunga sabab rentgen nurlarining barcha moddalaridagi sindirish ko'rsatkichi taxminan birga teng. Shu sababli ikkilamchi to'liqlar intenfrensiyasi nurlarning juda ingichka dastasidan foydalanish yo'li bilan amalga oshirilsa dastalar ekraunda linzasiz ham kichik dog' hosil qiladi.

### 3-§. Yorug'likning dispersiyasi va qutblanishi

Monoxromatik yorug'lik to'liqlarining bir muhitdan ikkinchisiga o'tishida, sinish qonuniga asosan, yorug'lik nurlari yo'nalishi shunday o'zgaradiki, bunda tushish burchagi sinusini sinish burchak sinusiga nisbat tushish burchagiga bog'liq bo'lmaydi.

Bu nisbat, ikkala muhitdagi to'liqlarning fazaviy tezliklari nisbatiga teng

$$\frac{\sin i}{\sin C} = \frac{g}{g'} = n_2 \quad (3.1)$$

$n_2$  - kattalik ikkita muhitning nisbiy sindirish ko'rsatkichi deb ataladi. Agarda birinchi muhit vakuum bo'lsa, undagi yorug'lik tezligi  $c$  ga teng bo'ladi, bu holda

$$\frac{\sin i_0}{\sin C} = \frac{c}{g} = n_2 \quad (3.2)$$

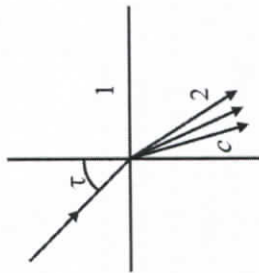
$n$  - ikkinchi muhitning absolyut sindirish ko'rsatkichi bo'ladi.

Agarda vakuumdan iborat muhit sirtiga har xil to'liq uzunligidagi parallel nurlar dastasi tushsa, ikkinchi muhitda ular har xil yo'nalishda tarqalib, yelpig'ich hosil qiladilar (3.1- rasm). Bu hodisa har xil uzunlikdagi yorug'lik to'liqlarining moddiy muhitdagi tarqalish



tezliklari xar xil bo'lishi bilan tushuntiriladi. Demak, bu to'lqinlar uchun muhitni sinish ko'rsatkichi – yorug'likning vakuumdagi to'lqin uzunligi funksiyasidir.

$$n = f(\lambda_0) ; \quad \vartheta = f(\lambda_0)$$

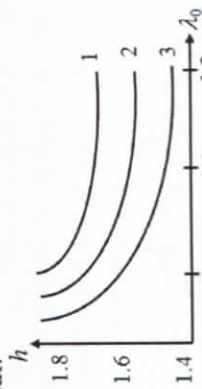


### 3.1 – rasm. Yorug'lik nuri yelpig'ichi hosil bo'lishi

Moddaniy optik xususiyatini yorug'likning to'lqin uzunligi yoki chastotasiga bog'liq bo'lishi yorug'likning dispersiyasi deb ataladi.

Har bir moddada uning o'lchov birligi sifatida, moddaniy dispersiyasi, ya'ni vakuumdagi sindirish ko'rsatkichidan yorug'likning to'lqin uzunligi bo'yicha olingan hosila  $dn/d\lambda$  ishlatiladi. Ko'p hollarda bu hosila qiymati manfiydir,  $\lambda_0$  oshishi bilan sindirish ko'rsatkichi qiymati kamayadi.

3.2-rasmda shisha, kvarts va flyuorit kabi tiniq moddalarning dispersiyasi  $n = f(\lambda_0)$  keltirilgan. Bu holdagi dispersiya – normal dispersiya deb ataladi.



### 3.2 – rasm. Shisha(1), kvarts(2) va flyuoritning(3) dispersiyasi

Agarda  $\frac{dn}{d\lambda}$  hosila musbat bo'lsa, dispersiya-anomal deb ataladi.

Anomal dispersiya berilgan muhitda, ayrim to'lqin uzunligidagi yorug'likning yutilishi hisobiga kuzatiladi.

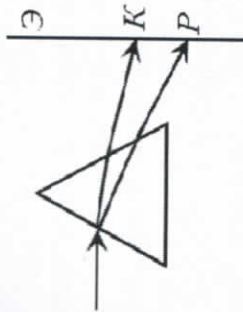
Normal dispersiyada sindirish ko'rsatkichining to'lqin uzunligiga bog'liqligi Koshi tenglamasi bilan ifodalanadi:

$$n \approx n_0 + \frac{a}{\lambda_0^2}$$

bu yerda  $n_0$  – juda katta to'lqin uzunligidagi sindirish ko'rsatkichidir.  $n_0$  va  $a$  berilgan muhit uchun doimiy kattaliklardir.

Agarda uchburchakli prizmaning chap qirrasiga har xil to'lqin uzunligidagi oq yorug'likning parallel nurlari tushsa, ular har xil sinib, har xil yo'nalishda tarqaladi(3.3-rasm). Bu tarqalish ikkinchi qirradan o'tganda kuchayadi. Prizmaning o'ng tarafiga qo'yilgan yassi ekraning har xil joylariga har xil rangli nurlar tushib spektr hosil qilinadi.

Uzunroq to'lqinli nurlar (qizil nurlar) prizmadan kamroq og'adi, qisqa to'lqinli nurlar (havo rangli) ko'proq og'adi.



### 3.3 – rasm. Uchburchakli prizmadagi yorug'lik dispersiyasi

Prizma orqali olingan spektr difraksiyaviy panjaradan olingan spektrdan farq qiladi. Difraksiyaviy panjarada nurlarning boshlang'ich yo'nalishdan og'ishi  $\lambda_0$  ga proporsional bo'ladi, prizmada esa to'lqin uzunligiga bog'liq og'ish teskari va murakkabdir.

Normal dispersiya, tushayotgan to'lqinning elektr maydoni tebranishini, berilgan muhitning atomlari yadrolariga elastik tortilish kuchi orqali bog'langan elektronlar bilan o'zaro ta'siri orqali tushuntiriladi.

Maydon ta'sirida elektronlar maydon tebranishi chastotasi bilan tebranaboshlaydilar. Natijada, bu elektronlar xuddi shu chastotada boshlang'ich fazadan farqli bo'lgan, ikkilamchi to'lqinlarni nurlatadilar.

Muhit ichida, tushayotgan to'lqinlar ikkilamchi to'lqinlar bilan qo'shib, tushayotgan to'lqinlar fazasidan farq qiladigan fazali natijaviy to'lqinlarni hosil qiladi. Bu fazadan qolishlar, muhitdan to'lqin o'tishi bilan yig'ilaborib to'lqin tezligini kamayish samarasini beradi. Tebranish chastotasi katta bo'lganda muhitda birlik uzunlikda fazadan orqada qolish katta bo'ladi, natijaviy to'lqin tezligi ko'proq kamayadi, sinish ko'rsatkichi ortabradi. Normal dispersiya shundan iboratdir.



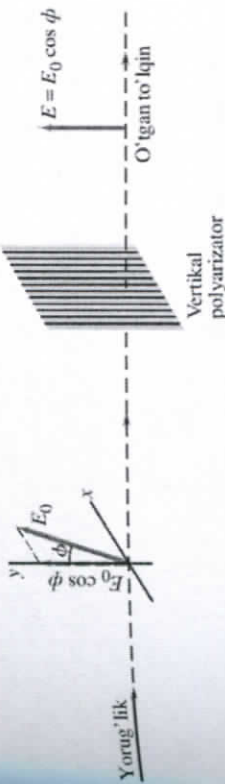
Yorug'lik dispersiyasi elektromagnit nazariya va moddaning elektron nazariyasi asosida tushuntiriladi. Buning uchun yorug'likning modda bilan o'zaro ta'sirlashish jarayonini ko'rib chiqish lozim. Elektromagnit atomdagi harakati kvant mexanikasi qonunlariga bo'ysunadi.

Xususan, atomda elektronning trayektoriyasi kabi tushuncha o'z ma'nosini yo'qotadi. Lekin, ko'pchilik optikaviy hodisalarni sifat jihatidan tushuntirish uchun atom va molekullarning ichida kvazielastik bog'langan elektronlarning mavjudligi haqidagi gipoteza bilan chegaralanish yetarli bo'ladi. Muvozanat holatidan chetga chiqariladigan bunday elektronlar tebrana boshlab, tebranish energiyasini asta-sekin elektromagnit to'qinlarning nurlanishi uchun sarflaydi. Natijada tebranish so'nuvchi bo'ladi.

Ma'lumki, elektromagnit to'qinlar ko'ndalang to'qlinlardir. Shuning bilan birga yorug'lik to'qlinlarida odatda tarqalish yo'nalishiga nisbatan assimetriyalik bo'lmaydi. Bunga tabiiy yorug'lik tarkibida nurga perpendikulyar bo'lgan hamma yo'nalishlar bo'yicha sodir bo'layotgan tebranishlar mavjudligi sabab bo'ladi.

Tabiiy yorug'likda turli yo'nalishdagi tebranishlar bir-birini juda tez va tartibsiz ravishda almashtirib turadi. Tebranishlarining yo'nalishi biror tarzda tartiblangan yorug'lik qutblangan yorug'lik deb ataladi. Agar yorug'lik vektorining tebranishlari faqat bitta tekislikda sodir bo'layotgan bo'lsa bunday yorug'likni yassi qutblangan deb ataladi. Yorug'lik vektori tebranayotgan tekislikni tebranish tekisligi deb ataymiz.

Yassi qutblangan yorug'likni polyarizator deb ataluvchi asboblarda yordamida olish mumkin. Bu asboblarda polyarizator tekisligi deb ataladigan tekislikka parallel tebranishlarni bema'lol o'tkazib bu tekislikka perpendikulyar tebranishlarni butunlay ushlab qoladi.  $A$  amplitudaning polyarizator tekisligi bilan  $\varphi$  burchak hosil qiluvchi tekislikda yuz berayotgan tebranishini ikkita  $A_1 = A \cos \varphi$  va  $A_2 = A \sin \varphi$  tebranishlarga ajratish mumkin (3.4-rasm). Bu tebranishlarning birinchi asbob orqali o'tib ikkinchisida ushlanib qoladi. O'tgan to'qlinning intensivligi  $A^2 = A_1^2 \cos^2 \varphi + A_2^2 \sin^2 \varphi$  miqdorga mutanosib, ya'ni  $I \cos^2 \varphi$  ga teng. Bu yerda  $I$  – amplitudasi  $A$  bo'lgan tebranishning intensivligi.



23.4-rasm.

Polyarizator tekisligiga parallel tebranish o'zi bilan intensivlikning  $\cos^2 \varphi$  ga teng qismini olib boradi. Tabiiy yorug'likda  $\varphi$  ning barcha qiymatlari bir xil ehtimollikda. Shuning uchun yorug'likning polyarizator orqali o'tgan qismi  $\cos^2 \varphi$  ning o'rtacha qiymatiga  $\frac{1}{2}$  ga teng bo'ladi.

Polyarizatorga amplitudasi  $A_0$  va intensivligi  $I_0$  bo'lgan yassi qutblangan yorug'lik tushayotgan bo'lsin. Asbob orqali tebranishning  $A = A_0 \cos \varphi$  amplitudali tashkil etuvchisi o'tadi, bunda  $\varphi$  – tushayotgan yorug'likning tebranish tekisligi bilan polyarizator tekisligi orasidagi burchak. Demak, o'tgan yorug'likning intensivligi

$$I = I_0 \cos^2 \varphi \quad (3.3)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

(3.3) ifoda Malyus qonuni deb ataladi.

Tabiiy nurning yo'lga tekisliklari o'zaro  $\varphi$  burchak hosil qiladigan ikkita polyarizator qo'yamiz. Birinchi polyarizatordan chiqqan yassi qutblangan yorug'likning  $I_0$  intensivligi tabiiy yorug'lik  $I_{\text{tab}}$  intensivligining yarmiga teng bo'ladi. Malyus qonuniga ko'ra ikkinchi polyarizatorning intensivligi  $I_0 \cos^2 \varphi$  bo'lgan yorug'lik chiqadi. Ikki polyarizatorning chiqqan yorug'likning intensivligi quyidagiga teng:

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{tab}} \cos^2 \varphi \quad (3.4)$$

Maksimal intensivlik  $\frac{1}{2} I_{\text{tab}}$  ga teng bo'lib, u  $\varphi = 0$  bo'lganda hosil bo'ladi.  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  bo'lganda intensivlik nolga teng bo'ladi.

Yorug'likning tarkibida biror yo'nalishdagi tebranishlar boshqa yo'nalishlardagi tebranishlarga nisbatan ko'p bo'lsa, bunday yorug'lik qisman qutblangan deyiladi. Agar qisman qutblangan yorug'lik polyarizator orqali o'tkazilayotgan bo'lsa va asbob nur yo'nalishi



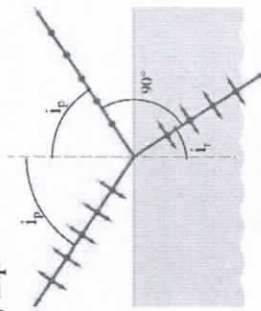
atrofida aylantirilsa, o'tgan yorug'likning intensivligi  $I_{\max}$  va  $I_{\min}$  qiymatlar oralig'ida o'zgarib turadi, shuning bilan birga bu qiymatlarning biridan ikkinchisiga o'tish  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  burchakka burilish bilan amalga oshadi.

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (3.5)$$

ifoda qutblanish darajasi deyiladi.

Yassi qutblangan yorug'lik uchun  $I_{\min} = 0$  va  $P = 1$ , tabiiy yorug'lik uchun  $I_{\max} = I_{\min}$  va  $P = 0$ .

Agar yorug'likning ikkita dielektrikni ajratib turuvchi chegaraga tushish burchagi nolga teng bo'lmasa qaytgan va singan nurlar qisman qutblangan bo'ladi (3.5-rasm). Qaytgan nurlarda tushish tekisligiga perpendikulyar tebranishlar ko'proq bo'ladi, singan nurlarda tushish tekisligiga parallel tebranishlar ko'proq bo'ladi. Qutblanish darajasi esa tushish burchagiga bog'liq.



3.5-rasm.

Agar tushish burchagi

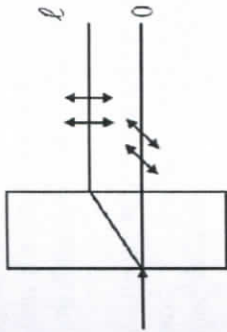
$$\operatorname{tg} i_p = n_2 \quad (3.6)$$

shartni qanoatlantirsa qaytgan nut to'liq qutblangan bo'ladi. Tushish burchagi  $i_p$  ga teng bo'lganda singan nurning qutblanish darajasi eng katta qiymatga erishadi, ammo bu nur qisman qutblanganligicha qoladi.

(3.6) munosabat Bryuster qonuni nomi bilan yuritiladi.  $i_p$  burchak Bryuster burchagi yoki to'la qutblanish burchagi deb ataladi.

Yorug'lik ba'zi kristallardan o'tganda ikkita nurga ajraladi. Bu qo'sh nur sinish deb nom olgan hodisa island shpati ( $\text{CaCO}_3$  - geksagonal) uchun 1670 yilda Erazm Bartolomin tomonidan kuzatilgan edi. Qo'sh nur sinish vaqtida nurlardan biri odatdagi sinish qonuniga bo'ysunadi va tushuvchi nur hamda normal bilan bir tekislikda yotadi. Bu nur oddiy nur deb ataladi va chizmada O harfi bilan belgilanadi (3.6-rasm). Nurlarning ikkinchisi odatdan tashqari nur deb ataladi, uni

odatda  $l$  harfi bilan belgilanadi va uning uchun  $\frac{\sin i_1}{\sin i_2}$  nisbat tushish burchagining o'zgarishi bilan o'zgaradi. Bundan tashqari, odatdan tashqari nur sindiruvchi sirtning normal hamda tushuvchi nur bilan bir tekislikda yotmaydi.



3.6 - rasm. Qo'sh nur sinishi

Oddiy va odatdan tashqari nurlarni shisha ko'zgu bilan tekshirish shuni ko'rsatadiki, ikkala nur ham o'zaro perpendikulyar tekislikda to'liq qutblangan bo'ladi. Oddiy nurning tebranishlar tekisligi kristallning bosh qismiga perpendikulyar. Odatdan tashqari nurlarda esa yorug'lik vektori bosh kesim bilan ustma-ust tushuvchi tekislikda tabranadi. Kristalldan chiqqanda bu ikki nur bir-biridan faqat qutblanishi bilan farq qiladi.

Ba'zi kristalllarda nurlardan biri ikkinchisiga qaraganda ko'proq yutiladi. Bu hodisa dioxrizm deb ataladi. Ko'zga ko'rinadigan nurlarda juda kuchli dioxrizm turmalin kristalida kuzatiladi. Xuddi shunday xususiyat polyaroidda ham bor.

Qo'sh nur sinish, kristall ichida har xil yo'nalishlarda kristallning tuzilishi va xususiyati har xilligi bilan tushuntiriladi. Bu holda kristall anizotrop muhit ko'rinishida bo'ladi.

Kubik bo'lmagan kristalllarda  $\epsilon$  dielektrik singdiruvchanlik kristall panjara yo'nalishlariga bog'liq bo'ladi.  $n = \sqrt{\epsilon}$  bo'lgani uchun singdirish ko'rsatkichi ham kristall panjara yo'nalishlariga bog'liq bo'ladi.

Qo'sh nur sinishi hodisasi tabiiy yorug'likdan, qutblangan yorug'lik olish imkonini beradi. Buning uchun qo'sh nur sinishni hosil qiladigan kristall yordamida tabiiy nurni odatdagi va odatdan tashqari nurlarga ajratiladi. Undan so'ng nurlardan birini chetga og'diriladi yoki yutilishiga majbur qilinadi, ikkinchisi esa qutblangan nur sifatida foydalaniladi. Qo'sh nur sinishi tiniq izotrop moddalarda, xar xil tashqi



ta'sir ostida kuzatilishi mumkin. Bu vaqtda sun'iy anizotrop modda paydo bo'ladi.

Sun'iy anizotrop modda mexanik deformatsiya yoki elektr maydoni (Kerr effekti) ta'sirida hosil bo'lishi mumkin.

Qutblangan nur normal holda kristallga tushganda nur dastasi yana odatdagi va odatdan tashqari nurlarga ajraladi, ular bir yo'nalishda, har xil tezliklarda tarqaladilar. Ular orasida  $\delta$  optik yo'l farqi va  $\Delta\varphi$  fazalar farqi hosil bo'ladi:

$$\delta = (n_o - n_e)d,$$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e)d.$$

Odatdagi va odatdan tashqari nurlarda tebranishlar o'zaro perpendikulyar bo'lgani uchun, ularni qo'shganda elliptik ko'rinishdagi tebranishlar hosil bo'ladi va  $\vec{E}$  vektor uchi ellipsni chizadi. Bunday yorug'lik elliptik ko'rinishda qutblangan deb ataladi. Agarda fazalar farqi  $\Delta\varphi = \pi$  bo'lsa, qo'shilgan tebranishlar to'g'ri chiziqqa aylanadi.

Yassi qutblangan yorug'lik ba'zi moddalardan o'tganda yorug'lik vektori tebranish tekisligining aylanishi kuzatiladi. Bunday xossaga ega bo'lgan moddalar optikaviy aktiv moddalar deb yuritiladi. Kristall jismlar (kvars, kinovar), sof suyuqliklar (skipidar, nikotin) va optikaviy aktiv moddalarning noaktiv erituvchilardagi eritmaları (qand, vino) shular qatoriga kiradi.

Kristall moddalar, masalan kvars, yorug'lik kristalining optikaviy o'qi bo'ylab tarqalayotgan holda qutblanish tekisligini ko'proq aylantiradi. Aylanish burchagi  $\varphi$  nurning kristall ichida bosib o'tgan  $l$  yo'liga proporsional:

$$\varphi = \alpha l \quad (3.7)$$

$\alpha$  - koeffitsiyent aylanish doimiysi deb ataladi.

Eritmalarda qutblanish tekisligining aylanish burchagi nurning eritmadagi  $l$  yo'liga va aktiv moddaning  $c$  konsentratsiyasiga proporsionaldir:

$$\varphi = [\alpha]cl \quad (3.8)$$

bunda  $[\alpha]$  - solishtirma aylanish doimiysi deb ataladi.

Qutblanish tekisligi aylanishning yo'nalishiga qarab, optikaviy aktiv moddalar o'nga va chapga aylantiruvchi moddalarga bo'linadi. Agar nurga qarama-qarshi yo'nalishda qarab turilsa, o'ngga aylantiruvchi moddalarda qutblanish tekisligi soat strelkasi bo'yicha aylanadi, chapga aylantiruvchi moddalarda esa soat strelkasiga teskari

aylanadi. Shunday qilib, o'ngga aylantiruvchi moddalarda nurning yo'nalishi va aylanishning yo'nalishi chap vint tizimini tashkil qiladi, chapga aylantiruvchi moddalarda esa o'ng vint tizimini tashkil qiladi.

Optikaviy noaktiv moddalar magnit maydoni ta'sirida qutblanish tekisligini aylantirish xususiyatini o'zida hosil qiladi. Bu hodisani Faradey kashf qilgan bo'lib, Faradey effekti deyiladi. Bu hodisa faqat yorug'lik magnit maydoni yo'nalishi bo'yicha tarqalayotgandagina kuzatiladi.

Qutblanish tekisligining aylanish burchagi  $\varphi$  yorug'likning modda ichida bosib o'tgan  $l$  yo'liga va magnit maydonning  $H$  kuchlanganligiga proporsionaldir:

$$\varphi = V l H \quad (3.9)$$

$V$  koeffitsiyent Verde doimiysi yoki solishtirma magnitaviy aylanish deb ataladi.

Elektromagnit to'lqin moddadan o'tganda to'lqin energiyasining bir qismi elektronlar tebranishini o'yg'otishga sarf bo'ladi. Bu energiya qisman elektronlar o'g'otgan ikkilamchi to'lqin tarzida nurlanishga qaytadi, qisman esa boshqa turdagi energiyaga aylanadi. Yorug'lik moddadan o'tganda uning intensivligi kamayadi ya'ni yorug'lik moddada yutiladi.

Tajribalar shuni ko'rsatadiki, yorug'lik intensivligining  $dl$  masofada o'zgarishi shu masofa va shu intensivlik kattaligiga proporsional:

$$dl = -\chi dl \quad (3.10)$$

Bu ifodada  $\chi$  - yutilish koeffitsiyenti.

(3.10) ifodadan integrallash natijasida quyidagi munosabat kelib chiqadi:

$$I = I_0 e^{-\chi l} \quad (3.11)$$

(3.10) munosabat Buger qonuni deb ataladi. Bu qonunga asosan yorug'lik intensivligi yutuvchi moddada eksponensial kamayadi. Yutilish koeffitsiyenti to'lqin uzunligiga bog'liq. Atom yoki molekulari deyarli o'zaro ta'sirlashmaydigan holatdagi moddalarda yutilish koeffitsiyenti ko'pchilik to'lqin uzunliklari uchun nolga yaqin va faqat juda qisqa (angstroming yuzdan biri) spektral sohalarda keskin bo'lgan maksimumlarga ega. Bu maksimumlar atom ichidagi elektronlar tebranishlarining rezonans chastotalariga to'g'ri keladi. Ko'p atomli molekular uchun ham molekular tarkibidagi atomlar tebranishlariga mos chastotalar kuzatiladi. Atom massasi elektron massasidan bir necha o'n ming marta katta bo'lgani sababli molekulyar



chastotalar atom chastotalaridan ancha kichik bo'ladi. Ular spektrning infraqizil sohasiga to'g'ri keladi.

Metallar yorug'lik uchun shaffof emas. Metallarda erkin elektronlar mavjudligi sababli yorug'lik to'liqining elektr maydoni ta'sirida erkin elektronlar harakatga keladi va Joul-Lens issiqligini hosil qiluvchi tez o'zgaruvchan toklar hosil bo'ladi. Natijada yorug'lik to'liqining energiyasi kamayib metallarning ichki energiyasiga aylanadi.

Yorug'likning sochilish jarayoni klassik nuqtai nazardan moddadan o'tayotgan yorug'lik atomlardagi elektronlarning tebranishini o'yg'otishdan iboratdir. Tebralayotgan elektronlar barcha yo'nalishlar bo'yab tarqalayotgan ikkilamchi to'liqlarning manbai bo'lib qoladi.

Yorug'likning sochilishi faqat bir jinsli bo'lmagan muhitda yuzaga keladi. Yorug'lik to'liqlari muhitning bir jinslimasliklarida difraksiyalanib intensivligining barcha yo'nalish bo'yicha deyarli bir xil taqsimlanganligi bilan tavsiflanuvchi ddifrakcion manzara hosil qiladi. Yorug'likning mayda bir jinslimasliklardagi bunday difraksiyasi yorug'likning sochilishi deyiladi.

Optikaviy bir jinslimasliklar aniq ifodalangan muhitlar loyqa muhit nomi bilan yuritiladi. Yorug'likning yon tomonga sochilishi tufayli intensivlikning tarqalish yo'nalishi bo'yicha kamaya borishi faqat birgina yutilish bo'layotganga nisbatan tezroq sodir bo'ladi. Shu sababli loyqa muhit uchun yutilish koeffitsiyenti  $\chi$  bilan birga qo'shimcha sochilish hisobiga yuzaga keladigan  $\chi'$  koeffitsiyent ham kiritilish kerak, ya'ni

$$I = I_0 e^{-(\chi + \chi')x} \quad (3.12)$$

$\chi'$  - kattalik ekstinksiya koeffitsiyenti deb ataladi.

Sochilgan yorug'lik intensivligi  $I$  yorug'lik chastotasining to'rtinchi darajasiga to'g'ri proporsional yoki to'liqin uzunligining to'rtinchi darajasiga teskari proporsional, ya'ni

$$I \approx \nu^4 \approx \frac{1}{\lambda^4} \quad (3.13)$$

Bu boglanish Reley qonuni nomi bilan yuritiladi.

Atmosfera havosi zarrachalarining hajmlari kichik bo'lganda Quyosh nurining qisqa to'liqlarini (binafsha, ko'k va yashil) jadal sochadi va nurning katta to'liqlarini (qizil, sariq) yomon sochadi. Shu sababli, havoning rangi yuqori qatlamda yashil yoki ko'k rangda (havorangda) bo'ladi.

#### 4-§. Kvant optikasi

Nurlanayotgan jismning nurlanishga sarflaydigan energiyasi turli manbalar hisobiga to'ldirilishi mumkin. Havoda oksidlanayotgan fosfor kimyoviy o'zgarishda ajraladigan energiya hisobiga nurlanadi. Nurlanishning bunday turi kimyolyumenesensiya deb ataladi. Mustaqil gaz razyadining har xil turlarida vujudga keluvchi nurlanish elektroyumenesensiya deyiladi. Qattiq jismlarni elektronlar bilan bombardimon qilish tufayli paydo bo'ladigan nurlanish katodolyumenesensiya deb ataladi. Ba'zi to'liqin uzunlikli nurlanishlarni kichik to'liqin uzunlikli yorug'lik bilan nurlantirib hosil qilish mumkin. Bunday jarayon fotolyumenesensiya deb ataladi.

Nurlanishning eng ko'p tarqalgani jismlarni qizdirish orqali hosil qilinadigan nurlanishdir. Nurlanishning bu turi issiqlik nurlanishidir.

Biror sirtga nurlanish oqimi tushganda bu nurlanishning bir qismi sirtidan qaytadi, bir qismi sinib o'tadi, bbr qismi yutiladi. Demak, tushuvchi nurlanish oqimi har uchala oqimlar yig'indisidan iborat, ya'ni

$$\begin{aligned} \Phi_0 &= \Phi_q + \Phi_r + \Phi_t \\ \frac{\Phi_q}{\Phi_0} + \frac{\Phi_r}{\Phi_0} + \frac{\Phi_t}{\Phi_0} &= 1 \end{aligned} \quad (4.1)$$

Bu yerda  $\rho = \frac{\Phi_q}{\Phi_0}$  - qaytarish koeffitsiyenti,  $a = \frac{\Phi_r}{\Phi_0}$  - yutilish koeffitsiyenti,  $d = \frac{\Phi_t}{\Phi_0}$  - nur o'tkazish koeffitsiyenti.

Shaffof jismlarda barcha koeffitsiyentlar yig'indisi birga teng bo'ladi:

$$\rho + a + d = 1 \quad (4.2)$$

Agarda jism nur o'tkazmasa  $d = 0$  hamda yutilish koeffitsiyenti nolga teng bo'lsa  $a = 0$ , u holda  $\rho = 1$  boladi va bunday jism absolyut oq jism deb ataladi.

Agar  $a = 1$  bo'lsa bunday sism absolyut qora jism deb ataladi.  $\rho < 1$  va  $a = \text{const}$  shartda jism kulrang jism deb ataladi.

Issiqlik nurlanishini tavsiflash uchun vatt (W) hisobida o'lchanadigan energiya oqimi kattaligidan foydalanamiz. Nurlanayotgan jismning birlik yuzasidan barcha yo'nalishlarda chiqarayotgan energiya oqimi jismning energiyaviy yorituvchanligi  $R_r$  deyiladi va quyidagicha yoziladi:

$$R_r = \int_0^\infty r_{ar} d\omega \quad (4.3)$$



Bu yerda  $r_{ar}$  – chiqarish qobiliyati deyiladi.

Kirxgof qonuniga ko'ra chiqarish qobiliyati  $r_{ar}$  va yutish qobiliyati  $a_{ar}$  ning o'zaro nisbati jismlarning tabiatiga bog'liq bo'lmay, hamma jismlar uchun chastota (to'liq uzunligi) hamda temperaturaning birday (universal) funksiyasi hisoblanadi:

$$\frac{r_{ar}}{a_{ar}} = f(\omega, T) \quad (4.4)$$

$r_{ar}$  va  $a_{ar}$  larning o'zi bir jismdan ikkinchi jisimga o'tganda juda katta o'zgaradi. Ularning nisbati esa hamma jismlar uchun bir xil bo'ladi. Bundan jism bir xil numi qancha ko'p yutsa, o'sha numi shuncha ko'p chiqaradi degan ma'noni bildiradi.

$f(\omega, T)$  funksiyaning ko'rinishini Stefan (1879) eksperiment natijalariga asoslanib, istalgan jismining energiyaviy yorituvchanligi  $R_e$  absolyut temperatura  $T$  ning to'rtinchi darajasiga proporsional degan xulosaga keldi. Keyinchalik Bolsman (1884) temodinamik mulohazalarga asoslanib, absolyut qora jismining energiyaviy yorituvchanligi uchun quyidagi ifodani nazariy yo'l bilan topdi:

$$R_e = \int_0^\infty f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4 \quad (4.5)$$

bu yerda  $\sigma$  – o'zgarmas kattalik. Shunday qilib, Stefanning qora bo'lmagan jismlar uchun qilgan xulosasi faqat absolyut qora jismlar uchun o'rinni ekan.

Absolyut qora jismining energiyaviy yorituvchanligi bilan temperatura orasidagi (21.24) munosabat Stefan-Bolsman qonuni deb ataladi.  $\sigma$  – kattalik Stefan-Bolsman doimiysi bo'lib, u quyidagiga teng:

$$\sigma = 5.7 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4 \quad (4.6)$$

Vin (1893) temodinamikadan tashqari yana elektromagnit nazariyadan foydalanib spektral taqsimot funksiyasi quyidagi ko'rinishda bo'lishini aniqladi:

$$f(\omega, T) = \omega^3 F\left(\frac{\omega}{T}\right) \quad (4.7)$$

Bu yerda  $F$  – chaqtotaning temperaturaga nisbatining noma'lum funksiyasi.

Vinning siljish qonuniga ko'ra nurlanish spektri maksimumining to'liq uzunligiga ko'paytmasi doimiy kattalikdir.

$$\lambda_m T = b \quad (4.8)$$

Bu yerda  $b = 2.9 \cdot 10^{-3} \text{ K} \cdot \text{m}$ .

Reley va Jins energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha teng taqsimlanishi haqidagi klassik statistik teoremaga asosan  $f(\omega, T)$  funksiyani aniqlashga urinib ko'rdilar. Ular har bir elektromagnit tebranishga o'rtacha  $kT$  ning ikkita yarmi, ya'ni uning bitta yarmi to'liqning elektr energiyasiga va ikkinchisi esa magnit energiyasiga to'g'ri keladi deb faraz qiladilar. Modda bilan muvozanatda turgan nurlanishni ko'rin chiqamiz. Buning uchun ichidagi havosi so'rib olingan va devorlari o'zgarmas  $T$  temperaturada tutib turilgan kovak idish berilgan bo'lsin. Muvozanat holatda nurlanish energiyasi kovakning hajmida ma'lum  $u = u(\omega, T)$  zichlik bilan taqsimlangan bo'ladi. Bu energiyaning spektral taqsimotini  $du_\omega = u(\omega, T)d\omega$  shartdan aniqlanadigan  $u(\omega, T)$  funksiya orqali tavsiflash mumkin. Energiyaning to'liq zichligi quyidagi ko'rinishda berilishi mumkin:

$$u(T) = \int_0^\infty u(\omega, T) d\omega \quad (4.9)$$

Energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha bir tekis taqsimlanish qonuniga asosan Reley va Jins har bir tebranishda  $kT$  ga teng energiya to'g'ri keladi deb hisobladilar. Bu holda:

$$u(\omega, T) d\omega = kT du_\omega = \frac{\omega^3}{\pi^2 c^3} kT d\omega \quad (4.10)$$

$$u(\omega, T) = \frac{\omega^3}{\pi^2 c^3} kT$$

bo'ladi.

$u(\omega, T)$  va  $f(\omega, T)$  funksiyalar orasida quyidagi munosabat mavjud:

$$f(\omega, T) = \frac{c}{4} u(\omega, T) \quad (4.11)$$

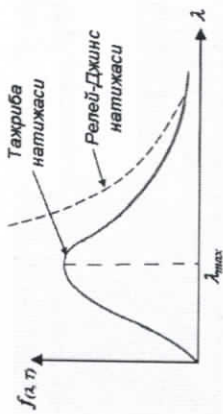
(4.11) munosabatga ko'ra  $f(\omega, T)$  funksiyani topsak

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^3}{4\pi^2 c^3} kT \quad (4.12)$$

kelib chiqadi.

(4.10) va (4.12) formulalar Reley-Jins formulasi deb ataladi. Reley-Jins formulasi faqat bitta to'liq uzunliklari uchungina tajriba natijalari bilan mos keladi, kichik to'liq uzunliklari uchun esa tajriba natijalaridan keskin farq qiladi (4.1-rasm).





4.1-rasm. Nurlanish spektri.

Reley-Jins formulasi isboti klassik nuqtai nazardan to'g'ri. Shu sababli bu formulaning tajribaga mos kelmasligi klassik statistik fizika va elektrodinamika tasavvurlariga to'g'ri kelmaydigan qandaydir boshqa qonuniyatlar mavjudligini ko'rsatadi.

1900 yilda Plank  $f(\omega, T)$  funksiyaning tajriba natijalariga aniq mos keluvchi ko'rinishini topishga muvaffaq bo'ldi. Unga ko'ra kvant miqdori nurlanish chastotasiga proporsional:

$$\varepsilon = h\omega \quad (4.13)$$

Proporsionallik koeffitsiyenti  $h$  Plank doimiysi deb ataladi. Uning tajribada olingan qiymati:

$$h = 1.054 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \quad (4.14)$$

$\omega$  chastotali nurlanishning o'rtacha energiyasi uchun quyidagi ifoda orinli:

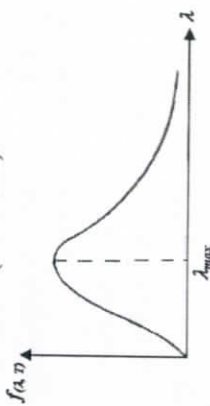
$$\bar{\varepsilon} = \frac{h\omega}{e^{\frac{h\omega}{kT}} - 1} \quad (4.15)$$

Reley-Jins formulasida  $kT$  ni (4.15) ifoda bilan almashtirib, Plank formulasini hosil qilamiz:

$$f(\omega, T) = \frac{h\omega^3}{4\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\omega}{kT}} - 1}$$

$$\varphi(\lambda, T) = \frac{4\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{2hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (4.16)$$

Plank ifodasining hisob natijalari tajriba natijalari bilan katta aniqlikda bir-biriga mos keldi (4.2-rasm).



4.2-rasm. Nurlanish spektrining Plank ifodasi

(4.16)ifodadan Stefan-Bolsman va Vin ifodalari oson keltirib chiqarish mumkin:

$$R_e = \int_0^\infty f(\omega, T) d\omega = \int_0^\infty \varphi(\lambda, T) d\lambda = \int_0^\infty \frac{4\pi^2 k^4}{15h^3 c^2} T^4 = \sigma \cdot T^4 \quad (4.17)$$

$$\sigma = \frac{4\pi^2 k^4}{15h^3 c^2} \approx 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$$

Shunday qilib, Plank muvozanatli issiqlik nurlanishining tugallangan ifodasini nazariy keltirib chiqardi va bu kvant nazariyasining asoslaridan biri deb hisoblanadi.

O'lsidan nur tarqatayotgan jismlarning yoki yuqori harorati, qizigan, jismlarning haroratini oddiy usullar bilan o'lchab bo'lmaydi.

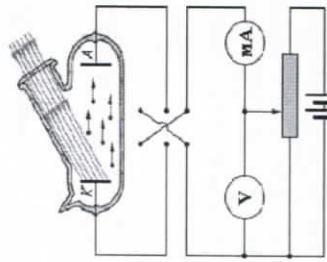
Bunday hollarda haroratni ularning nurlanish spektriga qarab aniqlash mumkin. Jismlarning nurlanishiga qarab ularning haroratini aniqlovchi usullarning barchasi optik pirometriya va o'lchash asboblari esa, optik pirometrlar deb ataladi.

Ular ikki xil - radiatsiyaviy va optik pirometrlarga bo'linadi. Radiatsiyaviy pirometrlarda qizdirilgan jismining 0 dan  $\infty$  gacha bo'lgan chastota kengligida tarqalayotgan to'la issiqlik nurlanishi jamlanadi. Optik pirometrlarda nurlanish spektrining tegishli kichik qismini qabul qilish orqali jism harorati aniqlanadi.

Moddaning yorug'lik ta'sirida elektronlar chiqarishi fotoelektrik effekt yoki fotoeffekt deyiladi. Bu hodisani 1887 yilda G.Gers ochgan. A.G.Stoletov fotoeffektni atroficha o'rganib, quyidagi qonuniyatlarni aniqladi: 1) yorug'lik ta'sirida ajralib chiqqan zaryadlar manfiy ishoraga ega bo'ladi; 2) ultrabinafsha nurlar eng ko'p ta'sir ko'rsatadi; 2) jismdan chiqqan zaryad miqdori unga yutilgan yorug'lik energiyasiga proporsional. 1898 yilda Lenard va Tomson yorug'lik ta'sirida ajralib chiqqan zaryadlarning solishtirma zaryadini o'lchab, bu zaryadlar elektronlar ekanligini aniqlagan.

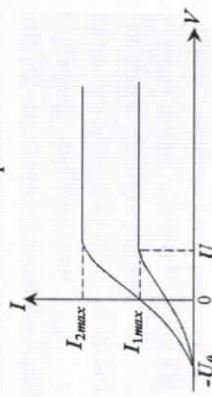
Fotoeffekt hodisasini tadqiq qilish uchun mo'ljallangan zamonaviy qurilma sxemasi 4.3-rasmga ko'rsatilgan. Yorug'lik kvarts darcha orqali havosi so'rib olingan ballon ichiga o'tib, tekshirilayotgan materialdan yasalgan  $\kappa$  katodni yoritadi. Fotoeffekt natijasida chiqarilgan elektronlar elektr maydon ta'sirida  $A$  anodga tomon harakatlanadi. Natijada asbob zanjiridan fotok o'tadi. Tok qiymatini galvonometr orqali o'lchash mumkin.





4.3- rasm. Fotoeffekt hodisasini o'rganuvchi qurilma

4.4-rasmda volt-ampere xarakteristika, ya'ni o'zgarmas  $\phi$  yorug'lik oqimi ta'sirida  $i$  fototokning elektrodlar orasidagi  $U$  kuchlanishga bog'liqligini ko'rsatuvchi egri chiziq tasvirlangan. Bu egri chiziqdan biror uncha katta bo'lmagan kuchlanishda fototokning to'yinishga, ya'ni katoddan uchib chiqayotgan hamma elektronlarning anodga yetib borishga erishishi ko'rinib turibdi. Demak,  $i$  to'yinish tok kuchi yorug'lik ta'sirida katoddan birlik vaqt ichida katoddan uchib chiqayotgan elektronlar soni bilan aniqlanadi.



4.4 - rasm. Fotoeffektning volt - amper xarakteristikasi

Fototok nolga teng bo'lishi uchun  $U$ , to'xtatuvchi kuchlanish berish lozim:

$$\frac{1}{2} m_0 v_0^2 = eU, \quad (4.18)$$

bunda  $m_0$  - elektron massasi.

Har xil katod materialari uchun, katodga tushayotgan yorug'likning chastotasi va har xil yoritilganlik intensivliklarida olingan fotoeffekt VAX (volt-ampere xarakteristikasi) natijalariga asosan quyidagi uchta fotoeffekt qonunlari o'rnatildi:

1. Stoletov qonuni. Katodga tushayotgan yorug'likning belgilangan chastotasida, birlik vaqtda katoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlar soni yorug'lik intensivligiga proporsionaldir;

2. Fotoelektronlar boshlang'ich tezligining maksimal qiymati katodga tushayotgan yorug'lik intensivligiga bog'liq bo'lmay, faqat  $\nu$  chastotaga bog'liq bo'lib, uning oshishi bilan chiziqli o'sib boradi;

3. Har bir modda uchun fotoeffektning «qizil chegarasi» mavjud, ya'ni yorug'likning  $\nu_0$  - minimal chastotasi mavjud bo'lib, bu chastotada yorug'likning istalgan intensivligida fotoeffekt kuzatiladi.

Bu qonunlarni tushuntirish uchun Eynshteyn 1905 yilda fotoeffektning kvant nazariyasini ishlab chiqdi. Bu nazariyada,  $\nu$  chastotali yorug'lik nurlanishda ham, tarqalishda ham va moddalarda yutilishda ham alohida energiya porsiyalari

$$\epsilon = h\nu$$

orqali namoyon bo'ladi. Shunday qilib, yorug'lik tarqalishini uzluksiz to'ldin jarayoni deb tasavvur qilmay, uni fazoda diskret yorug'lik kvantlari oqimi sifatida, vakuumda esa  $c$  tarqalish tezligi bilan harakatlanadi deb hisoblash kerak. Bu elektromagnit nurlanish kvantlari fotonlar deb ataladi.

Kvant nazariyasiga asosan, har bir kvantni faqat bitta elektron yutishi mumkin. Shu sababli, yorug'lik ta'sirida katoddan ajralib chiqqan fotoelektronlar yorug'lik jadalligiga proporsionaldir (fotoeffektning I qonuni).

Katodga tushayotgan foton energiyasi elektronni metallardan chiqish ishini ( $A_{ch}$ ) yengishga va chiqayotgan fotoelektronga  $\frac{1}{2} m_0 v_0^2$  kinetik energiya berishga sarf bo'ladi.

$$h\nu = A_{ch} + \frac{m_0 v_0^2}{2} \quad (4.19)$$

Bu ifoda tashqi fotoeffektning Eynshteyn tenglamasi deb ataladi va fotoeffektning II va III qonunlarini tushuntira oladi.

Eynshteyn tenglamasidan, fotoelektronning maksimal kinetik energiyasi tushayotgan nurlanish chastotasi oshishi bilan chiziqli o'sib borishi va nurlanish jadalligiga bog'liq emasligi ko'rinib turibdi.

Yorug'lik chastotasi kamayishi bilan fotoelektronning kinetik energiyasi pasayib, qandaydir kichik chastotada  $\nu = \nu_0$ , fotoeffekt kuzatilmaydi:

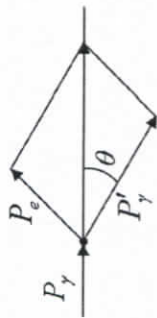
$$\nu_0 = \frac{A_{ch}}{h} \quad (4.20)$$

Ana shu  $v_0$  chastota berilgan metall uchun fotoeffektning "qizil chegarasi" bo'ladi va faqat elektronning chiqish ishiga bog'liq bo'ladi.

1923 yilda Kompton rentgen nurlarining turli moddalarda sochilishini o'rganib, sochilayotgan nurlarning to'liq uzunligi tushayotgan nurlar to'liq uzunligidan katta ekanligini aniqladi.

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_0 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (4.21)$$

bu yerda  $\lambda$  - tushayotgan rentgen nurining to'liq uzunligi,  $\lambda'$  - sochilgan nurlar to'liq uzunligi,  $\theta$  - sochilgan nur bilan tushuvchi nur orasidagi burchakdir (4.5-rasm)  $\lambda_0 = 0,0242 \text{ \AA}$  nurning tabiati va to'liq uzunligiga bog'liq bo'lgan o'zgarmas kattalikdir.



#### 4.5 – rasm. Fotoni moddaning erkin elektroni bilan to'qnashishi

Ultraqisqa to'liqlik elektromagnit nurlanishning moddalardagi erkin elektronlarda, to'liq uzunligi oshishi bilan bog'liq elastik sochilishi – Kompton effekti deb ataladi.

Korpuskulyar xususiyatiga ega bo'lgan fotonlar moddalarning erkin elektroni bilan elastik to'qnashishida, foton elektronga, energiya va impulsning saqlanish qonuniga asosan, o'zining energiya va impulsining bir qismini uzatadi.

Moddaga tushayotgan fotonning energiya va impuls

$$\epsilon_\gamma = hc, \quad P_\gamma = \frac{h\nu}{c}$$

ga teng. Tinch holatda turgan elektronning energiyasi  $W_0 = mc^2$  ga teng.

Foton elektron bilan to'qnashganda energiya va impulsining bir qismini berib  $\theta$  burchak ostida sochiladi. Sochilayotgan foton energiya va impuls quyi dagiga teng bo'ladi:

$$\epsilon'_\gamma = h\nu', \quad P'_\gamma = \frac{h\nu'}{c}$$

Sochilayotgan fotonning energiyasi  $\epsilon'_\gamma$  va  $\nu'$  chastotasi kamaygani uchun, uning to'liq uzunligi  $\lambda$  oshadi. Tinch holatda turgan elektron  $P_e = m_0v$  impuls va  $W = mc^2$  energiyaga ega bo'lib, elastik to'qnashish hisobiga harakatga keladi.

Energiyaning saqlanish qonuniga asosan

$$mc^2 + h\nu = mc'^2 + h\nu' \quad (4.22)$$

ga ega bo'lamiz. Impulsning saqlanish qonuniga asosan

$$(m_0v)^2 = \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2\nu\nu'}{c^2} \cos\theta$$

ga ega bo'lamiz.

$v = \frac{c}{\lambda}$ ,  $v' = \frac{c}{\lambda'}$  va  $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$  ekanligini hisobga olib

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (4.23)$$

to'liq uzunliklari farqi ifodasiga ega bo'lamiz. Bu yerda  $\lambda_0 = \frac{h}{m_0c} = 0,0242 \text{ \AA}$ .

#### 4.1-§. Kvant fizikasi

Yorug'likning tabiati haqidagi bilimlarimizning chuqurlashishi natijasida optik hodisalarga o'ziga xos dualizm borligi aniqlandi. Yorug'likning to'liq tabiatini bevosita ko'rsatuvchi xususiyatlari (intenfrensiya, difraksiya) bilan birgalikda shunday xususiyatlari ham borki, ular yorug'likning korpuskulyar tabiatini bevosita ko'rsatadi (fotoeffekt, Kompton effekti).

1924 yil Lui de-Broyl dualizm faqat optikaviy hodisalarga xos xususiyat bo'libgina qolmay, balki u universal ahamiyatga ega degan gipotezani ilgari surdi.

De-Broyl moddaning zarralari korpuskulyar xususiyat bilan birga to'liq xususiyatga ham ega deb faraz qilib, modda zarralariga yorug'lik uchun o'rinli bo'lgan bir manzardan ikkinchisiga o'tish qoidalarini qo'lladi. Ma'lumki, foton energiyasi va impuls quyi dagi ko'rinishda:

$$E = h\nu$$

$$p = \frac{2\pi h}{\lambda}$$

De-Broyl g'oyalari asosan, elektronning yoki boshqa bir zarraning harakati to'liq jarayoni bilan bog'liq bo'lib, uning to'liq uzunligi

$$\lambda = \frac{2\pi h}{m_0v} \quad (4.1.1)$$

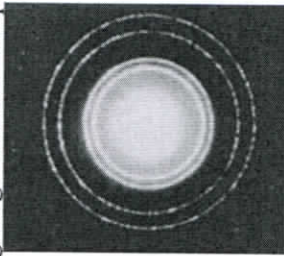
chastotasi esa

$$\omega = \frac{E}{h} \quad (4.1.2)$$

orqali ifodalanadi.



De-Broyl gepotezasi tez orada eksperimental ravishda tasdiqlandi. Devisson va Jermer kristall plastinkada sochilayotgan elektronlar dastasi difraksiyon manzara hosil qilishini kuzatdilar. Tomson va unga bog'liq bo'lmagan holda Gargakovskiy elektron dasta metall zardan o'tganda difraksiyon manzara hosil bo'lishini kuzatdilar. Bir necha o'n kolovolt tartibidagi potentsiallar farqi bilan tezlashtirilgan elektronlar dastasi yupqa metall zardan o'tib fotoplastinkaga tushgan. Elektron fotoplastinkaga tushganda unga foton kabi ta'sir ko'rsatgan. Shunday usul bilan alyuminiy rentgenogrammasi hosil qilingan (4.1.1-rasm).



4.1.1-rasm. Elektronlar difraksiyasi

Mikrozarraning holatini kvant mexanikasida to'liq funksiyasi deb ataluvchi funksiya bilan ifodalab, uni  $\psi$  harfi belgilash qabul qilingan. U koordinata va vaqtning funksiyasi bo'lib, quyidagi

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + U\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} \quad (4.1.3)$$

tenglamani yechimidan topiladi.

Bu tenglamani 1926 yilda Shredenger taklif qilgan bo'lib, vaqt ishtirok etgan Shredenger tenglamasi deb ataladi. Bu tenglamaga kiruvchi kattaliklar quyidagi qiymatlarga ega:

$i$  – mavhum birlik;

$\hbar$  – Plank doimiysi;

$m$  – zarraning massasi;

$$\Delta - \text{Laplas operatori} \left( \Delta\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} \right);$$

$U$  – zarraning potentsial energiyasi.

$\psi$  to'liq funksiyaning ko'rinishi  $U$  potentsial energiya orqali, ya'nizarraga ta'sir qiluvchi kuchlarning xarakteri orqali aniqlanishi (4.1.1) tenglamadan kelib chiqadi.  $\psi$  to'liq funksiyani ikkita ko'paytuvchiga ajratamiz:

$$\psi(x, y, z, t) = e^{-\frac{iEt}{\hbar}} \phi(x, y, z) \quad (4.1.4)$$

(4.1.4) va (4.1.3) tenglamalardan  $\phi$  fuunksiyani aniqlovchi quyidagi differensial tenglamani hosil qilamiz:

$$\Delta\phi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\phi = 0. \quad (24.1.5)$$

(4.1.5) tenglama stasionar holat uchun Shredenger tenglamasi deyiladi. Agar  $U=0$  bo'lsa (4.1.5) tenglama quyidagicha yoziladi:

$$\Delta\phi = -\frac{2m}{\hbar^2}E\phi = 0 \quad (4.1.6)$$

Ushbu tenglama kuchlarning potentsial maydonida harakatlanuvchi zarra uchun  $E$  to'liq energiya,  $T$  kinetik energiya va  $U$  potentsial energiyalar yig'indisidan iborat bo'lgandagi hol uchun umumlashtirish mumkin.

Zarraning fazodan aniq o'rin olish tushunchasini unga qo'llash mumkinligining aniqlik darajasi Geyzenberg ko'rsatgan noaniqlik munosabati orqali beriladi. Bu munosabatga asosan zarra bir vaqtning o'zida aniq qiymatlarga ega bo'la olmaydi. Masalan, zarraning  $x$  koordinatasi va shu koordinataga mos keluvchi impulsning  $p_x$  tashkil etuvchisi bir vaqtda bir xil aniqlikda bo'lmaydi. Bu kattaliklarning qiymatlari orasidagi noaniqliklar

$$\Delta x \Delta p_x \geq \hbar \quad (4.1.7)$$

Bunday yozish koordinata va unga mos keluvchi impuls noaniqliklarining ko'paytmasi  $\hbar$  tartibidagi kattalikdan kichik bo'la olmasligini bildiradi. Bu kattaliklardan biri:  $x$  yoki  $p_x$  qanchalik aniq topilgan bo'lsa, ikkinchi kattalikning noaniqligi shunchalik katta bo'ladi. Zarraning shunday holatlari ham bo'ladi, kattaliklardan biri aniq qiymatga ega bo'ladi, lekin bu vaqtda ikkinchi kattalik butunlay noaniq bo'ladi.

Elektron-nur trubkadagi elektron uchun koordinata va impulsning noaniqligini baholaylik. Elektron dastaning ekranda qoldirgan izi  $10^{-3}$  sm tartibidagi  $r$  radiusga ega va trubkaning  $l$  uzunligi 10 sm tartibida bo'lsin. U vaqtda  $\frac{\Delta p_x}{p_x} \approx 10^{-4}$  bo'ladi. Elektron impulsini tezlatuvchi  $U$  kuchlanish bilan

$$\frac{p^2}{2m} = eU$$

munosabat orqali bog'liq. Bu yerdan  $p = \sqrt{2meU}$ ,  $U = 10^4$  V kuchlanishda elektron energiyasi  $E = 10^4$  eV ga teng bo'ladi.



Impuls kattaligini baholasak  $p \approx 5 \cdot 10^{-18}$ . Demak,  $\Delta p_x = 5 \cdot 10^{-18} \cdot 10^{-4} = 5 \cdot 10^{-22}$  va nihoyat, (4.1.7) munosabatga asosan:

$$\Delta x \approx \frac{h}{\Delta p_x} = \frac{1.05 \cdot 10^{-27}}{5 \cdot 10^{-22}} \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ sm.}$$

Olingan natija ko'rib chiqilgan sharoitdagi elektronning harakati amalda tryektoriya bo'ylab bo'ladigan harakatdan farq qilmasligidan dalolat beradi.

Noaniqlik munosabati mikrozarralarning ikkiyoqlama korpuskulyar-to'lqin tabiatini aks ettiradi. Bu munosabat bir qator muhim natijalarni olish uchun yetarli bo'ladi. Xususan, u elektronning atom yadrosiga tushmasligini tushuntirishga, shuningdek oddiy atom o'lchamini va bunday atomdagi elektronning minimal energiyasini baholashga imkon beradi.

Shredenger tenglamasining ahamiyati tomonlari uning yordami bilan fazoning turli nuqtalarida zarraning bo'lish ehtimolini topish mumkinligi bilangina chegaralanmaydi. Bu tenglamadan va to'lqin funksiyaga qo'yiladigan shartlardan bevosita energiyani kvantlash qoidasi kelib chiqadi.

$\phi$  to'lqin funksiya o'zining fizikavit mohiyatiga mos holda bir qiymatli, chekli va  $x, y, z$  o'zgaruvchilarning hamma o'zgarish sohasida uzluksiz bo'lishi kerak. Shredenger tenglamasiga parametrlar sifatida zarraning  $E$  to'liq energiyasi kiradi.

Differensial tenglamalar nazariyasida Shredenger tenglamasi ko'rinishidagi tenglamalar yuqorida ta'riflangan shartlarni qanoatlantiruvchi  $E$  parametrlarni istalgan qiymatlari uchun emas, balki ma'lum bir tanlangan qiymatlari uchun yechimga ega bo'lishlari isbot qilinadi. Bu tanlangan qiymatlar parametrlarning xususiy qiymatlari, tenglamaning ularga mos kelgan yechimlari esa masalaning xususiy funksiyalari deb ataladi.

To'lqin funksiyalar uchun har doim quyidagi shart bajarilishi kerak:

$$\int \phi \phi^* dV = 1 \quad (4.1.8)$$

Integrallash  $x, y, z$  o'zgaruvchilarning barcha o'zgarish sohalari bo'yicha bajariladi. (24.1.8) integral zarraning bo'lishi mumkin bo'lgan barcha hajm elementlaridan topish ehtimollarining yig'indisini, ya'ni zarraning fazoning biror nuqtasidan topish ehtimolini beradi. Bu muqarrar hodisaning ehtimoli bo'lib qiymati birga teng bo'ladi.

Cheksiz chuqur bir o'lchovli potensial o'rada zarra o'zini qanday tutishini tekshiramiz. Zarra faqat  $x$  o'qi bo'ylab harakatlanadi va  $x=0$ ,  $x=r$  devorlar bilan chegaralangan bo'lsin. Bu holda potensial energiya quyidagi ko'rinishni oladi (4.1.2-rasm):

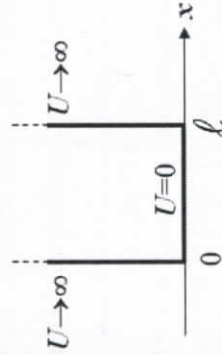
$$U(x) = \begin{cases} 0 < x < l \text{ da } U(x) = 0 \\ x < 0 \text{ da } U(x) = \infty \\ x > l \text{ da } U(x) = \infty \end{cases}$$

$\phi$  funksiya faqat bitta  $x$  koordinataga bog'liq bo'lganligi sababli Shredenger tenglamasi quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \phi = 0 \quad (4.1.9)$$

Zarra potensial o'radan chiqa olmaydi, shu sababli zarraning potensial o'radan tashqarida bo'lish ehtimoli va demak,  $\phi$  funksiya ham nolga teng. Uzluksizlik shartiga asosan  $\phi$  o'ranning chegaralarida ham nolga teng bo'ladi:

$$\begin{cases} \phi(0) = 0, \\ \phi(l) = 0. \end{cases} \quad (4.1.10)$$



#### 4.1.2 – rasm. Devorlari cheksiz baland bo'lgan potensial chuqurlik

Agar  $U = 0$  bo'lsa Shredenger tenglamasi quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \phi = 0 \quad (4.1.11)$$

$2mE/\hbar^2 = \omega^2$  deb belgilash kiritilsak,  $\phi'' + \omega^2 \phi = 0$  ko'rinishdagi differensial tenglamaga ega bo'lamiz. Ma'lumki, bu tenglamaning yechimi:

$$\phi(x) = A \sin(\omega x + \varphi)$$

ko'rinishga ega bo'ladi.

(4.1.10) shartga ko'ra  $\phi(l) = A \sin \omega l = 0$  shart bajariladi. Bundan

$$\omega l = \pm \pi n \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (4.1.12)$$

(4.1.11) va (4.1.12) tenglamalardan



$$\omega^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E_n = \frac{\pi^2}{\ell^2} n^2$$

munosabatni qanoatlaniruvchi qiymatlaridagina fizik mazmunga ega bo'ladi.

Shunday qilib, hech qanday qo'shimcha farazlar kiritmay, zarra energiyasini kvantlashni hosil qildik va bu energiyaning xususiy qiymatlarini topamiz:

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2} n^2 \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (4.1.13)$$

Ikkita qo'shni sathning energiya farqlari

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{n^2 \hbar^2}{2m\ell^2} (2n+1) \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{m\ell^2} n$$

ga teng. Demak, devorlari cheksiz baland bo'lgan potensial chuqurlikdagi zarracha energiyasi  $E_n$  faqat aniq diskret qiymatlarga ega bo'ladi, ya'ni kvantlangan bo'ladi.

Ergiyaning kvantlangan qiymatlari energetik sathlar deb ataladi, bu energetik sathlarni belllovchi n son bosh kvant soni deb ataladi.

Funksiyaning xususiy qiymatini topamiz:  $\phi(x) = A \sin \frac{n\pi}{\ell} x$ .

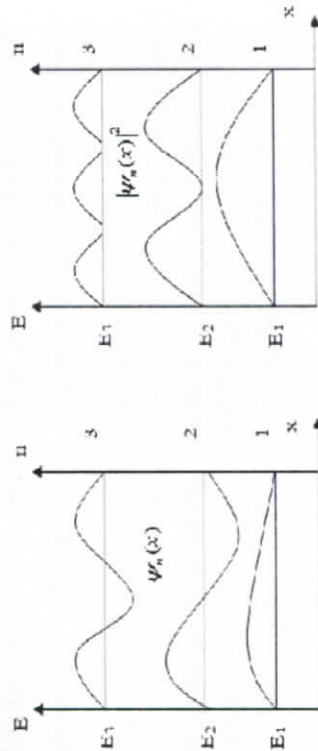
Normallashtirish shartidan integrallashning doimiyini (A) topish mumkin:

$$A^2 \int_0^{\ell} \sin^2 \frac{n\pi}{\ell} x dx = 1$$

Bu yerda  $A = \sqrt{\frac{2}{\ell}}$  ga teng, xususiy funksiyalar ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$\phi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{\ell}} \sin \frac{n\pi}{\ell} x \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (4.1.14)$$

Quyidagi 4.1.3 - rasmda xususiy funksiyalar va ularga mos energiyalarning  $n=1, 2, 3$  sonlarga mos grafiklari keltirilgan.



#### 4.1.3— rasm. Xususiy funksiyalar va ularning energiyalarini bosh kvant sonlariga bog'liqlik grafigi

Rasmdan,  $n = 2$  bo'lganda zarrachani chuqurlik o'rtasida bo'lish ehtimolligi nolga teng. Misol uchun, chuqurlik kengligi  $\ell = 10^{-10} m$  bo'lganda elektronning qo'shni sohalaridagi energetik farqi

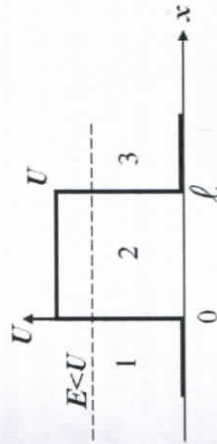
$$\Delta E_n \approx 10^{-35} n \cdot J \approx 10^{-16} n \cdot eV$$

ga teng bo'ladi. Demak energetik sathlar bir-biriga juda yaqin joylashgan bo'ladi. Agarda potensial chuqurlik kengligi atom o'lchamlariga yaqin bo'lsa  $\ell \approx 10^{-10} m$  elektron uchun

$$\Delta E_n \approx 10^{-7} n \cdot J \approx 10^2 n \cdot eV$$

bo'ladi.

Chapdan o'ngga qarab harakatlanayotgan zarra balandligi  $U$  va kengligi  $\ell$  ga teng bo'lgan potensial to'siqqa tushib ketgan bo'lsin (4.1.4-rasm).



#### 4.1.4 – rasm. To'g'ri burchak shaklidagi potensial to'siq

$E < U$  bo'lgan holni ko'rib chiqamiz. Bu holda Shredenger tenglamasi I va III soha uchun

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \phi = 0$$

ko'rinishga va II soha uchun

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \phi = 0 \quad (4.1.15)$$

ko'rinishga ega bo'ladi.

Shredenger tenglamasining uchala sohaning har biridagi umumiy yechimi

$$\begin{cases} \phi_1 = A_1 e^{i\alpha x} + B_1 e^{-i\alpha x} & \text{I sohada} \\ \phi_2 = A_2 e^{\beta x} + B_2 e^{-\beta x} & \text{II sohada} \\ \phi_3 = A_3 e^{i\alpha x} + B_3 e^{-i\alpha x} & \text{III sohada} \end{cases} \quad (4.1.16)$$

Bu yerda  $\alpha$  va  $\beta$  lar quyidagi ifodalardan aniqlanadi:

$$\alpha^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}, \quad \beta^2 = \frac{2m(U-E)}{\hbar^2} \quad (4.1.17)$$

Zarra potentsial to'siqni yengib o'tganda u bu to'siqdagi "tunnel" orqali o'tganday bo'ladi. Bu hodisani tunnel effekt deb ataladi.

Tunnel effekt klassik nuqtai nazardan butunlay o'rinsiz hol bo'lib ko'rinadi, chunki tunneldagi zarra manfiy kinetik energiyaga ega bo'lishi lozim edi. Lekin tunnel klassik fizikadan analogi topilmagan o'ziga xos kvant hodisa hisoblanadi. Kvant mexanikasida to'liq energiyani kinetik va potentsial energiyalarga ajratish ma'nosizdir, sababi energiyalarni ajratish noaniqlik prinsipiga zid. Haqiqatan ham, zarraning aniq kinetik energiyaga ega bo'lishi uning aniq impulsiga egaligini bildiradi.

### 5-§. Atomning chiziqli spektrlari

Siyraklashtirilgan gaz yoki metall bug'lari ko'rinishidagi izolyatsiyalangan atomlar alohida spektral chiziqlardan iborat spektr chiqaradi. Shu munosabat bilan atomlar chiqaradigan spektr chiziqli spektr deb nomlanadi.

Atom spektrlarini o'rganish atom tuzilishini bilishkaliti bo'lib xizmat qiladi. Eng avval atom spektrlaridagi chiziqlar tartibsiz joylashgan bo'lmay, balki ular gruppaga bo'ladi.

Shvetsariyalik fizik Balmer (1885) vodorod nurlanishini spektral chiziqlarining to'liq uzunliklari

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (5.1)$$

formula bilan aniq tasvirlanishi mumkinligini aniqladi. Bu yerda  $\lambda_0$  - konstanta,  $n$  - butun sonni 3, 4, 5, ... larni qabul qiladi.

$\nu = \frac{c}{\lambda}$  ekanligidan, (5.1) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$\nu = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=3, 4, 5, \dots) \quad (5.2)$$

Bu yerda  $R = 3.29 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$  - Ridberg doimiysi deyiladi.

(5.2) formula Balmer formulasi deyiladi. Vodorod atomining chiziqlariga tegishli seriya esa Balmer seriyasi deyiladi. Keyingi tekshiruvlar vodorod spektrida yana bir nechta seriya borligini ko'rsatdi. Spektrning ultrabinafsha qismida Layman seriyasi mavjud. Qolgan seriyalar infraqizil sohada yotadi. Bu seriyalar chiziqlari quyidagi formulalar ko'rinishida beriladi:

$$\text{Layman seriyasi} \quad \nu = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=2, 3, 4, \dots);$$

$$\text{Balmer seriyasi} \quad \nu = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=3, 4, 5, \dots);$$

$$\text{Paschen seriyasi} \quad \nu = R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=4, 5, 6, \dots);$$

$$\text{Breklet seriyasi} \quad \nu = R \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=5, 6, 7, \dots);$$

$$\text{Pfund seriyasi} \quad \nu = R \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=6, 7, 8, \dots);$$

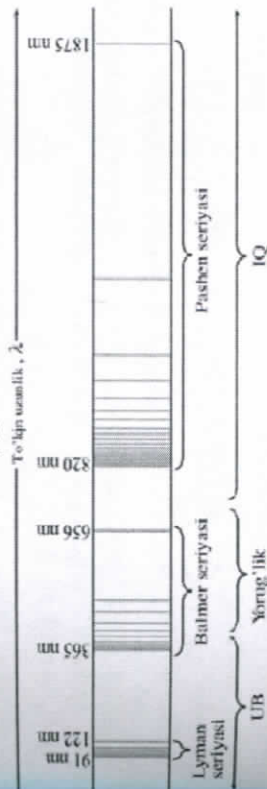
$$\text{Xempfi seriyasi} \quad \nu = R \left( \frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=7, 8, 9, \dots).$$

Vodorod atomi spektridagi hamma chiziqlarga mos chastotalarni bitta

$$\nu = R \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (5.3)$$

formula yordamida aniqlanadi va Balmerning umumlashgan formulasi deyiladi.

$n$  ning ortib borishi bilan har bir seriyada chiziqning chastotasi seriya chegarasi deb ataluvchi  $R/m^2$  chegaraviy qiymatga intiladi.



5.1-rasm. Vodorod atomining chiziqli spektri

Atomning yadro modeli klassik mexanika va elektrodinamika bilan birgalikda atomning turg'un holatda ekanligini ham atomning spektrini ham tavsiflay olmasligi ma'lum bo'ldi. 1913 yilda Daniyalik fizik Nils Bor bu muammoga yechim topdi va uning farazi quyidagi ikki postulatda o'z mazmunini topgan:

1. Klassik mexanika nuqtai nazardan mumkin bo'lgan cheksiz ko'p elektron orbitalaridan haqiqatda faqat ba'zi ma'lum kvant shartlarni qanoatlantiruvchi diskret orbitalargina mavjud bo'la oladi. Bu orbitalardan birida turgan elektron elektron tezlamish bilan harakat qilishiga qaramay elektromagnit to'lqinlar (nurlanish) chiqarmaydi.



2. Elektron bir ststionar (turg'un) holatdan ikkinchi bir ststionar holatga o'tganda nurlanish  $\hbar\omega$  yoruglik energiya kvanti shaklida yutiladi va chiqariladi. Yorug'lik kvantining kattaligi o'sha elektronning kvant sakrashi yuz bergan ststionar holatlarga tegishli energiyalarning ayirmasiga teng bo'ladi, ya'ni

$$\hbar\omega = E_n - E_m \quad (5.4)$$

Nurlanayotgan chiziq chastotasi

$$\omega = \frac{E_n - E_m}{\hbar}$$

ga teng bo'ladi.

Vodorod atomida yoki vodorodsimon ionda elektronning potensial energiyasi

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

ga teng. Bu yerda  $Ze$  - yadroning zaryadi,  $r$  - yadro bilan elektron orasidagi masofa.

Bu holda Shredengar tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\Delta\phi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left( E + \frac{Ze^2}{r} \right) \phi = 0 \quad (5.5)$$

Maydon markaziy simmetrik bo'lganligi sababli sferik koordinatalar sistemasi  $r, \phi, \theta$  dan foydalanish qulay. (5.5) formulaning sferik koordinatalar tizimidagi ifodasi

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left( E + \frac{Ze^2}{r} \right) \psi = 0 \quad (5.6)$$

hosil bo'ladi.

(5.6) tenglama quyidagi hollarda:

1.  $E$  ning istalgan musbat qiymatlarida;
2. Energiyaning  $E_n = -\frac{m_e e^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2}$ , ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) ga teng diskret manfiy qiymatlarida talabga javob beradigan yechimga ega bo'lishini ko'rsatish mumkin.

$E > 0$  bo'lgan hol yadro yaqinidan uchib o'tuvchi va cheksizlikka ketuvchi elektronga mos keladi.  $E < 0$  bo'lgan hol atom ichidagi elektron uchun mos keladi.

(5.6) tenglamaning xususiy funksiyalari uchta butun sonli parametrga ega. Ulardan biri energetik sath nomeri  $n$  bilan mos tushadi, qolgan ikkitasini  $l$  va  $m$  harflari bilan belgilash qabul qilingan. Bu sonlar kvant sonlari deyiladi:

$n$  - bosh kvant soni;

$l$  - azimutal kvant soni;

$m$  - magnit kvant soni.

Tayinli  $n$  soni uchun  $l$  va  $m$  sonlar quyidagi qiymatlarni qabul qiladi:

$$m = -l, -(l-1), \dots, -1, 0, +1, \dots, l-1, l$$

ya'ni hammasi bo'lib  $2l+1$  ta har xil qiymatlarni qabul qiladi.

Shunday qilib,  $E_n$  dan tashqari har bir  $E_n$  ga  $l$  va  $m$  kvant sonlarining qiymatlari bilan farq qiladigan bir necha  $\psi_{nlm}$  to'liq funksiyalari to'g'ri keladi. Bu esa vodorod atomining turli holatlarda bir xil energiyaga ega bo'la olishini ko'rsatadi.

Bir xil energiyaga ega bo'lgan holatlar aynigan holatlar deb ataladi. Biror energiya qiymatiga ega bo'lgan turli holatlar soni o'sha energetik sathning aynish karraliligi deb ataladi.

Vodorod sathining aynish karraliligini  $l$  va  $m$  ning mumkin bo'lgan qiymatlaridan foydalanib hisoblab topish oson.  $l$  kvant sonining  $n$  ta qiymatining har biriga  $m$  kvant sonining  $2l+1$  ta qiymati to'g'ri keladi. Demak, tayinli  $n$  kvant soniga mos keluvchi holatlar soni  $\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2$  ga teng bo'ladi.

Shunday qilib, vodorod atomining har bir energetik sathi  $n^2$  karrali aynishga ega.

Atomdagi har bir elektronning holati to'rtta kvant soni bilan tavsiflanadi:

Bosh kvant soni  $n$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ),

Azimutal kvant soni  $l$  ( $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$ ),

Magnit kvant soni  $m_l$  ( $m_l = -l, \dots, -1, 0, +1, \dots, +l$ ),

Spin kvant soni  $m_s$  ( $m_s = +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$ ).

Kvant mexanikasi qonunlaridan biri bo'lgan Pauli prinsipiga ko'ra, ayni bir atomda  $n, l, m_l, m_s$  kvant sonlarining to'rtalasi bir xil bo'lgan ikkita elektronning bo'lishi mumkin emas. Boshqacha aytganda, bir vaqtda ayni bir holatda ikki elektron bo'lishi mumkin emas.

Ma'lum bir  $n$  ga bir-biridan  $l$  va  $m_l$  lari bilan farqlanuvchi  $n^2$  ta holat mos keladi.  $m_s$  kvant soni ikki qiymat qabul qilishi mumkin:  $\pm \frac{1}{2}$ . Shu sababli  $n$  ning qiymati tayinli bo'lgan holatlarda atomda ko'p deganda  $2n^2$  dona elektron bo'lishi mumkin:

$n = 1$  ga 2 ta elektron,  
 $n = 2$  ga 8 ta elektron,  
 $n = 3$  ga 18 ta elektron,  
 $n = 4$  ga 32 ta elektron

to'g'ri keladi va hokozo.  $n$  va  $l$  kvant sonlari bir xil bo'lgan elektronlar to'plami qobiq tashkil qiladi.  $n$  lari bir xil bo'lgan qobiqlar to'plami gruppaga yoki qatlam tashkil qiladi.  $n$  ning qiymatiga qarab qatlamlar rentgen spektroskopiyasida olingan belgilar bilan belgilanadi:

$n$     1   2   3   4   5   6   7 ...  
 qatlam   K   L   M   N   O   P   Q ...

Pauli prinsipi atom xususiyatlarining davriylik qaytarilishini osonlikcha tushuntiradi.

Mendeleyevning elementlar davriy tizimi tuzilishini qarab chiqamiz.

Vodorod atomi bitta elektronga ega. Navbatdagi atom oldingisidan bitta elektronga farq qiladi, ya'ni yadro zaryadini faqat bitta zaryad birligiga oshira oladi. Vodoroddan keyingi gelyiy atomida 2 ta elektron bor va K qobig'i to'lgan bo'ladi.

Gelyiy atomida ikkala elektron K qobig'idagi S-holatda bir-biriga antiparallel spinlarga ega bo'lgan holda joylashadi.  $1s^2 1s$  - holatda 2 ta elektron borligini bildiradi. Lityiy atomi 3 ta elektrondan iborat.  $1s$  - holatda 2 ta elektron,  $2s$  - holatda 1 ta elektron joylashgan.

To'rtinchi element Berilliyda 2 sholat elektronlar bilan to'lgan bo'lib, jami 4 ta elektronga ega bo'ladi va hokazo.

### 5.1-§. Dasturlash tilida linzaning fokus masofasini aniqlash kompyuter dasturini yaratish

C++ da dastur kodlari quyidagicha:

```

//-----
#include <vcl.h>
#include <math.h>
#pragma hdrstop
#include "Unit1.h"
#include "Unit5.h"
#include "Unit2.h"

```

```

#include "Unit3.h"
#include "Unit4.h"
#include "Unit6.h"
//-----
#pragma package(smart_init)
#pragma link "ShockwaveFlashObjects_OCX"
#pragma link "acImage"
#pragma link "sEdit"
#pragma link "sButton"
#pragma link "sSkinManager"
#pragma link "sPanel"
#pragma resource "*.dfm"
TForm1 *Form1;
int pmv=1,i=0,j=0;
bool fi=true;
//-----
__fastcall TForm1::TForm1(TComponent* Owner)
: TForm(Owner)
{
}
//-----
void __fastcall TForm1::FormCreate(TObject *Sender)
{
    Form1->Left=10;
    Form1->Top=10;
    ShockwaveFlash1->Movie=ExtractFilePath(Application-
    >ExeName)+"\lens.swf";
    ShockwaveFlash1->Play();
}
//-----
void __fastcall TForm1::sEdit1KeyPress(TObject *Sender, char &Key)
{
    if(int(Key)==13&&sEdit1->Text!="")
    {
        sEdit2->SetFocus();
    }
    if(int(Key)>=48&&int(Key)<=57||int(Key)==8||int(Key)==44)
    {
    }
}

```



```

else
{
    Key=0;
}
}
//-----
void __fastcall TForm1::sEdit2KeyPress(TObject *Sender, char &Key)
{
    if(int(Key)==13)
    {
        sButton1->Click();
    }
    if(int(Key)>=48&&int(Key)<=57||int(Key)==8||int(Key)==44)
    {
    }
    else
    {
        Key=0;
    }
}
//-----
void __fastcall TForm1::sButton1Click(TObject *Sender)
{
    if(sEdit1->Text!="" && sEdit2->Text!="")
    {
        StringGrid1->Cells[j][i]=sEdit1->Text;
        j++;
        StringGrid1->Cells[j][i]=sEdit2->Text;
        StringGrid1->Cells[j+1][i]=FloatToStr((StrToFloat(sEdit1->Text)*StrToFloat(sEdit2->Text))/(StrToFloat(sEdit1->Text)+StrToFloat(sEdit2->Text)));
        j=0; i++;
        StringGrid1->RowCount=i+1;
        sEdit1->Text="";
        sEdit2->Text="";
        double s=0;
        for(int l=0; l<i; l++)
        {
            s=s+StrToFloat(StringGrid1->Cells[2][l]);
        }
    }
}

```

```

}
StringGrid1->Cells[3][0]=FloatToStr(s/i);
for(int l=0; l<i; l++)
{
    StringGrid1->Cells[4][l]=FloatToStr(fabs((s/i)-StrToFloat(StringGrid1->Cells[2][l])));
}
double s1=0;
for(int l=0; l<i; l++)
{
    s1=s1+StrToFloat(StringGrid1->Cells[4][l]);
}
StringGrid1->Cells[5][0]=FloatToStr(s1/i);
StringGrid1->Cells[6][0]=FloatToStr(s1/s*100);
sEdit1->SetFocus();
}
}
//-----
void __fastcall TForm1::C1Click(TObject *Sender)
{
    Form1->Close();
}
//-----
void __fastcall TForm1::D1Click(TObject *Sender)
{
    Form3->ShowModal();
}
//-----
void __fastcall TForm1::N1Click(TObject *Sender)
{
    Form6->ShowModal();
}
//-----
void __fastcall TForm1::D2Click(TObject *Sender)
{
    Form5->ShowModal();
}
//-----

```

```

void __fastcall TForm1::FormShow(TObject *Sender)
{
    sEdit1->SetFocus();
}
//-----
void __fastcall TForm1::Q1Click(TObject *Sender)
{
    for(int kl=0; kl<StringGrid1->RowCount; kl++)
    {
        for(int kj=0; kj<StringGrid1->ColCount; kj++)
        {
            StringGrid1->Cells[kj][kl]="";
        }
    }
    StringGrid1->RowCount=1;
    StringGrid1->ColCount=7;
    sEdit1->Text="";
    sEdit2->Text="";
    pmv=1,i=0,j=0;
    fi=true;
    sEdit1->SetFocus();
}
//-----
void __fastcall TForm1::G1Click(TObject *Sender)
{
    Form4->Caption="d(f)";
    Form4->Chart1->Series[0]->Clear();
    Form4->Show();
    for(int i=0; i<StringGrid1->RowCount-1; i++)
    {
        Form4->Chart1->Series[0]->AddXY(StrToFloat(Form1->StringGrid1->Cells[0][i]),StrToFloat(Form1->StringGrid1->Cells[1][i]),"",clGreen);
    }
}
//-----
void __fastcall TForm1::N2Click(TObject *Sender)
{
    Form2->frxReport1->ShowReport();
}

```

```

Form2->Show();
}
//-----
#include <vcl.h>
#pragma hdrstop
#include "Unit2.h"
//-----
#pragma package(smart_init)
#pragma link "frxClass"
#pragma link "frxOLE"
#pragma link "frxPreview"
#pragma link "frxRich"
#pragma resource "*.dfm"
TForm2 *Form2;
//-----
__fastcall TForm2::TForm2(TComponent* Owner)
: TForm(Owner)
{
}
//-----
void __fastcall TForm2::C2Click(TObject *Sender)
{
    Form2->Close();
}
//-----
void __fastcall TForm2::C1Click(TObject *Sender)
{
    frxReport1->Print();
}
//-----
#include <vcl.h>
#pragma hdrstop
#include "Unit3.h"
#pragma package(smart_init)
#pragma resource "*.dfm"
TForm3 *Form3;
//-----
__fastcall TForm3::TForm3(TComponent* Owner)
: TForm(Owner)
{
}

```



```

{
}
//-----
#include <vcl.h>
#pragma hdrstop
#include "Unit4.h"
#include "Unit1.h"
//-----
#pragma package(smart_init)
#pragma link "sPanel"
#pragma resource "*.dfm"
TForm4 *Form4;
//-----
__fastcall TForm4::TForm4(TComponent* Owner)
: TForm(Owner)
{
}
//-----
#include <vcl.h>
#pragma hdrstop
#include "Unit5.h"
#include "Unit1.h"
//-----
#pragma package(smart_init)
#pragma link "sButton"
#pragma link "sComboBox"
#pragma resource "*.dfm"
TForm5 *Form5;
//-----
__fastcall TForm5::TForm5(TComponent* Owner)
: TForm(Owner)
{
}
//-----
void __fastcall TForm5::sComboBox1KeyPress(TObject *Sender, char
&Key)
{
    Key=0;
}

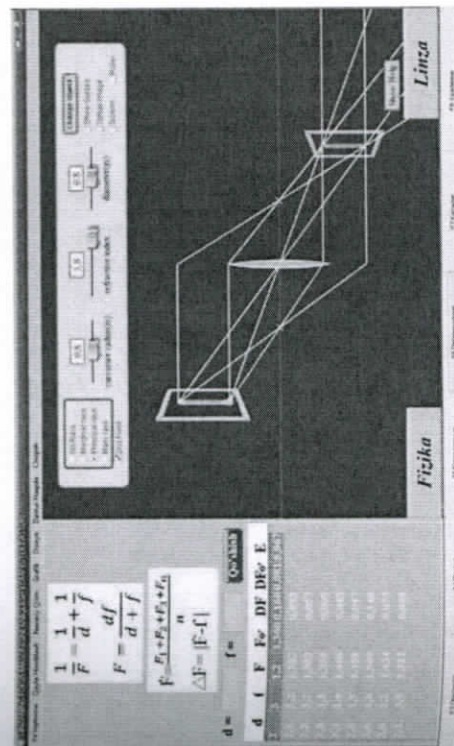
```

```

//-----
void __fastcall TForm5::sButton1Click(TObject *Sender)
{
    Form1->sSkinManager1->SkinName=sComboBox1->Text;
    Form5->Close();
}
//-----
void __fastcall TForm5::sComboBox1Change(TObject *Sender)
{
    Form1->sSkinManager1->SkinName=sComboBox1->Text;
}
//-----
#include <vcl.h>
#pragma hdrstop
#include "Unit6.h"
#pragma package(smart_init)
#pragma resource "*.dfm"
TForm6 *Form6;
//-----
__fastcall TForm6::TForm6(TComponent* Owner)
: TForm(Owner)
{
}
}

```

Kompilyatsiya amalga oshirilgach, quyidagi ko'rinishga keladi:



Ushbu yaratilgan dasturiy mahsulotdan linzaning fokus masofasini aniqlash mavzusiga doir laboratoriya mashg'ulotini bajarish, bundan tashqari bo'lajak dasturchilarga fizik jarayonlarga doir dasturiy mahsulotlar yaratishni o'rgatish mumkin.

## REFERAT

**Linzaning fokus masofasini aniqlash uchun kompyuter dastur**  
(Компьютерная программа для определения фокусного расстояния линзы)

### Qo'llanish sohasi:

Ushbu kompyuter dasturdan umumta'lim maktablari, internat maktablari, akademik litseylar, oliy ta'lim muassasalari hamda nodavlat ta'lim muassasalarida fizika faniga doir linzaning fokus masofasini aniqlash mavzusida laboratoriya va amaliy mashg'ulotlarni bajarish mumkin.

Bundan tashqari texnika oliy ta'lim muassasalarida talabalarga "Dasturlash" fanini o'qitishda fanlarga doir dasturiy mahsulotlar ishlab chiqish (yaratish)ni o'rgatishda ham foydalanish mumkin.

### Dasturning funksional imkoniyatlari:

- Fizik kattaliklar bilan tez va oson ishlash;
- Jadval ma'lumotlar bilan ishlash;
- Istalgan interfeysda ishlash;
- Nazariy ma'lumotlar bilan tanishish;
- Nazariy qismni chop etish;
- d(f) grafikni hosil qilish va taqqoslash;
- Qiymatlarni qaytadan kiritish;
- Masofaviy ta'limni qo'llab quvvatlash;
- Talim sifati va samaradorligini oshirish.

**EHM toifasi:** Barcha turdagi Pentium IV kompyuterlari;

**Operatsion tizim:** Windows XP, Windows 7, Windows 8, Windows 10;

**Dasturlash tili:** Borland C++builder 6 dasturlash tilida yozilgan;

Dasturni yozishda **Windows8.1** operatsion tizimidan foydalanilgan;

**Dastur hajmi:** 16.9 Mb.

### Nazorat savollari

1. Optika bo'limining asosiy maqsad va vazifalari nimadan iborat?
2. Yorug'lik tabiatini tushuntiring.
3. Yorug'likning qaytish, sinish qonunlarini tushuntiring.
4. Yorug'lik difraksiyasi deb nimaga aytiladi?
5. To'lqin fronti nima?



6. Gyugens prinsipini tushuntiring.
7. Yorug'lik intenfrensiyasi deb nimaga aytiladi?
8. Intenfrensiyaning texnikada qo'llanilishini tushuntiring.
9. Yorug'lik dispersiyasi va qutblanishini tushuntiring.
10. Qo'sh nur sinishi nima?
11. Absolyut qora jism nima?
12. Yorug'likning kvant tabiati.
13. Fotoeffekt hodisasi va Eynshteyn tenglamasi.
14. De Broyl to'lqini, to'lqin funksiyasi.
15. Atom tuzilishi. Bor postulatleri, atomning chiziqli spektri.
16. Balmer seriyasi. Ridberg doimiyisi.
17. Pauli prinsipi.

### Masala yechish namunalari

1. Agar yashil yorug'lik filtrini ( $\lambda = 5 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$ ) qizil yorug'lik filtriga ( $\lambda = 6.5 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$ ) almashtirilsa, Yung tajribasida ekrandagi qo'shni intenfrensiya yo'llari orasidagi masofa necha marta oshadi?

Berilgan:  $\lambda_y = 500 \text{ nm}$ ,  $\lambda_q = 650 \text{ nm}$

Topish kerak:  $\frac{l_q}{l_y} = ?$

Yechilishi: Ikkita qo'shni yashil polosalar oralig'i  $l_y = \frac{L}{d} \lambda_y$ , qizil polosalar oralig'i esa  $l_q = \frac{L}{d} \lambda_q$ . Bu tenglamalardagi  $L$  va  $d$  kattaliklar o'zgarmas.

Shuning uchun  $\frac{l_q}{l_y} = \frac{\lambda_q}{\lambda_y} = 1.3$ . Javobi: 1.3.

2. Difraktsion panjarali goniometring ko'rish trubasi kollimator o'qiga  $20^\circ$  burchak ostida qo'yilgan. Bunda trubaning ko'rish sohasidagi gelyi spektrining qizil chizig'i ( $\lambda_1 = 6680 \text{ \AA}$ ) ko'rinadi. Shu burchak bilan undan yuqori tartibdagi ko'k gelyi chizig'i ( $\lambda_2 = 4470 \text{ \AA}$ ) ham ko'rinishi payqalgan bo'lsa, difraktsion panjara doimiyisi nimaga teng? Mazkur panjara yordamida kuzatish mumkin bo'lgan eng katta spektr tartibi 5 ga teng. Yorug'lik panjaraga normal tushadi.

Berilgan:  $\varphi = 20^\circ$ ,  $\lambda_q = 668 \text{ nm}$ ,  $\lambda_y = 447 \text{ nm}$   $k = 5$

Topish kerak:  $d = ?$

Yechilishi: Panjaraga hosil bo'lgan spektr vaziyati quyidagicha: Qizil spektr uchun  $d \sin \varphi = k_1 \lambda_q$ . Ko'k spektr uchun  $d \sin \varphi = k_2 \lambda_y$ .

Ushbu tenglamalarni birgalikda yechilsa:  $\frac{k_2}{k_1} = \frac{\lambda_y}{\lambda_q} = 1.5$ . Spektr tartibi  $k$  - butun son bo'lganligi uchun  $k$  ni eng katta qiymati 5 bo'lgani uchun  $k_1 = 2$  va  $k_2 = 3$  deyish mumkin. U holda:  $d \sin \varphi = k_1 \lambda_q$  dan  $d = \frac{k_1 \lambda_q}{\sin \varphi} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ .

Javob:  $d = 4 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ . Ushbu natijani keyingi  $d \sin \varphi = k_2 \lambda_y$  tenglamadan ham olish mumkin. Shu o'rinda  $\sin 20^\circ = 0.342$  ekanligini aytib o'tamiz.

3. Birinchi tartibli spektrda  $\lambda = 5890 \text{ \AA}$  uchun difraktsion panjara burchak dispersiyasi aniqlansin. Difraktsion panjara doimiyisi  $2.5 \cdot 10^{-4} \text{ sm}$  ga teng.

Berilgan:  $d = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ ,  $d = 589 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ ,  $k = 1$ .

Topish kerak:  $\frac{d\varphi}{d\lambda} = ?$

Yechilishi:  $d \sin \varphi = k\lambda$  bundan  $\sin \varphi = \frac{k\lambda}{d} = 0.236$  va  $\varphi = 13^\circ, 5$ , Ikkinchidan yuqoridagi tenglamani differentsiallash orqali quyidagicha olamiz:  $d \cos \varphi d\varphi = k d\lambda$ , bundan  $\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \varphi}$ .  $\varphi = 13^\circ 5'$  bo'lgani uchun  $\cos \varphi = 0.972$  va masala shartiga ko'ra  $\frac{d\varphi}{d\lambda} = 4.1 \cdot 10^5 \text{ rad/m}$ . Javob:  $4.1 \cdot 10^5 \text{ rad/m}$ .

4.  $\lambda = 0.140 \text{ nm}$  to'lqin uzunligiga ega rentgen nurlari yupqa uglerod qatlamida sochilmoqda. Rentgen nurlarining  $\theta$ ,  $90$ ,  $180$  gradus burchakda sochilgandagi to'lqin uzunligini hisoblang.

Berilgan:  $\lambda = 0.140 \text{ nm}$ ,  $\alpha = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$

Topish kerak:  $\lambda' = ?$

Yechilishi: Kompton effekti  $\lambda' = \lambda + \frac{h}{mc} (1 - \cos \varphi)$  formulasiga ko'ra  $0^\circ$  uchun  $\lambda' = \lambda = 0.140 \text{ nm}$ ,  $90^\circ$  uchun  $\lambda' = \lambda + \frac{h}{mc} = 0.140 \text{ nm} + 2.4 \cdot 10^{-12} \text{ m} = 0.1424 \text{ nm}$ .  $180^\circ$  uchun  $\lambda' = \lambda + 2 \frac{h}{mc} = 0.140 \text{ nm} + 2(0.0024) \text{ nm} = 0.145 \text{ nm}$ .

Demak, burchak ortsa ( $0^\circ$  dan  $180^\circ$  gacha) to'lqin uzunligi ham ortar ekan.

### Mustaqil yechish uchun masalalar

1. Ikkita kogerent yorug'lik manbai orasidagi masofa  $l = 0.24 \text{ mm}$  bo'lib ekrandan  $b = 2.5 \text{ m}$  uzoqlikda joylashgan va ekranda yorug', qorong'u



polosalar hosil qilgan. Polosalar har  $5\text{ sm}$  da  $10.5$  tadan joylashgan bo'lsa, ekranga tushayotgan yorug'lik to'liq uzunligini aniqlang ( $\lambda = 457\text{ nm}$ ).

2. Ikki monoxromatik yorug'lik manbaidan kuzatilayotgan interferensiyalar manzarada ekranda  $4\text{ sm}$  masofada  $8.5$  polosa kuzatilmoqda. Ekrandan yorug'lik manbalarigacha masofa  $b = 2.75\text{ m}$  ekanligini bilgan holda, manbalar orasidagi masofani toping ( $l = 0.3\text{ mm}$ ).

3. Yung tajribasida to'liq uzunligi  $\lambda = 6 \cdot 10^{-5}\text{ sm}$  bo'lgan monoxromatik yorug'lik bilan yoritilgan teshiklar o'rtasidagi masofa  $1\text{ mm}$  va teshiklar o'rtasidagi masofa  $1\text{ mm}$  va teshikdan ekrangacha masofa  $3\text{ m}$ . Uchta birinchi yorug' yo'llarning vaziyatini toping.

$$(y_1 = 1.8\text{ mm}, y_2 = 3.6\text{ mm}, y_3 = 5.4\text{ mm}).$$

4. Frenel ko'zgulari bilan qilingan tajribada yorug'lik manbaining mavhum tasvirlari o'rtasidagi masofa  $0.5\text{ mm}$  ga, ekrangacha masofa  $5\text{ m}$  ga teng bo'lgan. Yashil yorug'likda bir-birlaridan  $5\text{ mm}$  masofada interferensiya yo'llari hosil bo'lgan. Yashil yorug'likning to'liq uzunligi topilsin.

$$(\lambda = 5 \cdot 10^{-7}\text{ m}).$$

5. Yung tajribasida yupqa shisha plastinka interferensiyalanayotgan nurlardan birining yo'lga joylashtirilgan, shu sababli markaziy yorug' yo'l (markaziy yo'l hisobga olinmaganda) dastlabki beshinchi yorug' yo'l egallagan vaziyatga siljigan. Nur plastinkaga perpendikulyar tushadi. Plastinkaning sindirish ko'rsatkichi  $1.5$ . To'liq uzunligi  $6 \cdot 10^{-5}\text{ sm}$ . Plastinkaning qalinligi qancha?

$$(h = \frac{k\lambda}{n-1} = 6 \cdot 10^{-6}\text{ m}).$$

6. Vertikal joylashgan sovun pardasi suyuqlikning oqishi tufayli pona hosil qiladi. Simob yoyining ( $\lambda = 5461\text{ \AA}$ ) qaytgan yorug'likdagi interferensiya yo'llarini kuzatar ekanmiz, beshta yo'l o'rtasidagi masofa  $2\text{ sm}$  ga barobar ekanini topamiz. Pona burchagi sekund hisobida topilsin, yorug'lik parda sirtiga perpendikulyar tushadi. Sovunli suvning sindirish ko'rsatkichini  $1.33$  ga teng deb oling.

$$(tg\alpha = \frac{k\lambda}{2nl} = 5.13 \cdot 10^{-5}, \alpha = 1^\circ).$$

7. Agar ikkinchi va yigirmanchi qorong'i Nyuton halqalari o'rtasidagi masofa  $4.8\text{ mm}$  bo'lsa, uchinchi va o'n oltinchi qorong'i halqalar

o'rtasidagi masofa qanchaga teng? Kuzatish qaytgan yorug'likda olib borilmoqda. ( $3.6\text{ mm}$ ).

8. Nyuton halqalari kuzatiladigan qurilma to'liq uzunligi  $0.6\text{ mkm}$  bo'lgan normal tushayotgan monoxromatik yorug'lik bilan yoritilmoqda. Qaytgan yorug'likda to'rtinchi qorong'i halqa kuzatiladigan joydagi linza bilan shisha plastinka o'rtasidagi havo qatlamining qalinligi topilsin ( $1.2\text{ }\mu\text{m}$ ).

9. Oq yorug'lik dastasi  $d = 0.40\text{ mkm}$  qalinlikdagi shisha plastinkaga normal holda tushayotir. Shishaning sindirish ko'rsatkichi  $n = 1.5$ . Qaytgan dastada ko'zga ko'rinadigan spektr ( $4 \cdot 10^{-4}\text{ mm}$  dan  $7 \cdot 10^{-4}\text{ mm}$  gacha) chegarasida yotuvchi qaysi yorug'li to'liq uzunliklari kuchayadi? ( $\lambda = 4.8 \cdot 10^{-7}\text{ m}$ ).

10. Agar yorug'lik manbaidan to'liq sirtigacha bo'lgan masofa masofa  $1\text{ m}$ , to'liq sirtidan kuzatish no'qtasigacha ham  $1\text{ m}$  va  $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}\text{ m}$  bo'lsa, Frenelning birinchi besh zonasi radiuslarini hisoblang.  $r_1 = 0.5\text{ mm}$ ,  $r_2 = 0.71\text{ mm}$ ,  $r_3 = 0.86\text{ mm}$ ,  $r_4 = 1.0\text{ mm}$ ,  $r_5 = 1.12\text{ mm}$ ).

11. Yassi to'liq uchun Frenelning birinchi besh zonasi radiuslari hisoblandsin. To'liq sirtidan kuzatish no'qtasigacha masofa  $1\text{ m}$ . To'liq uzunligi  $5 \cdot 10^{-7}\text{ m}$ . ( $167\text{ m}$ ).

12. Eni  $2\text{ mkm}$  tirqishdan to'liq uzunligi  $\lambda = 5890\text{ \AA}$  monoxromatik yorug'lik normal tushadi. Yunalishlar bo'yicha yorug'lik minimumlari kuzatiladigan burchaklar topilsin. ( $\varphi_1 = 17^\circ 8'$ ,  $\varphi_2 = 36^\circ 5'$ ,  $\varphi_3 = 62^\circ$ ).

13. Ikkinchi tartibli spektrdagi qizil chiziq  $\lambda = 7 \cdot 10^{-7}\text{ m}$  ko'rmoq uchun ko'rish trubasini kollimator o'qiga  $30^\circ$  burchak bilan o'rnatishga to'g'ri kelsa, diffraksiyon panjara doimiysi nimaga teng? Mazkur panjara uzunligining  $1\text{ sm}$  iga qancha shtrix chizilgan? Panjaraga yorug'lik tik tushadi. ( $d \sin\varphi = k\lambda$ ,  $k = 2$   $d = \frac{2\lambda}{\sin\varphi} = 2.8 \cdot 10^{-6}\text{ m}$ ,  $N_0 = \frac{1}{d}$ ,  $N_0 = 357 \cdot 10^{-3}\text{ m}$ )

14. Birinchi tartibli spektrdagi simobning yashil chizig'i ( $\lambda = 5461\text{ \AA}$ )  $19^\circ 8'$  burchak bilan kuzatilayotgan bo'lsa, diffraksiyon panjaraning  $1\text{ mm}$  uzunligida necha shtrix bo'ladi? ( $d \sin\varphi = k\lambda$ ,  $N_0 = \frac{1}{d}$ ,  $\frac{\sin\varphi}{N_0} = k\lambda$ ,

$$N_0 = \frac{\sin\varphi}{k\lambda} = 600\text{ mm}).$$



15. Difraksiyon panjaraga yorug'lik dastasi normal tushadi. Birinchi tartibli spektrdagi natriy chizig'ining ( $\lambda = 5890 \text{ \AA}$ ) diffraksiya burchagi  $17^\circ 8'$  ga teng ekanligi topilgan. Biror chiziq ikkinchi tartibli spektrda  $24^\circ 12'$  ga teng diffraksiya burchagini beradi. Mazkur chiziqning to'liq uzunligi va panjaraning  $1 \text{ mm}$  dagi shtrixlar sonini toping.

$$\lambda_2 = \frac{589 \cdot 10^{-9} \cdot 0.41}{2 \cdot 0.295} = 409 \cdot 10^{-9} \text{ m}, \quad N_0 = \frac{1}{d}, \quad d = \frac{\lambda_1}{\sin \varphi_1}, \quad N_0 = \frac{\sin \varphi_1}{\lambda_1} = 500 \text{ mm}^{-1}$$

16. Difraksiyon panjara to'liq uzunligi  $\lambda = 590 \text{ nm}$  bo'lgan monoxromatik yorug'lik bilan yoritilmoqda. Uchinchi tartibli spektr  $10^\circ 12'$ , ikkinchi tartibli spektr  $6^\circ 12'$  burchak ostida kuzatilayotgan bo'lsa, yorug'lik to'liq uzunligini aniqlang.

$$(\lambda = 550 \text{ nm}).$$

17. Har bir millimetrida  $75$  ta shtrixi bo'lgan diffraksiyon panjara to'liq uzunligi  $\lambda = 500 \text{ nm}$  bo'lgan monoxromatik yorug'lik bilan yoritilmoqda. Ekrandagi markaziy yorug' polosadan ikkinchi yorug' polosagacha masofa  $h = 11.25 \text{ sm}$  bo'lsa, diffraksiyon panjaradan ekrangacha masofani toping. ( $l = \frac{hd}{k\lambda} = 1.5 \text{ m}$ ).

18. Har bir millimetrida  $400$  shtrixi bo'lgan diffraksiyon panjaraga yorug'lik nuri tik tushmoqda. Difraksiyon panjara va ekran oralig'i  $l = 2.5 \text{ sm}$ . Nolinchi maksimumdan uchinchi tartibli maksimumgacha masofa  $h = 27.4 \text{ sm}$  bo'lsa, yorug'lik to'liq uzunligini aniqlang.

$$(\lambda = 400 \text{ nm}).$$

19. Difraksiyon panjaraga tik tushayotgan monoxromatik yorug'lik niringing to'liq uzunligi  $\lambda = 627 \text{ nm}$  ga teng bo'lib, markaziy va birinchi polosalar oralig'i  $h = 39.6 \text{ sm}$ . Ekran va diffraksiyon panjara oralig'i  $l = 120 \text{ sm}$  ekanligini bilgan holda diffraksiyon panjara doimiysining qiymatini hisoblang. ( $d = 2 \text{ mikm}$ ).

20. Difraksiyon panjaraga razryad trubkasidan yorug'lik dastasi normal tushadi.  $\varphi = 41^\circ$  yo'nalishda  $\lambda_1 = 6563 \text{ \AA}$  va  $\lambda_2 = 4102 \text{ \AA}$  ikki spektr chizig'i bir to'g'ri chiziqda yotishi uchun diffraksiyon panjara doimiysi nimaga teng bo'lishi kerak? ( $d = \frac{k\lambda_1}{\sin \varphi} = \frac{5 \cdot 6563 \cdot 10^{-10}}{\sin 41^\circ} = 5 \cdot 10^{-4}$ ).

21. Difraksiyon panjaraga yorug'lik dastasi normal tushadi. Gonnometri biror  $\varphi$  burchakka burganda  $\lambda = 4.4 \cdot 10^{-4} \text{ mm}$  chizig'i uchinchi tartibli spektrda ko'zga chalinadi. Ko'rinadigan spektr sohasida ( $4 \cdot 10^{-4}$  dan  $7 \cdot 10^{-4} \text{ mm}$  gacha) yotuvchi to'liq uzunliklariga mos

keluvchi biron boshqa xil spektral chiziqlar shu  $\varphi$  burchak bilan ko'rinadimi? ( $\lambda_2 = \frac{3}{2}\lambda_1 = 660 \text{ nm}$ ).

22. Difraksiyon panjaraga monoxromatik yorug'lik dastasi normal tushadi. Uchinchi tartibli maksimum normalga  $30^\circ 48'$  burchak bilan kuzatiladi. Tushayotgan yorug'lik to'liq uzunliklarida ifodalangan panjara doimiysini toping.

$$(d \sin \varphi = 3\lambda, \quad \frac{d}{\lambda} = \frac{3}{\sin \varphi} = 5, \quad d = 5\lambda).$$

23. Birinchi tartibli spektrdagi  $\lambda = 6680 \text{ \AA}$  uchun diffraksiyon panjara burchak dispersiyasi  $2.02 \cdot 10^5 \text{ rad/m}$ . Difraksiyon panjara davrini toping.

$$(d = \sqrt{\frac{1}{(d\varphi/d\lambda)^2} + \lambda^2} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ m}).$$

24. Qizil yorug'lik nurlari ( $\lambda = 7 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$ ), 2) rentgen nurlari ( $\lambda = 0.25 \text{ \AA}$ ) va 3) gamma nurlari ( $\lambda = 1.24 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$ ) fotonining massasini toping. (1)  $m = 3.2 \cdot 10^{-36} \text{ kg}$  2)  $m = 8.8 \cdot 10^{-32} \text{ kg}$  3)  $m = 1.8 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$ ).

25. Monoxromatik fotonlar dastasini  $t = 0.5 \text{ min}$  vaqt ichida  $S = 2 \text{ sm}^2$  maydon ichida olib o'tadigan harakat miqdori  $P_f = 3 \cdot 10^{-4} \text{ g} \cdot \text{sm/s}$ . Bu dasta uchun maydon birligiga vaqt birligida tushadigan energiyasini toping. ( $E_f = 150 \text{ J/(s} \cdot \text{m}^2)$ ).

26. Ikki atomli gaz molekulasi kinetik energiyasi qanday temperaturada to'liq uzunligi  $\lambda = 5.89 \cdot 10^{-4} \text{ mm}$  bo'lgan foton energiyasiga baravar bo'ladi? ( $T = 9800 \text{ K}$ ).

27. Yuqori energiyalarda rentgen va gamma nurlanish dozalarini rentgen bilan o'lchash uchun sharoit vujudga keltirish qiyin bo'lganidan, GOET 8848-63 da kvantlar energiyasi  $3 \text{ MeV}$  gacha bo'lgan nurlanishlar uchun rentgandan doza birligi sifatida foydalanishga yo'l qo'yadi. Rentgen nurlanishning qanday chegaradagi to'liq uzunligiga rentgen o'lchov birligini qo'llash mumkinligini aniqlang.

$$(\lambda = \frac{hc}{E} = 0.41 \cdot 10^{-12} \text{ m}).$$

28. Harakat miqdori  $20^\circ \text{C}$  temperaturadagi vodorod molekulasi xarakteristik miqdoriga teng bo'lgan foton massasini toping. Molekula tezligini o'rtacha kvadratik tezlikka teng deb hisoblang.

$$(m_1 = 2.1 \cdot 10^{-32} \text{ kg}).$$

29. Metall sirtidan  $U = 3 \text{ V}$  teskari potensial bilan butunlay ushlanadigan elektronlarni ajratuvchi yorug'likning chastotasi topilsin. Mazkur



## II BO'LIM. QATTIQ JISMLAR FIZIKASI. KONTAKT HODISALAR. ATOM VA YADRO FIZIKASI

### 6-§. Qattiq jismlar fizikasi

Moddalarning qattiq jism holatiga o'tish imkoniyati, tashkil etuvchi zarrachalarning bir-biriga kichik masofaga yaqinlashishida, ular orasida hosil bo'ladigan bog'lanish kuchlariga bog'liqdir. Bunday zarrachalar, odatda atom, ion va molekullardan iboratdir.

Qattiq jismning mustahkam panjaraviy tizimi hosil bo'lishi uchun zarrachalar orasida ikki xil kuch ta'sir etishi mumkin:

- zarrachalarning bir-biridan uzoqlashishiga to'sqinlik qiluvchi tortishish kuchlari;
- zarrachalarning bir-biriga qo'shilishiga qarshilik qiluvchi itarish kuchlari.

#### 1. Van-der-Vaals kuchlari.

Istalgan atom va molekullar orasida paydo bo'luvchi umumiyroq ko'rinishda bo'lgan bog'lanish kuchlari - Van-der-Vaals kuchlaridir. Bu kuchlar birinchi bo'lib qattiq faza holatida bo'lgan real gazlar holat tenglamasiga kiritilgan edi.

$$\left(p + \frac{a}{V_m^2}\right)(V_m - b) = RT \quad (6.1)$$

bu yerda  $\frac{a}{V_m^2}$  va  $b$  - qo'shimcha hadlar, qattiq holatdagi real gaz molekullari orasidagi tortishish va itarish kuchlarini hisobga olish uchun kiritilgan,  $a$  - molekullarning o'zi egallagan hajmi,  $b$  - molekullar orasidagi tortishish kuchi.

Aniq ko'rinishda bu kuchlar to'liq kimyoviy bog'lanishga ega bo'lgan quyidagi molekullar orasida paydo bo'ladi: -  $O_2$ ,  $H_2$ ,  $N_2$ ,  $CH_4$  va boshqalar.

#### 2. Ionli bog'lanish.

Inert gazlardan keyin joylashgan ishqor metallar atomlarining valent elektronlari, to'lgan energetik qatlmdan tashqarida, harakat qiladilar va yadro bilan kuchsiz bog'langan bo'ladi. Inert gazlardan oldin joylashgan galoidlarda mustahkam bog'lanish uchun bir elektron yetishmaydi. Shu sababli, ular qo'shimcha elektron qabul qilishga intiladilar. Ishqorli metallar va galoidlarning atomlari orasidagi bog'lanish quyidagicha bo'ladi.

Avval metall atomining elektroni galoid atomiga o'tadi, natijada inert metall musbat zaryadli ionga, galoid atomi - manfiy zaryadli ionga

metallning fotoeffekti tushayotgan yorug'lik chastotasi  $6 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$  bo'lganda boshlanadi. Bu metalldan elektron chiqayotganda bajariladigan ishini toping.

$$\left(\nu = \frac{A + eU}{h} = 13.2 \cdot 10^{14} \text{ Hz}\right).$$

30. Metal plastinkaga to'liq uzunligi  $\lambda = 400 \text{ nm}$  bo'lgan nur tushganda uning sirtidan uchib chiqayotgan fotoelektronlar potentsiallar ayirmasi  $U = 1.5 \text{ V}$  bo'lgan tormozlovchi elektr maydon bilan to'liq ushlangan bo'lsa, metallan etronning chiqish ishi va qizil chegarasining uzunligini toping.

$$(A = 2.57 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 1.6 \text{ eV}, \lambda = 773 \text{ nm}).$$

31. To'liq uzunligi  $\lambda = 600 \text{ nm}$  bo'lgan bir jinsli yorug'lik dastasi metal plastinka sirtiga tik ravishda tushmoqda, agar plastinka yuzasiga  $t_0 = 1 \text{ s}$  da  $n_0 = 6 \cdot 10^{13}$  ta yorug'lik fotoni tushsa, plastinkada  $t = 1 \text{ soat}$  davomida qancha issiqlik miqdori ajraladi? ( $Q = n_0 \frac{t \cdot hc}{t_0 \cdot \lambda} = 7.16 \cdot 10^{-2} \text{ J}$ ).

32. Chiqish ishi  $A = 3.8 \cdot 10^{-19} \text{ J}$  bo'lgan litydan uchib chiqayotgan fotoelektronlarning maksimal kinetik energiyasi  $W_k = 0.2 \cdot 10^{-19} \text{ J}$  bo'lsa, fotoeffektni yuzaga keltiruvchi yorug'lik nurining to'liq uzunligini toping.

$$\left(\lambda = \frac{hc}{W_k + A} = 497 \text{ nm}\right).$$

33. Rubidiy to'liq uzunligi  $\lambda = 317 \text{ nm}$  bo'yicha ultrabinafcha nurlar bilan yoritilganda undan uchib chiqayotgan fotoelektronlarning maksimal kinetik energiyasi  $W_k = 1.84 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ . Rubidiydan elektronning chiqish ishini va fotoeffektning qizil chegarasiga mos keluvchi to'liq uzunligini toping.

$$(A = 3.43 \cdot 10^{-19} \text{ J}, \lambda_0 = 579 \text{ nm}).$$



aylanadi. Bu musbat va manfiy ionlar Kulon qonuniga asosan ta'sirlashadilar. Bunday bog'lanish ionli yoki qutbli bog'lanish deb ataladi.

Ionlarning tortishish energiyasi quyidagiga teng:

$$U_r = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (6.2)$$

### 3. Kovalent bog'lanish.

Ionli va Van-der-vals bog'lanishlari orqali  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$  kabi molekular birikmalari hosil bo'lishini, hamda olmos va yarim o'tkazgich kristallaridagi bog'lanishlarni tushuntirish mumkin emas. Bir jinsli atomlar valent elektronlarini qayta taqsimlash orqali qaragma-qarshi earyadli ionlarni hosil qilish mumkin emas. Boshqa tarafdin  $O_2$ ,  $H_2$ ,  $N_2$  molekularidagi mustahkam bog'lanish Van-der-vals kuchlaridan juda sezilarli kattadir. Bunday mustahkam bog'lanish kovalent bog'lanish deb ataladi.

### 4. Metall bog'lanish.

Mendeleyev davriy jadvalining har bir davri boshlanishida turgan metallar alohida jismlar guruhini tashkil etadilar. Metall atomlari yaqin qo'shmilari bilan kovalent bog'lanish hosil qilish uchun yetarlicha valent elektronlariga ega emaslar. Masalan, mis atomi faqat bitta valent elektroniga ega va faqat bitta qo'shni atom bilan kovalent bog'lanish hosil qilishi mumkin. Ammo, mis kristall panjarasida har bir atom atrofida o'n ikkiga yaqin qo'shni atomlar mavjuddir va ular bilan bog'lanish hosil qilish kerak. Shu sababli, metallarda kovalent bog'lanishdan farqli metall bog'lanish deb ataluvchi alohida bog'lanish turi mavjuddir.

Metall atomlarida tashqi valent elektronlari yadro bilan kuchsiz bog'langan. Metall qattiq jism holatiga ega bo'lganda, atomlar bir-biri bilan juda yaqin joylashishi sababli, valent elektronlar o'z atomlarini tashlab ketib kristall panjara bo'ylab erkin harakat qilish imkoniyatiga ega bo'ladi. Natijada kristall panjarada manfiy zaryadlarning bir jinsli taqsimlanishi paydo bo'ladi va tugunlar orasidagi fazoning katta qismida elektronlarning o'rta zichligi o'zgarmasligi kuzatiladi.

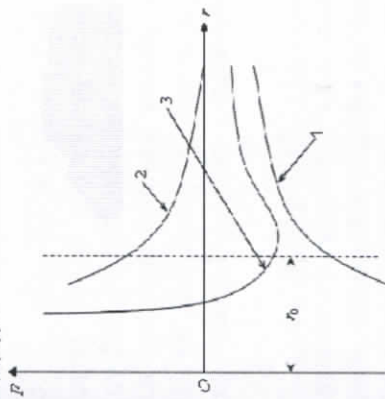
Metall kristall panjarasidagi bog'lanish, musbat ionlarni elektron gaz bilan o'zaro ta'siri natijasida paydo bo'ladi. Musbat ionlar orasidagi elektronlar, yadrolarni bir-biriga tortadi va itarish kuchlarini muvozanatlaydi. Boshqa tarafdin, ionlar orasidagi masofa kamayishi bilan tortishish kuchlari orta boshlaydi.

Ionlar orasidagi tortishish va itarish kuchlari teng bo'ladigan masofa o'rnatilganda kristall panjara mustahkamlashadi.

Atom va molekularni yaqinlashtirishda, yuqorida keltirilgan bog'lanish kuchlarining tabiatiga qaramay, ular orasida bir xil umumiy xarakterga ega bo'lgan ta'sir saqlanadi:

- nisbatan katta masofalarda tortishish kuchlari ( $F_m$ ) paydo bo'lib, zarrachalar orasidagi masofa qisqarishi bilan tez orta boshlaydi (6.1 - rasm, (2));

- nisbatan kichik masofalarda itarish kuchi ( $F_n$ ) paydo bo'lib, masofa qisqarishi bilan tortishish kuchiga nisbatan yanada tezroq orta boshlaydi (6.1 - rasm, (1)).



6.1 - rasm. Atomlar orasidagi bog'lanish kuchlari

Ma'lum bir  $r=r_0$  masofada itarish kuchlari tortishish kuchlari bilan tenglashadi va natijada natijaviy o'zaro ta'sir kuchi  $F$  nolga aylanadi (6.1 - rasm (3)), o'zaro ta'sir energiyasi  $U_c$  minimal qiymatga erishadi (6.2-rasm). Shu sababli,  $r_0$  masofaga yaqinlashgan zarrachalar holati mustahkam muvozanatdagi holatga aylanadi.

Zarrachalarning bir-biriga nisbatan  $r_0$  masofa bilan qat'iy tartibda joylashishi, to'g'ri ichki tuzilishi qattiq jism tashkil bo'lishiga olib keladi. Qattiq jismining to'g'ri ichki tuzilishi fazoviy panjara yoki kristall panjara deb ataladi.

Demak, kristalllarda atomlarning joylashishi, ularni fazoviy davriylik yoki translyatsion simmetriyalik xossasiga ega bo'lishiga olib keladi.



aylanadi. Bu musbat va manfiy ionlar Kulon qonuniga asosan ta'sirlashadilar. Bunday bog'lanish ionli yoki qutbli bog'lanish deb ataladi.

Ionlarning tortishish energiyasi quyidagiga teng:

$$U_r = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (6.2)$$

### 3. Kovalent bog'lanish.

Ionli va Van-der-vals bog'lanishlari orqali  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$  kabi molekular birikmalari hosil bo'lishini, hamda olmos va yarim o'tkazgich kristallaridagi bog'lanishlarni tushuntirish mumkin emas. Bir jinsli atomlar valent elektronlarini qayta taqsimlash orqali qarama-qarshi earyadli ionlarni hosil qilish mumkin emas. Boshqa tarafdin  $O_2$ ,  $H_2$ ,  $N_2$  molekularidagi mustahkam bog'lanish Van-der-vals kuchlaridan juda sezilarli kattadir. Bunday mustahkam bog'lanish kovalent bog'lanish deb ataladi.

### 4. Metall bog'lanish.

Mendeleyev davriy jadvalining har bir davri boshlanishida turgan metallar alohida jismlar guruhini tashkil etadilar. Metall atomlari yaqin qo'shmilari bilan kovalent bog'lanish hosil qilish uchun yetarlicha valent elektronlariga ega emaslar. Masalan, mis atomi faqat bitta valent elektroniga ega va faqat bitta qo'shni atom bilan kovalent bog'lanish hosil qilishi mumkin. Ammo, mis kristall panjarasida har bir atom atrofida o'n ikkiga yaqin qo'shni atomlar mavjuddir va ular bilan bog'lanish hosil qilish kerak. Shu sababli, metallarda kovalent bog'lanishdan farqli metall bog'lanish deb ataluvchi alohida bog'lanish turi mavjuddir.

Metall atomlarida tashqi valent elektronlari yadro bilan kuchsiz bog'langan. Metall qattiq jism holatiga ega bo'lganda, atomlar bir-biri bilan juda yaqin joylashishi sababli, valent elektronlar o'z atomlarini tashlab ketib kristall panjara bo'ylab erkin harakat qilish imkoniyatiga ega bo'ladi. Natijada kristall panjarada manfiy zaryadlarning bir jinsli taqsimlanishi paydo bo'ladi va tugunlar orasidagi fazoning katta qismida elektronlarning o'rta zichligi o'zgarmasligi kuzatiladi.

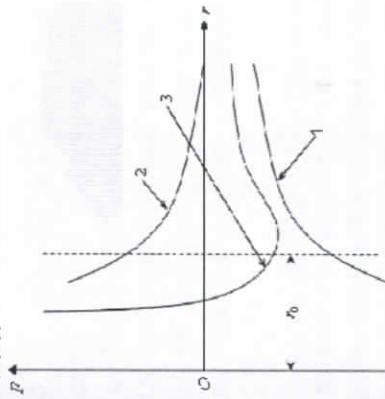
Metall kristall panjarasidagi bog'lanish, musbat ionlarni elektron gaz bilan o'zaro ta'siri natijasida paydo bo'ladi. Musbat ionlar orasidagi elektronlar, yadrolarni bir-biriga tortadi va itarish kuchlarini muvozanatlaydi. Boshqa tarafdin, ionlar orasidagi masofa kamayishi bilan tortishish kuchlari orta boshlaydi.

Ionlar orasidagi tortishish va itarish kuchlari teng bo'ladigan masofa o'rnatilganda kristall panjara mustahkamlashadi.

Atom va molekularni yaqinlashtirishda, yuqorida keltirilgan bog'lanish kuchlarining tabiatiga qaramay, ular orasida bir xil umumiy xarakterga ega bo'lgan ta'sir saqlanadi:

- nisbatan katta masofalarda tortishish kuchlari ( $F_m$ ) paydo bo'lib, zarrachalar orasidagi masofa qisqarishi bilan tez orta boshlaydi (6.1 – rasm, (2));

- nisbatan kichik masofalarda itarish kuchi ( $F_n$ ) paydo bo'lib, masofa qisqarishi bilan tortishish kuchiga nisbatan yanada tezroq orta boshlaydi (6.1 – rasm, (1)).



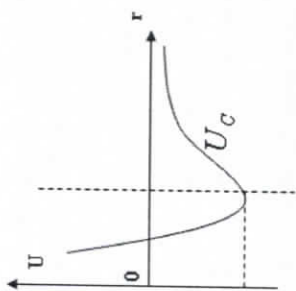
6.1 – rasm. Atomlar orasidagi bog'lanish kuchlari

Ma'lum bir  $r=r_0$  masofada itarish kuchlari tortishish kuchlari bilan tenglashadi va natijada natijaviy o'zaro ta'sir kuchi  $F$  nolga aylanadi (6.1 – rasm (3)), o'zaro ta'sir energiyasi  $U_c$  minimal qiymatga erishadi (6.2-rasm). Shu sababli,  $r_0$  masofaga yaqinlashgan zarrachalar holati mustahkam muvozanatdagi holatga aylanadi.

Zarrachalarning bir-biriga nisbatan  $r_0$  masofa bilan qat'iy tartibda joylashishi, to'g'ri ichki tuzilishi qattiq jism tashkil bo'lishiga olib keladi. Qattiq jismining to'g'ri ichki tuzilishi fazoviy panjara yoki kristall panjara deb ataladi.

Demak, kristalllarda atomlarning joylashishi, ularni fazoviy davriylik yoki translyatsion simmetriyalik xossasiga ega bo'lishiga olib keladi.





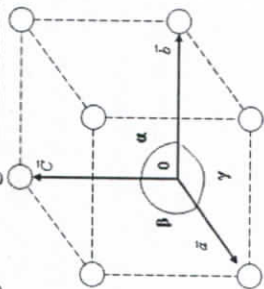
6.2 – rasm. Atomlar orasida mustahkam muvozanat holati hosil bo'lishi

Fazoviy davriylik ikki xil uchraydi: 1. Brave translyatsion panjarasi va 2. Asosli panjara. Har qanday kristallda bir tekislikda yotmagan uchta bosh yo'nalishlar mavjud, bu yo'nalishlarda bir xil vaziyatdagi qo'shni atomlar orasidagi masofalar  $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$  vektorlar orqali belgilanadi. Cheksiz kristall panjarani har bir  $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$  yo'nalishlarda, ularga karrali masofaga siljitish kristall panjarani vaziyatini o'zgartirmaydi

$$\vec{r} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}$$

Shuning uchun  $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$  vektorlar translyatsiyaning eng kichik vektorlari yoki masshtab vektorlar deb ataladi, ularning sonli kattaliklari translyatsiya davrlari deb ataladi. Uchta bosh yo'nalishlarda yotgan qandaydir tugunni parallel ko'chirish natijasida hosil qilingan panjara translyatsiya panjarasi yoki Brave panjarasi deb ataladi.  $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$  vektorlar asosida qurilgan eng kichik parallelepiped kristallning eng kichik katagi yoki elementar yacheykasi deyiladi (6.3 - rasm).

Barcha elementar yacheykalarining hajmi  $V_0 = |\vec{a}\vec{b} \cdot \vec{c}|$  ga teng bo'ladi. Kristall panjarasida atomlarning markazlari joylashgan nuqtalar – tugunlar, ular orasidagi soha tugunlararo soha deb ataladi.

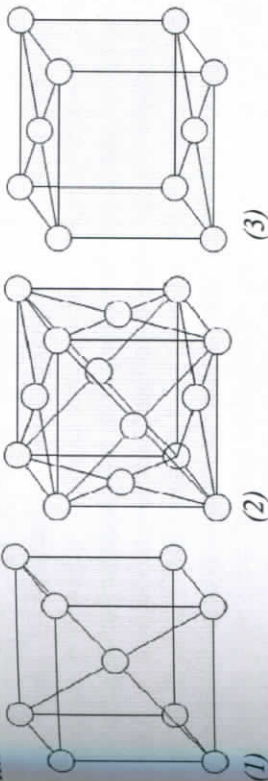


6.3 – rasm. Elementar yacheykaning asosiy parametrlari

Elementar yacheykani tavsiflash uchun, umumiy holda oltita kattaliklar kiritish zarur: elementar yacheykaning uch qirrasini ( $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ ) va ular orasidagi uchta burchaklar ( $\alpha, \beta, \gamma$ ). Bu kattaliklar elementar yacheykaning parametrlari,  $a, b, c$  kesmalarni esa, o'q birliklari deb ataladi.

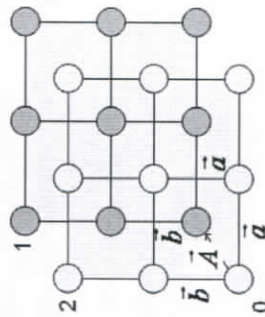
Faqat tugunlarida atomlar bo'lgan elementar yacheykani – oddiy elementar yacheyka deb ataladi.

Cho'qqilaridan tashqari, boshqa nuqtalarida atomlar joylashgan elementar yacheykalar uch xil bo'ladi: hajm bo'yicha markazlashgan panjara (1), tomonlari markazlashgan panjara (2) va asoslari markazlashgan panjara (3) (6.4 - rasm).



6.4 – rasm. Elementar yacheykalar turlari

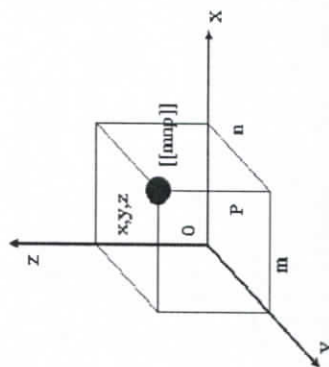
6.4.1- rasmda bir-biriga yondostirilgan ikkita Brave panjarasi (1,2) dan hosil bo'lgan panjara keltirilgan.



6.4.1 – rasm. Bir – biriga yondostirilgan Brave panjaralari

Bu ikkita Brave panjarasi  $\vec{a}, \vec{b}$  translyatsiya vektorlaridan iborat. Bunday umumiy ko'rinishdagi panjara asosli panjara deb ataladi va asosan olmos va yarim o'tkazgichlar kristallarida uchraydi.

Panjaraning istalgan tuguni holatini tanlangan koordinata boshiga nisbatan, uning uchta koordinatasi  $x, y, z$ , bilan aniqlanadi (6.5 - rasm).



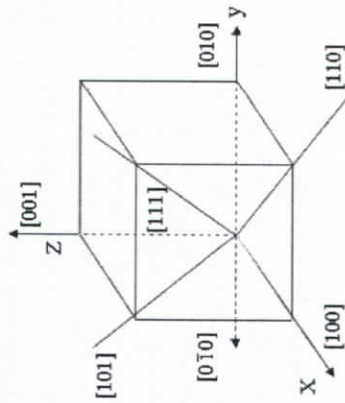
6.5 – rasm. Panjaraning tuguni holati

Bu koordinatalarni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$x = ma, \quad y = nb, \quad z = pc,$$

bu yerda  $a, b, c$  – panjara parametrlari,  $m, n, p$  – butun sonlar. Agarda uzunlik o'lchovi birligi sifatida panjara parametrlari olinsa, u holda tugunning koordinatalari oddiy  $m, n, p$  sonlardan iborat bo'ladi. Bu sonlar tugunlar indeksleri deb ataladi va quyidagicha belgilanadi  $[mnp]$ .

Kristaldagi yo'nalishlarni ifodalash uchun koordinata boshidan o'tgan to'g'ri chiziq olinadi (6.6 - rasm).



6.6 – rasm. Kristall panjaraning yo'nalishlari

Kristall yo'nalishlari quyidagicha belgilanadi:  $[mnp]$ .

Kristall panjara tekisliklarini panjara o'qini kesib o'tadigan uchta  $A, B, C$  kesmalar orqali ifodalalanadi.  $A, B, C$  o'q birliklarining teskari qiymatlari olinadi:  $1/A, 1/B, 1/C$ . Qandaydir  $D$  umumiy ko'rsatkich

tanlangandan so'ng  $n = \frac{D}{A}, \quad k = \frac{D}{B}, \quad l = \frac{D}{C}$  butun sonlar tekislik indeksleri sifatida qabul qilinadi va quyidagicha belgilanadi ( $hkl$ ).

Kristall panjaraning tuzilishi uning izotropik va anizotropik hossalarni taqozo qiladi: izotropiya kristallning barcha yo'nalishlarining har bir nuqtasida fizik hossalari bir xil bo'lishligini, anizotropiya esa turli yo'nalishlarda kristallning hossalari turlicha bo'lishligini bildiradi.

Sodda panjaralar simmetriyasi 7 - ta kristall tizimga (singoniyaga) bo'linadi. Aslida, kristall tizimlarga ajratish, Brave panjarasi ega bo'lgan turli tartibli simmetriya o'qlarining soni bo'yicha bajariladi. Fazoviy panjara simmetriyasi panjara asosiy parallelepipedning simmetriyasi bilan hamma vaqt ham mos tushavermaydi. Ammo, geksagonal panjaradan boshqa, har qanday sodda panjarada, barcha simmetriya elementlariga ega bo'lgan parallelepipedni ajratib olish mumkin. Bunday parallelepipedlarning eng kichigi Brave parallelepipedini deyiladi, ular 6 xil ko'rinishga ega. Bularga geksagonal panjara qo'shilsa 7 - ta asosiy kristall tizimlari hosil bo'ladi.

**Kubik tizim.** Bu tizimga uch xil panjara: sodda, hajm bo'yicha markazlashgan, yonlari markazlashgan kubik panjaralar kiradi. Yagona fazoviy parametrlari Brave kubi qirrasining  $a$  uzunligidir.

**Tetragonal yoki kvadratlik tizim.** Brave parallelepipedini asosi kvadrat bo'lgan to'g'ri prizmadir. Bu tizimga sodda va hajm bo'yicha markazlashgan panjaralar kiradi. Tetragonal panjaraning ikkita parametrlari bor: kvadrat asosi qirrasining  $a$  uzunligi va parallelepipedning  $c$  balandligi.

**Geksagonal tizim.** Bu tizimning asosini muntazam olti qirrali prizma tashkil qiladi. Uning asosiy parametrlari – prizma asosi tomonining  $a$  uzunligi va prizmaning  $c$  balandligidan iborat.

**Romboedrik tizim.** Brave parallelepipedini romboedr shakliga ega. Bu tizimning yagona panjarasi tomonlari bir xil romblardan iborat sodda panjaradir. Uning ikki parametri bor: romb qirrasining  $a$  uzunligi va qirralar orasidagi  $\alpha$  burchak.

**Rombik va ortogonal tizim.** Brave parallelepipedini to'g'ri burchakli bo'lib, uning uchta qiymati –  $a, b, c$  qirralarining uzunliklari panjaraning parametrlari bo'lib xizmat qiladi. Bu tizimda Brave panjarasining 4 xili: sodda, hajm bo'yicha markazlashgan, tomonlari markazlashgan va asoslari markazlashgan panjaralar mavjud.



*Monoklin tizim.* Brave parallelepiped – to'g'ri parallelepipedan iborat. Uning asosi parallelogrammadan iborat bo'ladi. Monoklin panjaraning 4 xil parametrlari bor: Brave parallelepiped qirralarining  $a, b, c$  uzunliklari va ulardan ikkitasi orasidagi burchak.

*Triklin tizim.* Bu tizimning panjaralari faqat sodda panjaralardir. Brave parallelepiped ixtiyoriy shaklda bo'lishi mumkin. Panjaraning parametrlari quyidagilardan iborat: Brave parallelepiped qirralarining  $a, b, c$  uzunliklari va ular orasidagi  $\alpha, \beta, \gamma$  burchaklar.

Atomda elektronning holati to'rtta kvant soni bilan aniqlanadi:  $n$  – bosh kvant soni,  $l$  – orbital,  $m_l$  – magnit va  $G$  – spin kvant sonlari. Vodorod atomidan farqli bo'lgan ko'p elektronli atomlarda energiya faqat  $n$  - ga emas, balki  $l$  ga ham bog'liq bo'ladi  $E(n, l)$ . Vodorod atomining uchta guruh energetik holatlariga tegishli ajralgan energetik sathlarning jotslashish chizmasi 6.1 – jadvalda keltirilgan.

Vodorod atomi uchta bosh kvant sonlariga tegishli energetik sathlarning joylashish chizmasi.

6.1 – jadval.

E (n)-energetik holatlar	Ayniganlik karrasi (2l+1)	Elektronlarning soni	Ajralgan energetik sathlar
E (3,2) 3d	5	10	----- 2 ----- 1 3d-----0 ----- -1 ----- -2
E (3,1) 3p	3	6	----- 1 3p----- 0 ----- -1
E (3,0) 3s	1	2	3s----- 0
E (2,1) 2p	3	6	----- 1 2p----- 0 ----- -1
E (2,0) 2s	1	2	2s----- 0
E (1,0) 1s	1	2	1s----- 0

Barcha  $S$  – energetik sathlar aynimagan sathlardir, chunki bu sathlarga faqat bitta elektron holati to'g'ri keladi.

$P$  – energetik sathlar 3 - karra aynigan bo'ladi va ularga elektronlarning 3 ta holati to'g'ri keladi.

Har bir holatga ikkita elektron joylashishi mumkin bo'lgani uchun, barcha sathlarni to'ldirish uchun 6 - ta elektron kerak bo'ladi. Umumiy holda/orbital kvant soni sath  $(2l+1)$  karra aynigan bo'ladi va unda  $2(2l+1)$  elektronlar joylashishi mumkin.

Erkin atom kuchli maydonga kiritilsa sathlarning ayniganligi yo'qoladi va ular  $(2l+1)$  sathlarga ajraladi. Tashqi maydon energetik sathlarning potensial chuqurlikda joylashishiga qarab har xil ta'sir etadi. Yadroga yaqinroq joylashgan elektronlarga maydon deyarli ta'sir etmaydi. Yadrodan uzoqroq joylashgan elektronlarga maydon kuchli ta'sir etaboshlaydi.

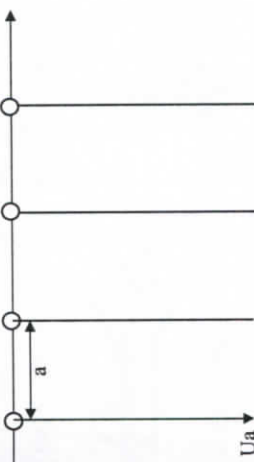
Qattiq jismlar fizikasi nazariyasining asosiy masalasi kristallardagi elektronlarning energetik spektrini aniqlashdan iborat. Kristall panjara bo'yicha elektronning harakatini quyidagi Shredinger tenglamasi orqali ifodalash mumkin:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0 \quad (6.3)$$

bu yerda  $E$  – elektronning to'la energiyasi,  $U$  – potensial energiyasi va  $m$  – uning massasidir. Agar umumlashgan elektronlar atomlar bilan yetarlicha kuchli bog'lanishni saqlab qolsalar, ularning potensial energiyasini quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$U = U_0 + \delta U \quad (6.4)$$

bu yerda  $U_0$  – alohida atomdagi elektronning potensial energiyasidir (6.7 - rasm).

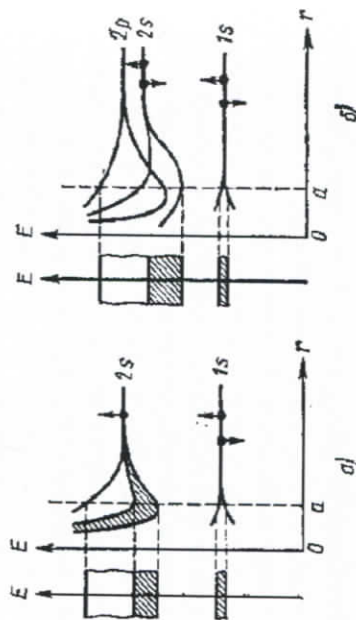


6.7 – rasm. Kristall panjara atomlari potensial energiyalari ko'rinishi

Alohida atomning har bir energetik sathiga, kristallda unga tegishli, mumkin bo'lgan energetik soha to'g'ri keladi: 1 energetik

sathga – 1senergetik soha,  $2p$  – energetik sathga –  $2p$  energetik soha va h.k.

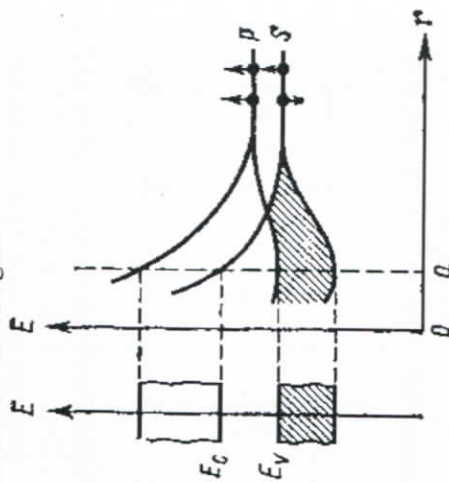
Elektronlar egallashi mumkin bo'lgan energetik sohalar taqiqlangan energetik sohalar bilan ajratilgan bo'ladi. Atomdagi elektronning energiyasi oshishi bilan mumkin bo'lgan energetik sohalar kengligi kattalasha boradi, taqiqlangan sohalar kengligi toraya boshlaydi.



6.8- rasm  
6.9 - rasm

### Litiiy va Berilliy elementlarning energetik sohalarini

6.8 – 6.9 rasmlarda misol tariqasida litiiy, berilliy va olmos tuzilishiga ega bo'lgan himiyaviy elementlarning (olmos, kremniy, germaniy) energetik sohalarini keltirilgan.



6.10 – rasm. Yarim o'tkazgichlarning energetik sohalarini

Litiiy kristallida (6.8 - rasm) 1s – sath tor energetik sohani, 2s – sath keng energetik sohani hosil qiladi. Berilliy kristallida 2s va 2p energetik sohalar bir-birini to'sib turadi va aralashgan, gibrid soha deb ataluvchi sohani hosil qiladi (26.10 - rasm).

Xuddi shunday tasvir Mendeleyev jadvali 2-guruhining asosiy elementlarida ham hosil bo'ladi.

Olmos tuzilishli kimyoviy elementlarda energetik sohalar hosil bo'lishi boshqacha kechadi. Bu yerda s – vap – energetik sathlardan hosil bo'lgan sohalar bir-biri bilan to'sishib, 2 ga ajraladi, ularning har birida bittasva uchta p – holat mavjuddir ( $sp^3$  – gibrid bog'lanish). Bu sohalar taqiqlangan soha bilan ajralib turadi. Pastdagi elektronlar joylashishi mumkin bo'lgan soha valent soha, yuqoridagisi o'tkazuvchan soha deb ataladi.

Erkin elektronning impulsi uning to'liqin vektori bilan quyidagicha bog'langan:

$$\vec{p} = \hbar \vec{k}$$

Elektronning ilgariylanma harakat tezligi esa quyidagichadir:

$$\vec{v} = \frac{\vec{p}}{m} = \frac{\hbar}{m} \vec{k} \quad (6.5)$$

Kristallda E tashqi maydon hosil qilamiz. Bu maydon elektronga quyidagi kuch bilan ta'sir qiladi:

$$\vec{F} = -q\vec{E}$$

va quyidagi tezlanish beradi:

$$a = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 E}{dk^2} \frac{d\hbar k}{dt}$$

F kuch dt vaqt ichida quyidagi ishni bajaradi:

$$dA = F \cdot \vec{v} \cdot dt = \frac{F}{\hbar} \frac{dE}{dk} dt$$

Bu bajarilgan ish elektronning energiyasini dE ga oshiradi:

$$dE = \frac{F}{\hbar} \frac{dE}{dk} dt$$

Bundan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{F}{\hbar}$$

Bu ifodani tezlanish formulasining o'ng qismiga qo'ysak, bu ifodani quyidagi ko'rinishda qayta yozishimiz mumkin:

$$a = \frac{F}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk^2} \quad (6.6)$$

Bu ifoda elektronning tezlanishi bilan E tashqi maydon orqali ta'sir qilayotgan F kuch o'rtasidagi bog'lanishni o'rnatadi, ya'ni Nyutonning



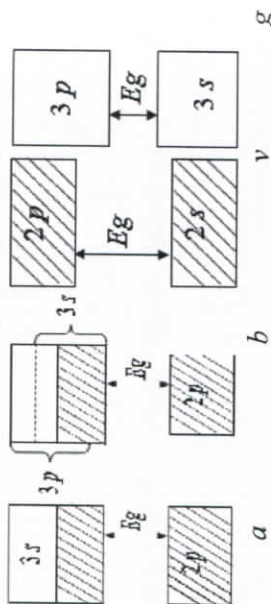
ikkinchi qonunini ifodalaydi. Demak, tashqi maydon ta'sirida elektron kristallning davriy maydonida xuddi shunday

$$m_{\text{eff}} = \frac{\hbar^2}{d^2 E} \frac{d^2 E}{dk^2} \quad (6.7)$$

massa bilan harakatlanayotgandek tuyuladi. Bu  $m_{\text{eff}}$  massa — elektronning effektiv massasi deb ataladi.

Har bir energetik soha chegaralangan miqdordagi energetik sathlardan iborat. Pauli prinsipiga asosan, har bir energetik sathni ikkita elektron oshiq bo'lgan elektronlar egallashi mumkin. Qattiq jismda, elektronlar soni chegaralangan bo'lganda, faqat quyidagi energetik sathlar elektronlar bilan to'lgan bo'ladi.

Sohalarni elektronlar egallash tabiatiga asosan, barcha jismlar ikkita katta guruhga bo'linadilar. Birinchi guruhga elektronlar to'la egallagan sohaga ega bo'lgan qattiq jismlar kiradi (6.11-a — rasm).



6.11 — rasm. Qattiq jismlar energetik sohalarini elektronlar egallash turlari

Bunday energetik soha elektronlar bilan qisman to'lgan atom sathlaridan hosil bo'lishi mumkin, (ishqor metallarida).

Qisman to'lgan soha, goh paytlarda, elektronlar to'la egallagan sohani qisman to'lgan soha to'shganda ham hosil bo'lishi mumkin. (Berilliy va ishqor metallarda) (6.11-b—rasm).

Ikkinchi guruhga elektronlar to'la egallagan sohadan yuqorida bo'sh sohalariga ega bo'lgan qattiq jismlar kiradi (6.11-v — va 6.11-g — rasmlar). Qattiq jismlarning bunday namunaviy misollariga Mendeleyev davriy jadvalining IV guruh elementlari — uglerod, kremniy, germaniy va kulrang qalay kiradilar. Bu elementlarning kristall panjaralari olmos tuzilishiga o'xshashdir.

Shu ikkinchi guruhga ko'pgina kimyoviy birikmalar — metall oksidlari, nitridlar, karbidlar, galogenidlar, ishqor metallari va boshqalar kiradi.

Qattiq jismlarning sohalar nazariyasiga asosan, tashqi energetik sohalarining elektronlari, metall yoki dielektrik bo'lishiga qaramay, sohalar bir xil harakat erkinligiga ega bo'ladilar. Bir atomdan ikkinchi atomga elektronlar tunnel o'tish orqali harakatlana oladilar. Shunga qaramay bu qattiq jismlarning elektr xususiyatlari bir-biridan juda katta farq qiladilar.

Metallarning elektr o'tkazuvchanligi  $\sigma = 10^7 \Omega^{-1} m^{-1}$  ga, yaxshi dielektriklarning elektr o'tkazuvchanligi esa  $\sigma < 10^{-11} \Omega^{-1} m^{-1}$  qiymatlarga yaqin bo'ladi. Kristall panjara bo'yicha ko'chishi mumkin bo'lgan elektronlarning borligi jismlarda elektr o'tkazuvchanlikning bo'lishiga yetarli omil emas ekan.

Kristallga  $E$  — tashqi maydon qo'yilganda, har bir elektronga bu maydon  $F = -qE$  kuch bilan ta'sir etadi. Natijada, elektronlarning tezlik bo'yicha taqsimoti simmetriyasi buziladi, tashqi kuchlarga qarshi lektronlar harakati sekinlanishiga va tashqi kuch ta'siri yo'nalishida harakatlanayotgan elektronlar tezlanishiga olib keladi.

Yuqoridagi tezlanish va sekinlanish, albatta elektronning energiyasini o'zgarishi bilan bog'liqdir, bu esa elektroni yuqori va quyi energiyali yangi kvant holatlariga o'tishini belgilaydi. Bunday o'tishlar, elektronlar egallagan energetik sohada bo'sh holatlar bo'lgandagina sodir bo'ladi. Chunki bu vaziyatda kuchsiz elektr maydoni ham elektronga bo'sh kvant holatlarga o'tish uchun yetarlicha qo'shimcha impuls beraoladi.

Natijada, qattiq jismdan tashqi maydon yo'nalishiga qarshi harakatlanayotgan elektronlarning imtiyozli oshadi va elektr tokini hosil bo'lishiga olib keladi. Bunday qattiq jismlar yaxshi o'tkazgichlar bo'lishi kerak.

Endi kristallning elektronlar bilan to'la egallangan valent sohasidan, o'tkazuvchanlik sohasi  $E_g$  keng energetik tirqish bilan ajralgan bo'lsin. Bunday kristallga qo'yilgan tashqi maydon elektronlarni yuqoridagi bo'sh o'tkazuvchanlik sohasi  $E_g$  o'tkaza olmaganligi uchun valent sohasidagi elektronlarning harakati tusini o'zgartira olmaydi.

Bo'sh energetik sathlardan holi bo'lgan valent sohada elektronlar tezligi bo'yicha taqsimot simmetriyasini buzmasdan, faqat o'z o'rinlarini almashtirishlari mumkin. Shuning uchun, bunday jismlarda tashqi elektr maydon elektronlarning yo'naltirilgan harakatini hosil qila olmaydi. Bunday qattiq jismlar, tashqi maydon ta'sirida elektr toki hosil bo'lmagani uchun, u elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lmaydi.



Xulosa qilib aytganda, elektr o'tkazuvchanlik bo'lishi uchun qattiq jismlar energetik spektrida elektronlar bilan qisman to'ldirilgan energetik sohalar bo'lishi zarur.

Qattiq jismlar energetik spektrida bunday qisman to'lgan energetik sohalar bo'lmaydi. Ikkinchi guruhdagi qattiq jismlarning taqviqlangan sohasi kengligiga qarab, ularni dielektrik va yarimo'tkazgichlarga bo'lish mumkin.

Dielektriklarga, nisbatan keng taqviqlangan sohaga ega bo'lgan qattiq jismlar kiradi. Odatdagi dielektriklar taqviqlangan sohasi kengligi  $E_g > 3\text{eV}$  dan katta bo'ladi. Masalan, olmosda  $E_g = 5,2\text{eV}$ , bornitrida  $E_g = 4,6\text{eV}$ , alyumin oksidida  $Al_2O_3$  -  $E_g = 7\text{eV}$  ga teng.

Tor energetik sohalariga ega bo'lgan qattiq jismlar yarimo'tkazgichlarga kiradi, ularning kengligi taxminan  $\sim 1\text{eV}$  atrofida bo'ladi.

Masalan: Germaniyda ( $Ge$ ):  $E_g = 0,66\text{eV}$ ;  
Kremniyda ( $Si$ ):  $E_g = 1,08\text{eV}$ ;  
Antimonid indiyda ( $InSb$ ):  $E_g = 0,17\text{eV}$ ;  
Arsenid gallyida ( $GaAs$ ):  $E_g = 1,42\text{eV}$ .

Drude, Tompson, Lorens va boshqalar tomonidan yaratilgan metallarning klassik elektron nazariyasida metall kristall panjarasini to'ldirgan elektron gazi molekulyar fizikaning ideal gazi deb hisoblanadi va kristall panjara bilan issiqlik muvozanatida bo'ladi. Undan tashqari elektron gaz o'zining xususiy hajmiga ega emas va elektronlar bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashmaydi deb hisoblanadi.

Umuman har bir zarrachaning harakat holati uchitax,  $y$ ,  $z$  koordinatalar va  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$  tezlikning tashkil etuvchilari yoki  $\vec{r}$  va  $\vec{p}$  (yoki  $\vec{p}$ ) vektor kattaliklar bilan belgilanadi. Elektronning xususiy hajmini kristallning ma'lum birlik hajmiga nisbatan hisobga olmaslik haqiqatda o'rinnidir. Masalan, klassik nazariyada elektronning radiusi  $r_0 \approx 10^{-15}\text{m}$  hajmi  $V_0 = 10^{-45}\text{m}^3$  ga teng. Agarda kristallning birlik hajmida elektronlar konsentratsiyasi  $n_0 \approx 10^{28}\text{m}^{-3}$  ga teng bo'lsa, u holda kristallning birlik hajmida elektronlarning egallagan umumiy xususiy hajmi  $b = nV_0 = 10^{-17}$  qismiga teng.

Endi elektronlarning bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashishi to'g'risida mulohaza qilib ko'ramiz. Elektronning zaryadi  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}\text{C}$ , kristall panjara doimiy  $10^{-10}\text{m}$  ga teng bo'lgan masofada elektronlar taxminan  $2 \cdot 10^{-8}\text{H}$  kuch bilan o'zaro ta'sirlashadilar. Bu kuch ta'sirida

elektronning olgan tezlanishi  $\vec{a} = \frac{F}{m} = 2 \cdot 10^{22}\text{m/s}^2$ , Kulon o'zaro ta'sir energiyasi  $(r \sim 10^{-10}\text{m}$  bo'lganda) taxminan  $14\text{eV}$  ga teng bo'ladi.

Elektronlar orasidagi kuchli itarish kuchidan tashqari, uning ta'ribida bo'lgan elektronlar bilan yadrolar orasida tortishish kuchlari mavjuddir. Har bir elektron yuqoridagi itarish va tortishish kuchlari ta'sirida harakatlanadilar. Ana shu holat, harakatdagi elektronlar o'zaro ta'sirida bo'lmaydi degan tasavvurni bildiradi.

Berilgan temperaturada elektronlar kristall panjarada tartibsiz harakat qiladilar va panjara ionlar bilan to'qnashganda tezliklarning miqdorini (moduli) va yo'nalishni o'zgartiradilar. Elektron tezligining modulini o'zgarishi uning kinetik energiyasini o'zgarishiga olib keladi. Termodinamik muvozanat holatida elektron gazning temperaturasi panjara temperaturasiga yaqin bo'ladi.

Elektronlarning panjara ionlarida sochilish xarakteri tasodif bo'lgani uchun, bitta elektronning, uzoq vaqt oraligidagi, o'rtacha tezligi va uning o'rtacha siljishi vektor kattaliklar bo'lgani uchun, nolga tengdir. Barcha elektronlar bir xil sharoitda bo'lgani uchun bu fikr istalgan elektronga ham tegishlidir.

Tartibsiz harakatdagi elektronlarning o'rtacha ko'chishi nolga teng bo'lgani uchun, tartibsiz harakat elektr tokini, ya'ni qandaydir ko'ndalang yuza kesimi bo'yicha yo'naltirilgan zaryadlar ko'chishini hosil qilmaydi. Demak, elektr tokini hosil qilish uchun elektronlarning yo'naltirilgan harakatini qo'zg'atish kerak, uning uchun elektronlarga elektr maydon, temperatura gradiyenti, birjinsli bo'lmagan yoritilganlik va boshqa tashqi ta'sir berish kerak.

Kristall panjarada Elektron maydoni hosil qilinganda har bir elektronga maydonga qarshi yo'nalgan  $F = -qE$  kuch ta'sir etadi va elektronlarning bir tomonga yo'naltirilgan harakatini vujudga keltiradi. Ya'ni elektr tokini hosil etadi. Bu hosil bo'lgan tokni quyidagicha hisoblash mumkin.  $F$  kuch ta'sirida elektron  $l = v_x \tau$  erkin yugurish yo'lining oxirida yo'naltirilgan harakatning  $\vartheta_x$  - tezligiga erishadi.

$$\vartheta_x = at = \frac{F}{m} \tau = \frac{eE}{m} \tau \quad (6.8)$$

bu yerda  $m$  - elektron massasi,  $a$  - harakat tezlanishi,  $\tau$  - o'rtacha erkin yugurish yo'lini bosib o'tish uchun ketgan vaqt. Elektr maydoni ta'sirida elektronlar majmuasining yo'naltirilgan harakati dreyf deb ataladi va shu yo'naltirilgan harakat tezligi  $\vartheta_x$  dreyf tezligi deb ataladi.



Kristall panjara tuguni (ion) bilan elektron to'qnashganda  $\varphi_x$  tezlik nolga aylanadi. Shuning uchun elektronning tartibli harakati o'rtacha tezligi quyidagiga teng bo'ladi:

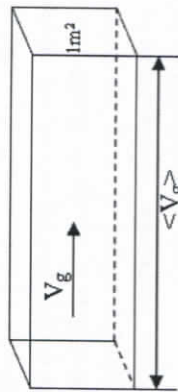
$$\langle \varphi_x \rangle = \frac{\varphi_x}{2} = \frac{e\tau}{2m} E \quad (6.9)$$

bu yerda  $\tau = \frac{\ell}{\langle v \rangle}$ ,  $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$  — miqdori jihatidan  $\langle \varphi_x \rangle$  dan sezilarli katta bo'lgan elektronning issiqlik harakati o'rtacha tezligi,  $v$  — tezlikni nolga aylanishi uchun zarur bo'lgan to'qnashishlar soni.

$$\langle \varphi_x \rangle = \frac{E}{2m \langle v \rangle}, \quad \mu = \frac{\langle \varphi_x \rangle}{E} = \frac{e\tau}{2m \langle v \rangle} \quad (6.10)$$

bu yerda  $\mu$  — dreyf tezligini elektr maydon kuchlanganligi bilan bog'lovchi kattalik, elektronlarning harakatchanligi deb ataladi. Elektronlarning harakatchanligi kuchlanishga ega bo'lgan elektr maydonidagi dreyf tezligiga miqdor jihatdan teng kattalikka aytiladi.

Elektronning tartibli harakati o'rtacha tezligi  $\langle \varphi_x \rangle$  ga teng bo'lganda, oqimga perpendikulyar bo'lgan  $1 \text{ m}^2$  yuzadan  $1$  sek vaqt ichida qirradi  $\langle \varphi_x \rangle$  ga teng bo'lgan parallepiped ichida joylashgan barcha elektronlar o'tadi (6.12 - rasm). Bu parallepipedning hajmi  $\langle \varphi_x \rangle$  ga teng va bu hajmdagi elektronlar soni  $n \langle \varphi_x \rangle$  ga teng.



6.12 — rasm.  $\langle \varphi_x \rangle$  harakat tezlikli elektronlar oqimi

Bu yerda  $n$  — metalldagi elektronlar konsentratsiyasi. Shuning uchun o'tkazgichdagi tok zichligi  $j = en \langle \varphi_x \rangle = en \mu E$  ga teng. O'tkazgichning solishtirma o'tkazuvchanligi  $\sigma = \frac{j}{E} = en \mu$  ga teng. Solishtirma o'tkazuvchanlik ifodasi quyidagicha:

$$\sigma = \frac{e^2 n l}{2m \langle \varphi_x \rangle} \quad (6.11)$$

Misol tariqasida kumushning solishtirma o'tkazuvchanligining absolyut qiymatini hisoblab ko'ramiz.

Quyidagi koeffitsiyentlarni berilgan deb hisoblaymiz:  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ,  $m = m_0 = 9 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ ,  $n = 6 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$ ,  $l = 3 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ . Issiqlik harakatining

o'rtacha tezligini  $\langle \varphi_x \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$  deb olsak, u  $300 \text{ K}$  da  $\langle \varphi_x \rangle = 1,08 \cdot 10^5 \text{ m/s}$  ga teng bo'ladi. Kumushning solishtirma o'tkazuvchanligini (6.11) ifoda orqali hisoblash quyidagi natijani beradi:

$$\sigma = \frac{e^2 n l}{2m \langle \varphi_x \rangle} \approx 2,4 \cdot 10^6 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$$

Amalda,  $300 \text{ K}$  dagi tajriba natijalari kumushning solishtirma o'tkazuvchanligi  $6,3 \cdot 10^6 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$  ga teng ekanligini ko'rsatadi. Bu qiymatga erishish uchun (6.11) — ifodadagi  $\langle l \rangle$  — o'rtacha erkin yugurish yo'li qiymati o'rniga  $7,5 \cdot 10^{-9}$  m qiymatni olish kerak bo'ladi, ya'ni kristall panjara doimiyini 25 marta katta deb olish kerak bo'ladi.

Klassik nazariyaning bunday kamchiliklari asosan, metallning erkin elektronlarini Maksvell-Boltsman statistikasi bo'ysunadigan ideal molekulyar gaz zarrachalari deb hisoblashdan kelib chiqadi.

Kvant nazariyasiga asosan, metall kristall panjarasini egallagan umumlashgan elektronlar Fermi-Dirak statistikasi bo'ysunadigan aynigan elektron gazni hosil qiladi. Fermi-Dirak statistikasi asoslangan metallar elektr o'tkazuvchanligini hisoblash quyidagi ifodani beradi:

$$\sigma_{kv} = \frac{e^2 n l(E_F)}{m \langle \varphi_x(E_F) \rangle} \quad (6.12)$$

bu yerda  $l(E_F)$  — Fermi energiyasiga ega bo'lgan elektronning o'rtacha erkin yugurish yo'li,  $\langle \varphi_x(E_F) \rangle$  — shunday elektronning o'rtacha tezligidir.

Klassik va kvant nazariyalarning elektr o'tkazuvchanlik ifodalari mos ravishda (6.11) va (6.12), tashqi ko'rinishlari bilan bir-biriga o'xshashlar ham, bu ifodalarning mazmunlari bir-biridan farq qiladi.

Kvant nazariya elektronlarni to'liqin xususiyatiga ega bo'lgan zarrachalar deb hisoblaydi, metall bo'yicha o'tkazuvchanlik elektronlari harakatini esa, uzunligi de-Broyl ifodasi

$$\langle l \rangle = \frac{h}{p} = \frac{h}{m \varphi}$$

bilan aniqlanadigan elektron to'liqlarning tarqalish jarayoni deb tasavvur etadi. Elektron to'liqlar tarqalish jarayoni shunday kechadi.

Tugunlarida qo'zg'almas ionlar joylashgan nuqsonsiz kristall panjara elektron to'liqlarga qarshilik qilmay, ularni sochmaydi. Erkin



elektronlar oqimi panjarada to'siqsiz harakat qiladi va panjara elektr toki oqimiga qarshilik qilmaydi.

Elektron to'liqlarning sochilish jarayoni, o'Ichami to'liqin uzunligidan katta bo'lgan, sochilish markazlarini kristall panjarada hosil bo'lishidan paydo bo'ladi deb hisoblanadi. Bunday markazlar, birinchi navbatda, panjara tugunlarini issiqlikdan tebranishi hisobiga zichlik nojinsligi hosil bo'lishidan paydo bo'luvchi, kristall panjara aslligini buzilishidan iboratdir.

Issiqlik hisobiga betartib tebranuvchi, qattiq jismni tashkil etuvchi behisob atomlar ichida muayyan vaqtda bir-biriga qarama-qarshi harakatlanuvchi atomlar uchrab turadi. Bu vaqtda ular orasidagi masofalar qo'zg'olmas panjara tugunlari orasidagi masofadan kichik yoki katta bo'lishi mumkin. Shunday qilib, qattiq jism panjara tugunlarining issiqlik harakati hisobiga har vaqtda mikroskopik bir jinsli bo'lmagan sohalar hosil bo'ladi. Odatda, ularning o'Ichami erkin elektronlarning to'liqin uzunligidan katta bo'lishi hisobiga elektron to'liqlarni sochuvchi effektiv markazlarga aylanadi.

Elektron to'liqlarni sochuvchi markazlarning boshqa manba'lari metallardagi boshqa yot kirishmalar atomlaridan iboratdir. Bu sovuchi markazlar absolyut toza metallarda elektr qarshiligi paydo bo'lishiga asosiy sababchilardir.

Yuqoridagilarga asoslanib, metallarning solishtirma qarshiligini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\rho = \rho_T + \rho_H$$

bu yerda  $\rho_T$  - kristall panjaraning issiqlik tebranishidan hosil bo'luvchi solishtirma qarshilikdir,  $\rho_H$  - nuqsonlar, kirishmalar atomlarida elektron to'liqlarning sochilish hisobiga paydo bo'luchi qarshilikdir.

$T \rightarrow 0$  bo'lganda,  $\rho_T \rightarrow 0$  ga intiladi va  $\rho \approx \rho_H$  bilan aniqlanadi.  $\rho_H$  - temperaturaga bog'liq emas. Shuning uchun  $T = 0$   $^0K$  da u yo'qolmaydigan qoldiq qarshilik bo'lib hisoblanadi.

Metallarda qoldiq qarshilikka kirishma atomlarining ta'sirini o'rganish maqsadida 1941 yilda Kamerling - Onnes o'ta tozalangan simob ustida izlanishlar olib bordi. Izlanish jarayonida kutilmagan natijani kuzatdi:  $T=4,2K$  temperaturada simobning qarshiligi sakrab nolga intila boradi.

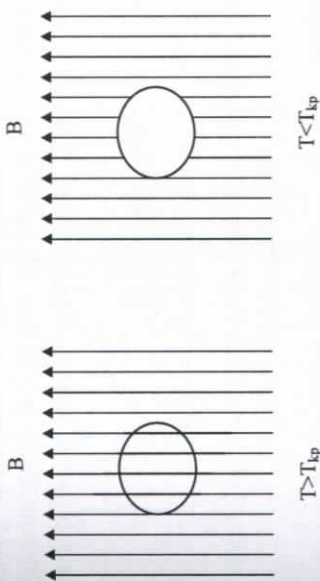
Bu o'tkazgichda induksiya langan elektr toki qarshiliksiz, istalgan uzoq vaqtgacha saqlanib qoldi. Bu hodisa o'tao'tkazuvchanlik hodisasi deb ataladi.

Moddaning o'tao'tkazuvchanlik holatiga o'tish temperaturasi  $T_K$  - shu holatga o'tishning kritik temperaturasi deb ataladi.

Meysner va Oksenfeld 1933 yili o'tao'tkazgich moddalar ichidan tashqi yoki ichki magnit maydonlarni itarib chiqilishi hodisasini kuzatganlar (6.13 - rasm).

$$\lambda = -\frac{1}{4}\pi$$

O'tao'tkazgichning ichidan magnit maydoni kuch chiziqlarining itarilib chiqilishi, unda magnit induksiyasi  $B = 4\pi M + H$  nolga tengligini anglatadi. Magnit qabul qilish xususiyati manfiy:



6.13 - rasm. O'tao'tkazish hodisasida qattiq jismlarda magnit maydonini siqib chiqarish

Shu sababli, o'tao'tkazgichni past temperaturalarda juda yaxshi o'tkazgich bo'lishi bilan ideal diamagnetik deb hisoblash mumkin.

O'tao'tkazuvchanlik holatini kuchsiz  $H$  magnit maydoni bilan buzish mumkin va bu magnit maydon qiymatini  $H_K$ -kritik magnit maydoni deb ataladi.  $H_K$  ning qiymati temperaturaga bog'liq va moddaning  $T_K$  - kritik temperaturasida nolga teng bo'lib, temperatura pasayishi bilan o'zining maksimal qiymatiga erishadi.

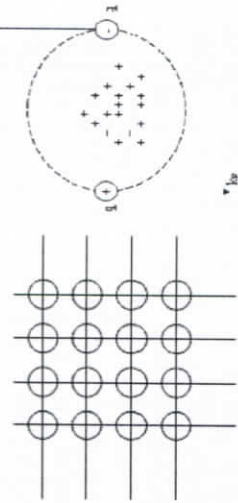
O'tao'tkazuvchanlik holatiga o'tgan toza metallarda issiqlik o'tkazuvchanligi kamayadi. Bu holatda metallarda issiqlik o'tkazishga bog'liq ko'chish hodisalariga javobgar erkin elektronlar kristall panjara bilan o'zaro ta'sirini yo'qota boshlaydi va issiqlik o'tkazishda qatnashaolmaydi.

Izlanishlar natijasida o'tao'tkazuvchanlik holatiga o'tgan toza metallar energetik spektrining Fermi-sathi atrofiga juda tor bo'lgan energetik tirqish hosil bo'lishi tajribada kuzatilgan. Tabiiyki, o'tao'tkazgichlarning o'tkazuvchanlik sohasida tor energetik tirqish



hosil bo'lishi elektronlarning qandaydir qo'shimcha o'zaro ta'siri natijasida hosil bo'lishi kerak.

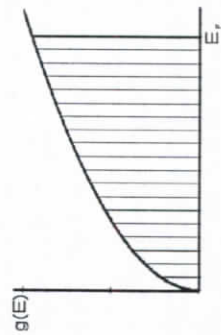
O'tkazuvchanlik sohadagi erkin elektronlarning kristall panjara bo'ylab harakatida ionlar bilan o'zaro ta'sirlashib ularni o'zgina bo'lsa ham muvozanat holatidan siljitiba, musbat zaryadlarning fazoviy nojinsligini hosil qiladi va kristall panjaraning ayrim qismlaridagi ortiqcha musbat zaryad boshqa elektronlarni o'ziga tortadi. Shu sababli, metallarda elektronlar orasidagi o'zaro itarish kuchlaridan tashqari ortiqcha musbat zaryadlar bilan bog'liq bo'lgan tortishish kuchlari paydo bo'ladi (6.14 - rasm). Agarda, bu tortishish kuchlari itarish kuchlaridan katta bo'lsa, o'zaro bog'langan juft elektronlar hosil bo'lish ehtimolligi ortadi. Bu bog'langan juftlar - Kuper juftlari deb ataladi.



6.14 - rasm. O'tao'tkazish hodisasida Kuper juftlarini hosil bo'lishi

Kuper juftlari butun sonli spinga ega bo'lganligi uchun ular bozon zarrachalar deb ataladi. Butun sonli spinli bozon zarrachalar kvant zarrachalar bo'lishiga qaramay Pauli prinsipiga bo'ysunmaydi.  $T \rightarrow 0$  ga intilganda bitta energetik sathni bozonlar egallay boshlaydi. Kuper juftligi hosil bo'lganda tizimning energiyasi juftdagi elektronlarning  $E_s$  - bog'lanish energiyasi qiymatiga kamayadi.

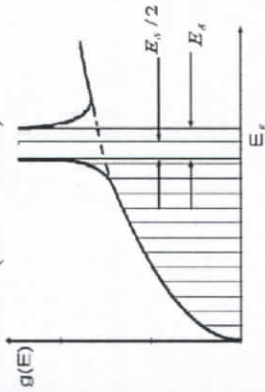
Metallar normal holatda bo'lganligidagi o'tkazuvchanlik sohasi elektronlari  $T = 0K$  da  $E_F$  - maksimal energiyaga ega bo'ladi (6.15 - rasm).



6.15 - rasm. Normal holatdagi metallarda holatlar zichligining energiyaga bog'liqligi

Bog'langan juftlikka o'tganda ikkita elektronning energiyasi  $E_s$  - bog'lanish energiyasiga, har birining energiyasi esa  $E_s/2$  - qiymatga kamayadi.

Shuning uchun bu juftlikni buzib, elektronlarni normal erkin elektron holatiga o'tkazish uchun energiya sarf qilish zarur bo'ladi. Juftlik holatida bo'lgan elektronlarning yuqori energetik sathi bilan normal elektronlarning sathi orasida  $E_s$  - kenglikka teng bo'lgan energetik tirqish hosil bo'ladi (6.16 - rasm).



6.16 - rasm. O'tao'tkazuvchanlik holatga o'tishdagi energetik tirqishning hosil bo'lishi

Tirqishning chegarasida holatlar zichligining qiymati oshganligi sababli, torlashgan  $E_T/2$  sohada, o'tkazuvchanlik sohasining barcha elektronlarini joylashtirish mumkin bo'lgan energetik holatlar paydo bo'ladi.

Nazariy hisoblashlar va jadvalda keltirilgan ma'lumotlarga ko'ra  $E_s$  ning qiymati metallning o'tao'tkazuvchanlik holatiga to'g'ri kelgan  $kT_k$  - issiqlik harakati energiyasiga teng. Asosiy energetik sathga joylashgan elektronning yutishi mumkin bo'lgan minimal energiya porsiyasi  $kT_k \approx (0,001 \div 0,01)eV$  ga teng.

Past temperaturalarda  $kT \sim 8,6 \cdot 10^{-5} eV$  ga yaqin bo'lgani sababli, kristall panjaradagi elektron  $\kappa T_k$  ga teng energiya porsiyasini olo olmaydi, Kuper juftligidagi elektronlar, past energetik sathlardagi o'tkazuvchanlik sohasidagi normal elektronlar bilan o'zaro ta'sirda bo'lmay, metallning kristall panjarasi bo'ylab qarshilikka uchramay harakatini davom etdiradi.

Temperatura ortishi bilan elektronlarning kristall panjaradan oladigan energiya porsiyalari  $\kappa T_k$  ga yaqin bo'ladi va elektronlar asosiy energetik sathlaridan aynigan energetik sathlarga o'taboshlaydi.



Temperatura  $T_k$  ga yetganda  $E_g$  — energetik tirqish va o'ta o'tkazuvchanlik holati yo'qoladi.

Shuni qayd qilish kerakki, o'tkazuvchanlik sohasining hamma elektronlari Kuper juftligini hosil qilishda qatnasha olmaydi. Kuper juftligi hosil bo'lishi uchun elektronlarning energiyasi juda bo'lmaganda  $E_g/2$  ga o'zgarishi kerak, shuning uchun Fermi energiyasi yaqinidagi  $E_g/2$  ga teng energetik sohadagi elektronlar ishtirok etishi mumkin. Taxminiy hisoblashlarga ko'ra o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlarning  $\sim 10^{-4}$  qismigina Kuper juftlikni hosil qilishda ishtirok etishlari mumkin.

### 6.1-§. Fizikaviy statistika

To'plam holatini belgilash uchun uning termodinamik parametrlarini ko'rsatish lozim. Zarrachalar holatini belgilash uchun ularning koordinatalari va impulsining tashkil etuvchilarini keltirish lozim. Bu ikki kattaliklarni o'zaro bog'lanishini statistik taqsimot funksiyasi amalga oshiradi

$$N_{\text{nb}}(E)dE \quad (6.1.1)$$

$N_{\text{nb}}(E)dE$  — holati  $\mu$  va  $T$  termodinamik parametrlar bilan ifodalanadigan tizimdagi,  $E$  dan  $E+dE$  gacha energetik oraliqdagi zarrachalar sonini belgilaydi. Bunday funksiya to'la statistik taqsimot funksiyasi deb ataladi.

To'la taqsimot funksiyasini  $dE$  energetik oraliqqa to'g'ri keladigan  $g(E)dE$  holatlar sonini, bu holatlarni zarrachalar egallashi mumkin bo'lgan ehtimolikka ko'paytmasidan iborat deb tasavvur etish mumkin:

$$N(E)dE = f(E)g(E)dE \quad (6.1.2)$$

$f(E)$  — funksiya taqsimot funksiyasi deb ataladi va u berilgan holatlarni zarrachalar egallashi ehtimolligini ifodalaydi. Masalan, 100 ta yonmayon turgan energetik holatlarga 10 ta zarracha to'g'ri kelsa, ularni zarrachalar egallash ehtimolligi  $f(E)=0,1$  ga teng bo'ladi. Har bir holatga o'rtacha 0,1 ta zarracha to'g'ri kelgani uchun,  $f(E)$  funksiyasi shu holatda turgan zarrachalarning o'rtacha sonini ko'rsatadi.

Klassik mexanikada zarracha holatini, uning uchta  $x, y, z$  koordinatalari va impulsining uchta tashkil etuvchilari ( $p_x, p_y, p_z$ ) bilan belgilash mumkin.  $x, y, z, p_x, p_y, p_z$  koordinata o'qlariga ega bo'lgan olti o'lchamli fazoni tasavvur qilamiz. Bu fazoda zarrachaning

har bir momentdagi holati  $(x, y, z, p_x, p_y, p_z)$  nuqta bilan aniqlanadi va bunga o'xshash nuqtalar fazoviy nuqtalar deb ataladi. Fazoviy hajm elementi quyidagi kattalik bilan ifodalanadi:

$$\Delta G = \Delta G_x \Delta G_y \Delta G_z = dx dy dz dp_x dp_y dp_z \quad (6.1.3)$$

Bu yerda  $\Delta G_x = dx$   $dy$   $dz$  koordinatalar fazosi hajmi elementini,  $\Delta G_y = dp_x$   $dp_y$   $dp_z$  — impulsilar fazosi hajmi elementini belgilaydi.

Klassik zarrachaning koordinatalari va impulsilari uzluksiz o'zgarigani uchun,  $\Delta G_x \Delta G_y \Delta G_z$  — elementlar va ular bilan  $\Delta G$  element imkonini boricha kichik bo'lishi kerak.

O'zaro ta'sirlashmaydigan, tashqi maydon ta'sirida bo'lmagan zarrachalar tizimi uchun zarrachalar potentsial energiyasi nolga teng bo'ladi. Bunday zarrachalar erkin zarrachalar deb ataladi. Bu zarrachalar uchun olti o'lchamli fazo o'rniga uch o'lchamli impulsilar fazosidan foydalanish qulay, chunki zarrachalar holatiga hech qanday cheklashlar qo'yilmagani uchun,  $\Delta G_x$  fazo elementi — zarrachalar harakatlanadigan oddiy hajmga tengdir.

Agarda zarrachalar to'liq xususiyatiga ega bo'lsalar olti o'lchamli fazoni oddiy elementlarga ajratib bo'lmaydi. Zarrachalarning to'liq xususiyatiga ega bo'lishi,  $dx, dy, dz, dp_x, dp_y, dp_z$  fazo elementi  $\hbar^3$  dan kichik bo'lsa, noaniqliklar prinsipiga asosan  $x, y, z, p_x, p_y, p_z$  va  $x+dx, y+dy, z+dz, p+dp_x, p_y+dp_y, p_z+dp_z$  ikki holatni bir-biridan ajratib bo'lmaydi. Boshqacha qilib aytganda, fazo elementi  $\hbar^3$  dan kichik bo'lmagan taqdirda, mikro-zarrachalarning kvant holatiga to'g'ri keladi. Shu sababli, kvant statistikasida olti o'lchamli fazoning (eng kichik katagi) elementar yacheykasi  $\hbar^3$  ga teng deb olinadi.

$$\Delta G = \Delta G_x \Delta G_y \Delta G_z = \hbar^3 \quad (6.1.4)$$

Erkin mikro-zarrachalar uchun

$$\Delta G_r = \frac{\hbar^3}{g} \quad (6.1.5)$$

Har bir shunday elementga bir-biridan ajratib bo'ladigan kvant holat to'g'ri keladi. Olti o'lchamli fazoni  $\hbar^3$  yoki  $\frac{\hbar^3}{g}$  chekli o'lchamli kataklarga bo'lish fazoni kvantlash deb ataladi.

Zarrachalarning  $E$  dan  $E+dE$  energiya bo'lagiga to'g'ri kelgan holatlar sonini hisoblab ko'ramiz. Impulsilar fazosida radiuslari  $p$  va  $p+$



Temperatura  $T_k$  ga yetganda  $E_g$  — energetik tirqish va o'ta o'tkazuvchanlik holati yo'qoladi.

Shuni qayd qilish kerakki, o'tkazuvchanlik sohasining hamma elektronlari Kuper juftligini hosil qilishda qatnasha olmaydi. Kuper juftligi hosil bo'lishi uchun elektronlarning energiyasi juda bo'lmaganda  $E_g/2$  ga o'zgarishi kerak, shuning uchun Fermi energiyasi yaqinidagi  $E_g/2$  ga teng energetik sohadagi elektronlar ishtirok etishi mumkin. Taxminiy hisoblashlarga ko'ra o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlarning  $\sim 10^{-4}$  qismigina Kuper juftlikni hosil qilishda ishtirok etishlari mumkin.

### 6.1-§. Fizikaviy statistika

To'plam holatini belgilash uchun uning termodinamik parametrlarini ko'rsatish lozim. Zarrachalar holatini belgilash uchun ularning koordinatalari va impulsining tashkil etuvchilarini keltirish lozim. Bu ikki kattaliklarni o'zaro bog'lanishini statistik taqsimot funksiyasi amalga oshiradi

$$N_{\text{nb}}(E)dE \quad (6.1.1)$$

$N_{\text{nb}}(E)dE$  — holati  $\mu$  va  $T$  termodinamik parametrlar bilan ifodalangan tizimdagi,  $E$  dan  $E+dE$  gacha energetik oraliqdagi zarrachalar sonini belgilaydi. Bunday funksiya to'la statistik taqsimot funksiyasi deb ataladi.

To'la taqsimot funksiyasini  $dE$  energetik oraliqqa to'g'ri keladigan  $g(E)dE$  holatlar sonini, bu holatlarni zarrachalar egallashi mumkin bo'lgan ehtimolikka ko'paytmasidan iborat deb tasavvur etish mumkin:

$$N(E)dE = f(E)g(E)dE \quad (6.1.2)$$

$f(E)$  — funksiya taqsimot funksiyasi deb ataladi va u berilgan holatlarni zarrachalar egallashi ehtimolligini ifodalaydi. Masalan, 100 ta yonmayon turgan energetik holatlarga 10 ta zarracha to'g'ri kelsa, ularni zarrachalar egallash ehtimolligi  $f(E)=0,1$  ga teng bo'ladi. Har bir holatga o'rtacha 0,1 ta zarracha to'g'ri kelgani uchun,  $f(E)$  funksiya shu holatda turgan zarrachalarning o'rtacha sonini ko'rsatadi.

Klassik mexanikada zarracha holatini, uning uchta  $x, y, z$  koordinatalari va impulsining uchta tashkil etuvchilari ( $p_x, p_y, p_z$ ) bilan belgilash mumkin.  $x, y, z, p_x, p_y, p_z$  koordinata o'qlariga ega bo'lgan olti o'lchamli fazoni tasavvur qilamiz. Bu fazoda zarrachaning

har bir momentdagi holati  $(x, y, z, p_x, p_y, p_z)$  nuqta bilan aniqlanadi va bunga o'xshash nuqtalar fazoviy nuqtalar deb ataladi. Fazoviy hajm elementi quyidagi kattalik bilan ifodalanadi:

$$\Delta G = \Delta G_x \Delta G_y \Delta G_z = dx dy dz dp_x dp_y dp_z \quad (6.1.3)$$

Bu yerda  $\Delta G_x = dx$   $dy$   $dz$  koordinatalar fazosi hajmi elementini,  $\Delta G_y = dp_x$   $dp_y$   $dp_z$  — impulsilar fazosi hajmi elementini belgilaydi.

Klassik zarrachaning koordinatalari va impulsilari uzluksiz o'zgarani uchun,  $\Delta G_x \Delta G_y \Delta G_z$  — elementlar va ular bilan  $\Delta G$  element imkonli borchika kichik bo'lishi kerak.

O'zaro ta'sirlashmaydigan, tashqi maydon ta'sirida bo'lmagan zarrachalar tizimi uchun zarrachalar potentsial energiyasi nolga teng bo'ladi. Bunday zarrachalar erkin zarrachalar deb ataladi. Bu zarrachalar uchun olti o'lchamli fazo o'rni uch o'lchamli impulsilar fazosidan foydalanish qulay, chunki zarrachalar holatiga hech qanday cheklashlar qo'yilmagani uchun,  $\Delta G_x$  fazo elementi — zarrachalar harakatlanadigan oddiy hajmga tengdir.

Agarda zarrachalar to'liq xususiyatiga ega bo'lsalar olti o'lchamli fazoni oddiy elementlarga ajratib bo'lmaydi. Zarrachalarning to'liq xususiyatiga ega bo'lishi,  $dx, dy, dz, dp_x, dp_y, dp_z$  fazo elementi  $\hbar^3$  dan kichik bo'lsa, noaniqliklar prinsipiga asosan  $x, y, z, p_x, p_y, p_z$  va  $x+dx, y+dy, z+dz, p+dp_x, p_y+dp_y, p_z+dp_z$  ikki holatni bir-biridan ajratib bo'lmaydi. Boshqacha qilib aytganda, fazo elementi  $\hbar^3$  dan kichik bo'lmagan taqdirda, mikro-zarrachalarning kvant holatiga to'g'ri keladi. Shu sababli, kvant statistikasida olti o'lchamli fazoning (eng kichik katagi) elementar yacheykasi  $\hbar^3$  ga teng deb olinadi.

$$\Delta G = \Delta G_x \Delta G_y \Delta G_z = \hbar^3 \quad (6.1.4)$$

Erkin mikro-zarrachalar uchun

$$\Delta G_f = \frac{\hbar^3}{g} \quad (6.1.5)$$

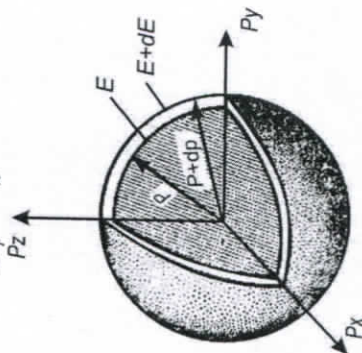
Har bir shunday elementga bir-biridan ajratib bo'ladigan kvant holat to'g'ri keladi. Olti o'lchamli fazoni  $\hbar^3$  yoki  $\frac{\hbar^3}{g}$  chekli o'lchamli kataklarga bo'lish fazoni kvantlash deb ataladi.

Zarrachalarning  $E$  dan  $E+dE$  energiya bo'lagiga to'g'ri kelgan holatlar sonini hisoblab ko'ramiz. Impulsilar fazosida radiuslari  $p$  va  $p+$



$dp$  bo'lgan ikkita sferani ajratib olamiz (6.1.1 - rasm). Bu sferalar orasida hajmi  $4\pi p^2 dp$  ga teng bo'lgan shar qatlami joylashgan. Bu shar qatlami to'g'ri kelgan elementar katakchalar soni quyidagiga tengdir:

$$\frac{\Delta G_p}{\Delta G_p} = \frac{4\pi p^2 dp}{h^3} p^2 dp \quad (6.1.6)$$



### 6.1.1 - rasm. Sferik impuls fazosida $4\pi p^2 dp$ hajmli shar qatlami

Har bir elementar katakchaga mikrozarrahaning bitta holati to'g'ri kelgani uchun  $dp$  impuls kengligiga to'g'ri keladigan holatlar soni

$$g(p) dp = \frac{4\pi V}{h^3} p^2 dp \quad (6.1.7)$$

ga teng bo'ladi.

Erkin zarrachalar uchun quyidagi ifodalalar:

$$E = \frac{p^2}{m}, \quad dE = \frac{p}{m} dp, \quad p = \sqrt{2mE}, \quad dp = \frac{m}{\sqrt{2mE}} dE$$

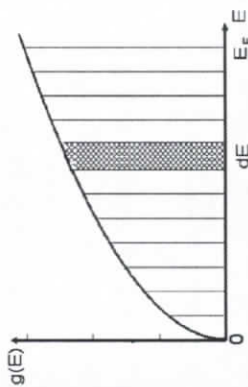
o'rinli bo'lgani uchun, holatlar sonini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$g(E) dE = \frac{2\pi V}{h^3} (2m)^{3/2} \sqrt{E} \cdot dE \quad (6.1.8)$$

Ana shu,  $E$  va  $E+dE$  energetik oraliqdagi  $dE$  energiya intervaliga to'g'ri kelgan mikrozarrahalar holatlar sonidir. O'z navbatida holatlar zichligi quyidagiga tengdir:

$$g(E) = \frac{2\pi V}{h^3} (2m)^{3/2} \sqrt{E} \quad (6.1.9)$$

Bu ifodadan,  $E$  energiya oshishi bilan holatlar zichligi  $\sqrt{E}$  ga proporsional ravishda oshib borishi ko'rinib turibdi (6.1.2 - rasm).



### 6.1.2 - rasm. Holatlar zichligini energiyaga bog'liqligi

Undan tashqari, holatlar zichligi zarrachalar massasi oshishi bilan ham o'sib boradi. Mikrozarrahalar sifatida elektronlarni olsak, har bir elementar katakchalarga spinlari bilan farq qiladigan ikkita kvant holati to'g'ri keladi.

Shu sababli, elektronlar uchun holatlar soni va zichligi quyidagicha bo'ladi:

$$g(p) dp = \frac{8\pi V}{h^3} p^2 dp \quad (6.1.10)$$

$$g(E) dE = \frac{4\pi V}{h^3} (2m)^{3/2} \sqrt{E} dE$$

$$g(E) = \frac{4\pi V}{h^3} (2m)^{3/2} \sqrt{E} \quad (6.1.11)$$

Holatlar zichligi ifodasini 0 dan  $E$  gacha kenglikda energiya bo'yicha integrallasak shu energetik intervalga to'g'ri kelgan mikrozarrahalar holatlar sonini aniqlashimiz mumkin:

$$G = \frac{2\pi V}{h^3} (2m)^{3/2} \frac{2}{3} E^{3/2}$$

Zarrachalarning ilgarilanma harakat kinetik energiyasining temperaturaga bog'liq ifodasidan ( $E = \frac{3}{2} kT$ ) foydalansak, holatlar sonining temperaturaga bog'liq ifodasiga ega bo'lamiz:

$$G \equiv V \cdot \left( \frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (6.1.12)$$

Bu ifodani  $\frac{N}{G} \ll 1$  tengsizlikka qo'yisak, ideal gazning aynimaslik shartini keltirib chiqaramiz:

$$\frac{N}{G} = n \left( \frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{3/2} \ll 1 \quad (6.1.13)$$

bu yerda  $n = \frac{N}{V}$  - birlik hajmdagi zarrachalar sonini belgilaydi.



Misol uchun, normal sharoitdagi azotning molekulyar gazini olamiz. U holda:

$$n \approx 10^{26} \text{ m}^{-3}, m = 4,5 \cdot 10^{-26} \text{ kg}, kT = 4 \cdot 10^{-21} \text{ J},$$

$T = 300 \text{ K}$  bo'lsa,  $\frac{N}{G}$  nisbat quyidagiga teng bo'ladi:

$$\frac{N}{G} = n \left( \frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{3/2} \approx 10^{-6}.$$

Demak, normal sharoitlarda oddiy molekulyar gazlar aynimagan holatda bo'ladi va Maksvell - Bolsman taqsimotiga bo'ysunadilar.

Endi esa, metallarda elektron gazning holatini ko'rib chiqamiz. Metallarda elektron gaz uchun:

$$n = 5 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}, m = 9 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

normal sharoitda, ya'ni  $T = 300 \text{ K}$  bo'lganda  $\frac{N}{G}$  nisbat quyidagiga teng bo'ladi:

$$\frac{N}{G} \approx 10^4 \gg 1$$

Demak, metallarda elektron gaz, odatdagi sharoitlarda ham aynimagan deb hisoblanadi va Fermi-Dirak kvant taqsimotiga bo'ysunadi. Metallarda elektron gaz holati temperatura  $10^5 \text{ K}$  ga ko'tarilganda aynimagan holatga o'taboshlaydi, chunki bu temperaturada  $\frac{N}{G}$  nisbat birdan kichik bo'lib  $\sim 0,5$  ga teng bo'ladi.

Aynimaslik holati faqat temperatura oshganda kuzatilmay, balki elektron gaz konsentratsiyasi kamayganda ham kuzatiladi. Yarim o'tkazgichlarda, odatdagi sharoitlarda elektron gaz konsentratsiyasi  $10^{22} \text{ m}^{-3}$  dan kichik bo'ladi. Bu holatda  $\frac{N}{G}$  nisbat  $> 10^3$  dan kichik bo'ladi va yarim o'tkazgichlarda tok tashuvchilar konsentratsiyasi kam bo'lganda, aynimagan holatda bo'ladi va Maksvell-Bolsman taqsimoti bilan ifodalanadi.

Maksvell - Bolsman taqsimot funksiyasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$f_{\text{MB}}(E) = e^{\frac{\mu}{kT}} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} = e^{\frac{\mu-E}{kT}} \quad (6.1.14)$$

bu yerda  $k$  - Bolsman doimiyi,  $\mu$  - kimyoviy potensial. Hisoblashlarga ko'ra aynimagan gaz uchun kimyoviy potensial

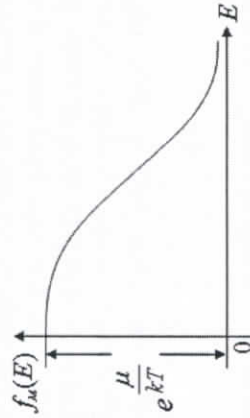
$$\mu = kT \ln \left[ \frac{N}{V} \left( \frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{3/2} \right] \quad (6.1.15)$$

ga teng va uni (6.1.14) - ifodaga qo'ysak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$f_{\text{MB}}(E) = \frac{N}{V} \left( \frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{3/2} e^{-\frac{E}{kT}} \quad (6.1.16)$$

Maksvell - Bolsman taqsimot funksiyasi ( $f_{\text{MB}}(E)dE$ )  $E \Delta E + dE$  energetik intervaldagi holatlarni zarrachalar egallash ehtimolligini ifodalaydi.

Maksvell - Bolsman funksiyasi grafigi 6.1.3- rasmda ko'rsatilgan. Funksiya  $E=0$  da maksimumga ega va energiya oshishi bilan asimptotik ravishda nolga intiladi. Taqsimot funksiyasini  $g(E)dE$  holatlar soniga ko'paytirib zarrachalarning energiya bo'yicha to'la taqsimot funksiyasini keltirib chiqaramiz:



### 6.1.3 - rasm. Maksvell - Bolsman funksiyasining energiyaga bog'liqligi

$$N(E)dE = \frac{4\pi V}{h^3} = (2m)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} e^{-\frac{E}{kT}} \sqrt{E} \cdot dE \quad (6.1.17)$$

$$N(E)dE = \frac{2N}{\sqrt{\pi}(kT)^{3/2}} e^{\frac{\mu}{kT}} E dE \quad (6.1.18)$$

bu ifoda Maksvell - Bolsmaning to'la taqsimot funksiyasi deb ataladi.  $f_M(E)$  - taqsimot funksiyasi aniq bo'lsa, zarrachalarning impuls va tezlikka bog'liq taqsimot qonunini izlash imkonini beradi.

$$N(p)dp = \frac{4\pi N}{(2\pi m k T)^{3/2}} e^{-\frac{p^2}{2mkT}} p^2 dp \quad (6.1.19)$$

$$N(g)dg = 4\pi N \left( \frac{m}{2\pi k T} \right)^{3/2} e^{-\frac{mg^2}{2kT}} g^2 dg \quad (6.1.20)$$

Aynigan gazlar uchun Fermi-Dirak taqsimot funksiyasi quyidagidan iboratdir:

$$f_F(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} + 1} \quad (6.1.21)$$

bu yerda  $\mu$  - kimyoviy potensial yoki Fermi sathi.



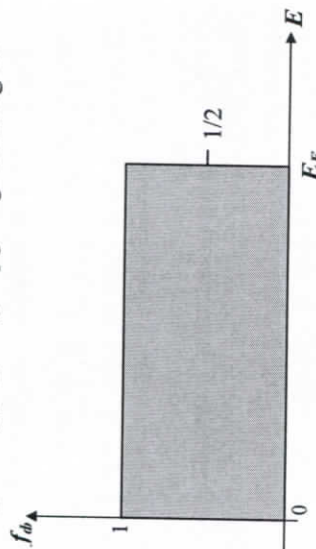
$E$  energiya Fermi sathi  $\mu$  ga teng bo'lganda, noldan farqli istalgan temperaturada ( $T \neq 0$ ) taqsimot funksiyasi  $1/2$  ga teng bo'ladi. Shu sababli, statistik nuqtai nazardan Fermi sathi holatlarini zarrachalar egallash ehtimoli  $0.5$  ga teng bo'lgan energetik sathni belgilaydi.

Pauli prinsipiga asosan har bir energetik sathda spinlari qarama-qarshi bo'lgan ikkita elektron joylashishi mumkin. Agarda elektron gazda  $N$ ta elektronlar bo'lsa, u holda eng oxirgi band bo'lgan energetik sath  $N/2$  - bo'ladi. Ana shu energetik sath aynigan elektron gaz uchun Fermi sathi deb ataladi va absolyut nol temperaturada metallda elektronning olgan eng katta kinetik energiyasini ( $E_f$ ) ko'rsatadi.

Shunday qilib, absolyut nol temperaturada  $E < E_f$  energiyali barcha holatlar elektronlar bilan band bo'ladi,  $E > E_f$  energiyali holatlar esa bo'sh bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda,  $T=0K$  da  $E < E_f$  energiyali holatlarni elektronlar bilan to'ldirish ehtimolligi  $1$  ga teng,  $E > E_f$  energiyali holatlarni egallash ehtimolligi nolga teng:

$$f_f(E) = \begin{cases} 1 & T=0 \text{ da } E < E_f \\ 0 & T=0 \text{ da } E > E_f \end{cases} \quad (6.1.22)$$

6.1.4-rasmda Fermi - Dirak taqsimot funksiyasining absolyut nol temperaturadagi energiyaga bog'liq grafigi keltirilgan.



6.1.4 – rasm. Fermi – Dirak taqsimot funksiyasining energiyaga bog'liqlik grafigi

Rasmdan, taqsimot funksiyasining qiymati Fermi - sathigacha  $1$  ga tengligi, Fermi sathida esa birdan nolga kamayishi ko'rinib turibdi. Fermi sathigacha energetik holatlarni egallagan elektronlar soni

$$N(E) = \frac{8\pi V}{3h^3} E_f^{3/2} (2m)^{3/2} \quad (6.1.23)$$

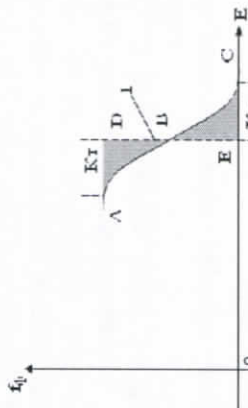
ga teng. (6.1.23) - ifodadan Fermi sathi ifodasini keltirib chiqarish mumkin:

$$E_f = \frac{h^2}{2m} \left( \frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3} \quad (6.1.24)$$

Temperaturani oshishi, issiqlik harakati energiyasi hisobiga elektronlarni qo'zg'atib oshiradi va ular yuqoriroq energetik sathlarga o'tib oshiradi, natijada holatlar bo'yicha elektronlarning taqsimot xarakteri o'zgarib oshiradi.  $E = E_f$  Fermi energiyasi yaqinidagi  $kT$  ga teng kenglikdagi elektronlarga qo'zg'atilgan bo'ladi.

Fermi energiyasidan chuqurroqdagi energetik sathlardagi elektronlar o'z holida qoladilar, chunki  $kT$  issiqlik harakati energiyasi elektronlarni qo'zg'atish uchun yetarli emas (6.1.5 - rasm).

Issiqlik harakati natijasida  $E_f$  dan kichik energiyaga ega bo'lgan elektronlarning bir qismi  $E_f$  dan katta bo'lgan energetik sathlarga o'tib oshiradi va Fermi sathi atrofidagi taqsimot ko'rinishi o'zgarib oshiradi. Rasmda  $T = 0K$  da ( $1$  - egri chiziq) va  $T > 0K$  da ( $2$  - egri chiziq) ga to'g'ri kelgan elektronlarning holatlar bo'yicha taqsimot chiziqi ko'rsatilgan.



6.1.5 – rasm. Fermi – Dirak funksiyasini temperaturaga bog'liqligi

Rasmdan ko'rinib, temperatura oshishi  $kT$  kenglikda taqsimotni keskin o'zgartirishga va  $E_f$  dan yuqorida taqsimotning dumi hosil bo'lishiga olib keladi. Temperatura qancha yuqori bo'lsa, taqsimotning dumi Maksvell taqsimoti bilan ifodalanadi.

6.1.5-rasmdagi shtrixlangan yuzalar  $E < E_f$  energiyali holatlarni tashlab ketayotgan va  $E_f$  dan yuqoridagi energetik holatlarni egallayotgan elektronlar soniga proporsionaldir. Bu yuzalar qiymatlari bir-biriga teng bo'ladi, chunki bir xil miqdordagi elektronlar Fermi sathi pastidan uning yuqorisiga o'tadi.

Odatda, metallarda Fermi energiyasi  $3 \div 10 \text{ eV}$  ga teng bo'ladi.  $300K$  da  $kT \approx 0,025 \text{ eV}$  ga teng.

$kT$  energiya kengligidagi qo'zg'atilgan elektronlar soni quyidagiga teng:



$$\Delta N \approx \frac{kT}{2E_f} N$$

$$(6.1.25)$$

bundan  $\frac{\Delta N}{N} < 1\%$  tashkil etadi.

Shunday qilib, temperaturaning katta diapazonida metallardagi elektron gaz aynigan bo'lib, uning taqsimoti deyarli o'zgarmaydi. Faqat Fermi sathi atrofidagi taqsimotining juda kichik qismi ( $N \ll 1\%$ ) issiqlikdan qo'zg'otilgan hisoblanadi.

Metallarda Fermi sathining temperaturaga bog'liq ifodasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$\mu = E_f \left[ 1 - \frac{\pi^2}{12} \left( \frac{kT}{E_f} \right)^2 \right] \quad (6.1.26)$$

Issiqlik harakati energiyasi 300 K da  $\sim 0,025\text{eV}$  ga teng, 1200 K da esa  $\sim 0,1\text{eV}$  ga teng va bu qiymat metallardagi Fermi energiyasi qiymatidan ( $3 \div 10\text{eV}$ ) 100 martacha kichikdir. Shu sababli, metallarning erish temperaturasigacha Fermi sathi deyarli o'zgarmay qoladi.

Pauli prinsipiga bo'ysunadigan fermionlardan farqli ravishda bozonlar, bo'sh energetik holatlardan tashqari, boshqa bozonlar egallagan holatlarga ham joylashishlari mumkin. Uning ustiga, oxirgi holatlar bandligi zichligi qancha katta bo'lsa, shuncha ko'proq egallashga intiladilar.

Holatlar bo'yicha bozonlar taqsimot funksiyasi quyidagidan iborat:

$$f_E(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} - 1} \quad (6.1.27)$$

va uni Boze-Eynshteyn taqsimot funksiyasi deb atashadi. Shu funksiyani foton gazi xususiyatini ta'riflash uchun qo'llashga harakat qilamiz.

T temperaturali, absolyut qora jism bo'shlig'i muvozanatda bo'lgan issiqlik nurlanishi bilan to'lgan deb faraz qilaylik.

Kvant nuqtai nazaridan, bu nurlanishni foton gazini tashkil qiluvchi benihoya ko'p sonli fotonlar majmuasi deb hisoblash mumkin. Foton spini 1 ga teng bo'lgan bozonlardir. Shuning uchun, foton gazi Boze - Eynshteyn taqsimotiga bo'ysunadi. Foton quyidagi xususiyatlarga ega bo'ladi:

1. Fotonlarning tinch holatdagi massasi nolga teng.
2. Barcha fotonlar s yorug'lik tezligi bilan harakatlanadilar, ammo har xil E-energiya va p-impulsiga ega bo'ladilar. Energiya - E va impuls - p vchastotaga quyidagicha bog'langandir:

$$E = h\nu = h\omega, \quad p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h\omega}{c} \quad (6.1.28)$$

Bulardan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$E = pc \quad (6.1.29)$$

3. Fotonlar o'zaro to'qnashmaydilar, shu sababli, faqat fotonlarni yutadigan va nurlatadigan xususiyatga ega bo'lgan jism mavjudligida foton gazining muvozanat taqsimoti kuzatilishi mumkin.

4. Fotonlar istalgan miqdorda hosil bo'lishi va yo'q bo'lishi mumkin. Shu sababli, foton gazida fotonlar soni qat'iy cheklangan emas.

$V$  va  $T$  ning berilgan qiymatlari uchun foton gazi, muvozanat holatda,  $N_0$  fotonlar soniga ega bo'ladi. Bu esa, foton gazini muvozanatda bo'lish shartini quyidagicha ifodalaydi:

$$\left( \frac{dE}{dN} \right)_{V,T} = 0 \quad (6.1.30)$$

Doimiy hajmga ega bo'lgan, ajratilgan tizim energiyasining o'zgarishi, undagi zarrachalar sonini bittaga o'zgarishi bilan bog'liqligini kimyoviy potensial ifodalaydi:

$$\mu = \frac{dE}{dN} \quad (6.1.31)$$

Shuning uchun,  $\left( \frac{dE}{dN} \right)_{V,T} = \mu$  ga teng. Bundan, muvozanat sharti  $\mu = 0$  ekanligi kelib chiqadi. Demak, muvozanatdagi foton gazining kimyoviy potentsiali nolga tengdir.

Aynimagan gaz uchun kimyoviy potensial manfiy bo'lishi,  $\mu \neq 0$  holat foton gazini doimo aynigan holatda bo'lishini bildiradi.

(6.1.31) ifodadan foydalanib, foton gazining taqsimot funksiyasini quyidagicha yozamiz:

$$f(E) = (e^{\frac{E}{kT}} - 1)^{-1} = (e^{\frac{h\omega}{kT}} - 1)^{-1} \quad (6.1.32)$$

Bu Plank ifodasi deb ataladi va u  $E = h\omega$  energiyaga ega bo'lgan fotonlarning o'rtacha sonini ko'rsatadi.

## 7-§. Xususiy yarimo'tkazgichlar

Yarimo'tkazgichlar o'zlarining nomlariga ko'ra, ular elektr o'tkazuvchanligi jihatidan metallar bilan dielektriklar orasidagi oraliq holatini egallashi kerak. Biroq ular uchun tavsifli hol o'tkazuvchanlik kattaligi emas, temperatura ortishi bilan ularning o'tkazuvchanligining ortishi hisoblanadi. Valent zonasi elektronlar bilan batamom to'lgan



(taqiqlangan zona kengligi uncha katta bo'lmagan  $\square 1eV$ ) moddalar yarimo'tkazgichlar hisoblanadi.

Yarimo'tkazgichlar xususiy va aralashmali yarimo'tkazgichlarga bo'linadi.

Xususiy o'tkazuvchanlik elektronlarining valent zonaning yuqori sathlaridan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishi natijasida yuzaga keladi. Bunda o'tkazuvchanlik zonasida birmuncha sondagi zonaning tubiga yaqin bo'lgan sathda joylashgan tok tashuvchilar – elektronlar hosil bo'ladi. Shu bilan bir vaqtda valent zonaning yuqorigi sathlarda shuncha o'rin bo'shaydi. Valent zonaning absolyut nol temperaturada to'ldirilgan sathlardagi elektronlardan bo'shagan bo'sh o'rinlar teshiklar yoki kovaklar deyiladi.

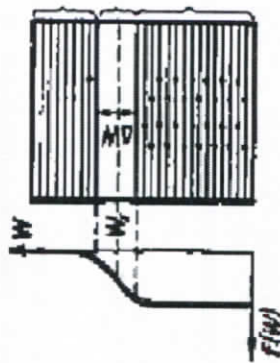
Elektronlarning valent zonadagi va o'tkazuvchanlik zonasidagi sathlar bo'yicha taqsimlanishi Fermi funksiyasi orqali aniqlanadi:

$$f(W) = e^{-\frac{(W-W_F)}{kT}} + 1 \quad (7.1)$$

bu yerda  $W$  – berilgan sath energiyasi,  $W_F$  – Fermi sathi deb ataluvchi tizim parametri. Agar sathlar zichligi  $g(W)$  ga teng bo'ssa,  $dW$  intervalda ularning soni  $g(W)dW$  ni tashkil etadi. Bu sathlar o'rtacha  $dN_w = 2f(W)g(W)dW$  elektron to'g'ri keladi. barcha sathlardagi elektronlar soni esa

$$\int_0^{\infty} dN_w = \int_0^{\infty} 2f(W)g(W)dW = \int_0^{\infty} \frac{2g(W)dW}{e^{\frac{(W-W_F)}{kT}} + 1} = N \quad (7.2)$$

ga teng bo'lishi kerak.



7.1-rasm.

(7.2) formula bo'yicha hisoblashlar ko'rsatadiki, Fermi sathi taqiqlangan zonaning aniq o'rtasida joylashgan bo'lar ekan (27.1-rasm).

Demak, o'tkazuvchanlik zonasiga o'tgan elektronlar uchun  $W - W_F$  qiymat ta'qiqlangan zona kengligining yarmidan kam farq qiladi. O'tkazuvchanlik zonasining sathlari taqsimot egri chizig'ining oxirida yotadi. Shuning uchun ularning elektronlar bilan to'lish ehtimolini quyidagicha topish mumkin:

$$f(W) \approx e^{-\frac{W-W_F}{kT}} = Ce^{-\frac{W}{kT}} \quad (7.3)$$

Bu formuladan  $W - W_F = \Delta W / 2$  deb olib,

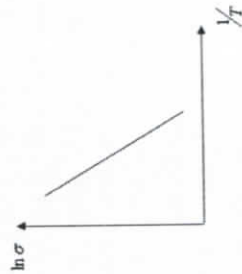
$$f(W) \approx e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} \quad (7.4)$$

ni hosil qilamiz.

O'tkazuvchanlik zonasiga o'tgan elektronlar miqdori (7.4) ehtimollikka ega bo'ladi. Shuningdek, bu elektronlar va xuddi shuncha miqdorda hosil bo'lgan teshiklar tok tashuvchilar hisoblanadi. O'tkazuvchanlik tashuvchilar soniga proporsional bo'lganligi sababli u (7.4) ifodaga ham mutanosib bo'lishi kerak. Demak, yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} \quad (7.5)$$

qonun bo'yicha o'zgarib, temperatura ortishi bilan tez ortib boradi, bunda  $\Delta W$  – ta'qiqlangan zona kengligi. Agar grafikda  $\ln \sigma$  ning  $1/T$  ga bog'liqligi qo'yilsa, u holda yarimo'tkazgichlar uchun 7.2-rasmda ifodalangan to'g'ri chiziq hosil bo'ladi. Bu to'g'ri chiziqning og'ishi bo'yicha ta'qiqlangan  $\Delta W$  zonaning kengligini aniqlash mumkin.

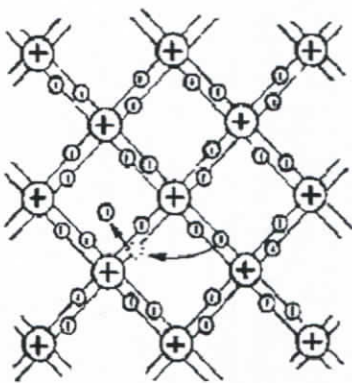


7.2-rasm.

Mendeleyev davriy tizimidagi IV to'rtinchi gruppada elementlari – germaniy va kremniy yarimo'tkazgichlarning tipik vakili bo'lib hisoblanadi. Ular har bir atomi bir xil uzoqlikda turgan to'rtta qo'shni atom bilan kovalent (elektron juftli) bog'langan panjarani hosil qiladi. Atomlarning bunday o'zaro joylashishini 7.3-rasmda tasvirlangandek



shartli ravishda yassi tuzilma ko'rinishida berish mumkin. "+" ishora qo'yilgan doirachalar bilan musbat zaryadlangan qoldiq atomni (ya'ni atomni valent elektronlar ketgandan keyin qoladigan qismi), "-" ishorali doirachalar bilan kovalent bog'lanishlar bekgilangan.



7.3-rasm.

Yetarlicha yuqori temperaturada issiqlik harakatlari bitta elektronni ajratib ayrim juftliklarni buzib yuborishi mumkin (7.3-rasm). Elektronlar tashlab ketilgan bo'sh o'rinlar neytral bo'lib tur olmaydi va uning atrofida ortiqcha musbat  $+e$  zaryad paydo bo'ladi, natijada teshik (kovak) hosil bo'ladi. Bu o'ringa qo'shni juftlardan elektron sakrab o'tishi mumkin. Natijada teshik ham ozod bo'lgan elektron kabi kristall bo'ylab keza boshlaydi.

Agar erkin elektron teshik bilan uchrashib qolsa, ular rekombinatsiyalashadi (birlashadi). Bu shuni anglatadiki, elektron teshik atrofidagi ortiqcha musbat zaryadlarni neytrallaydi va kristall panjaradan o'zi ajralib chiqishi uchun yetarli bo'lgan energiyani qaytadan olmaguncha erkin siljish imkoniyatini yo'qotadi. Rekombinatsiya bir vaqtda erkin elektron va teshikning yo'qolishiga olib keladi. Sathlar sxemasida (7.1-rasm) rekombinatsiya jarayoniga elektronni o'tkazuvchanlik zonasidan valent zonaning biror bo'sh sathlariga o'tishi mos keladi.

Shunday qilib, yarimo'tkazgichda bir vaqtning o'zida ikkita jarayon yuz beradi: erkin elektron va teshiklarning juft holda hosil bo'lishi hamda elektron va teshiklarning juft holda yo'qolishiga olib keluvchi rekombinatsiya. Birinchi jarayonning bo'lish ehtimolligi haroratga bog'liq holda tez o'sadi. Rekombinatsiya ehtimolliigierkin elektronlar soniga ham, teshiklar soniga ham mutanosibdir. Demak, har

bir temperaturaga elektron va teshiklarning ma'lum muvozanat konsentratsiyasi mos keladi.

Tashqi elektr maydon bo'lmaganda o'tkazuvchan elektronlar va teshiklar xaotik harakatlanadi. Maydon ta'sir qilganda xaotik harakat tartibli harakatga aylanadi: elektronlar maydonga qarshi, teshiklar esa maydon yo'nalishida harakatlanadi. Elektronlarning ham teshiklarning ham harakati kristall bo'ylab zaryadlarni tashishga olib keladi. Demak, xususiy elektr o'tkazuvchanlikni yuzaga kelishiga ikki xil ishorali zaryad tashuvchilar: manfiy zaryadli elektronlar va musbat zaryadli teshiklar sabab bo'ladi.

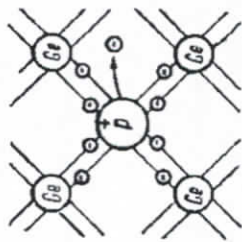
Xususiy o'tkazuvchanlik yetarlicha yuqori temperaturada barcha turdagi yarimo'tkazgichlarda kuzatiladi.

### 8-§. Aralashmali yarimo'tkazgichlar

O'tkazuvchanlikning bu turi berilgan yarimo'tkazgichning kristall panjara tugunlarida turgan ayrim atomlarning valentligi asosiy atomlar valentligidan birga farq qiladigan atomlar bilan almashtirilganda sodir bo'ladi. 28.1-rasmda 5 valentli fosfor aralashirilgan (biriktirilgan) germaniy panjarasi shartli ravishda tasvirlangan. Fosfor atomi qo'shni atomlar bilan kovalent bog'lanish hosil qilishi uchun to'rtta elektron yetarli. Demak, beshinchi valent elektron go'yoki ortiqcha bo'lib qoladi va u atomdan issiqlik harakati energiyasi hisobidan osongina ajralib erkin elektron hosil bo'ladi. Yuqoridagi ko'rib chiqilgan holdan shu bilan farq qiladiki, bunda erkin elektronlar hosil bo'lganda kovalent bog'lanishlarning buzilishi, ya'ni teshiklarning hosil bo'lishi kuzatilmaydi. Garchi aralashma atomi atrofida ortiqcha musbat zaryadlar hosil bo'lsada, elektron atom bilan bog'langan bo'lib, panjara bo'ylab ko'cha olmaydi. Bu zaryad tufayli aralashma atomi unga yaqinlashib kelgan elektronni qo'shib olishi mumkin, ammo qo'shib olingan elektron bilan atom orasidagi bog'lanish mustahkam bo'lmaydi va panjaraning issiqlik tebranishlari hisobiga osongina buzilib ketishi mumkin.

Shunday qilib, 5 valentli aralashma qo'shilgan yarimo'tkazgichda faqatgina bir turdagi tok tashuvchilar – elektronlar mavjuddir. Shunga muvofiq holda, bunday yarimo'tkazgich elektron o'tkazuvchanlikka ega bo'lib "-" tip yarimo'tkazgich deb ataladi (negative – manfiy so'zidan olingan). O'tkazuvchanlikni yuzaga keltiruvchi elektronlar bilan ta'minlovchi aralashma atomlari donorlar deyiladi.





8.1-rasm.

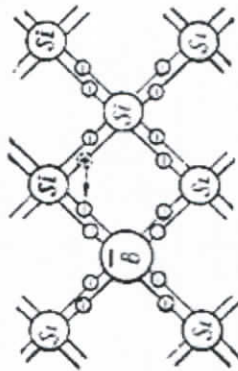
Aralashmalar panjara maydonining buzilishiga sabab bo'ladi, bu esa energetik tuzilmadagi kristallning ta'qiqlangan zonasida joylashgan sathlar deb ataluvchi sathlarning paydo bo'lishiga olib keladi (18.1-rasm). Valent zonaning yoki o'tkazuvchanlik zonasining istalgan sathini kristallning istalgan joyida turgan elektron egallashi mumkin. Elektron lokallashgan sathga mos keluvchi energiyaga faqat, bu sathning hosil bo'lishini yuzaga keltiruvchi aralashma atomi yaqinida bo'lgan holdagina ega bo'lishi mumkin. Demak, aralashma sathini egallagan elektron aralashma atomi yaqinida lokallashgan bo'ladi.

Agar donor sathlar valent zona "shipidan" uncha uzoq joylashmagan bo'lsa, ular kristallning elektr xossasiga jiddiy ta'sir ko'rsata olmaydi. Bunday sathlarning o'tkazuvchanlik zonasi tubigacha bo'lgan masofa ta'qiqlangan zona kengligiga qaraganda ancha kichik bo'lganda boshqacharoq holat yuzaga keladi. Bu holda issiqlik harakat energiyasi hatto oddiy temperaturalarda ham elektronni donor sathdan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tkazish yetarli bo'ladi.

$n$ - tip yarimo'tkazgichda Fermi sathi donor sathi va o'tkazuvchanlik zonasi tubining orasida yotadi, uncha yuqori bo'lmagan temperaturalarda esa taxminan ularning o'rtasida yotadi.

8.2-rasmda 3 valentli bor atomi qo'shilgan kremniy panjarasi shartli tasvirlangan. Bor atomining to'rtala qo'shni atomlar bilan bog'lanish hosil qilish uchun uchta valent elektroni yetarli emas. Shuning uchun bog'lanishlardan biri to'liq bo'lmaydi va u joy o'ziga elektron qo'shib olishga qodir bo'lgan bo'sh o'ringa aylanadi. Bu o'ringa biron qo'shni juftlardan elektron o'lganda kristall panjarada ko'chib yuruvchi teshik hosil bo'ladi. Aralashma atomi yaqinida ortiqcha manfiy zaryad hosil bo'ladi, ammo u berilgan atom bilan bog'langan bo'lib, tok tashuvchi bo'la olmaydi. Shunday qilib, 3 valentli element qo'shilgan yarimo'tkazgichda faqat bir turdagi tok tashuvchi teshiklar

hosil bo'ladi. Bunday o'tkazuvchanlikni teshikli o'tkazuvchanlik deyiladi, yarimo'tkazgich esa  $p$ - tipga mansub deyiladi (positive - musbat so'zidan olingan). Teshiklar yuzaga keltiruvchi aralashmalarni akseptorlar deyiladi.



8.2-rasm.

Akseptorlarga sathlar sxemasidan (8.2-rasm) ta'qiqlangan zonada uning tubidan uncha uzoq joylashmagan lokal sath mos keladi. Elektronning valent zonadan akseptor sohaga o'tishi teshikning hosil bo'lishiga sabab bo'ladi. Aksincha o'tish qo'shimcha element atomining qo'shni atom bilan to'rtta kovalent bog'lanishidan birining uzilishiga va bunda hosil bo'lgan elektron va teshik rekombinatsiyasiga mos keladi.

$p$ - tip yarimo'tkazgichda Fermi sathi valent zona "shipi" bilan akseptor sathlar orasida, uncha yuqori bo'lmagan temperaturalarda esa taxminan ularning o'rtasida yotadi.

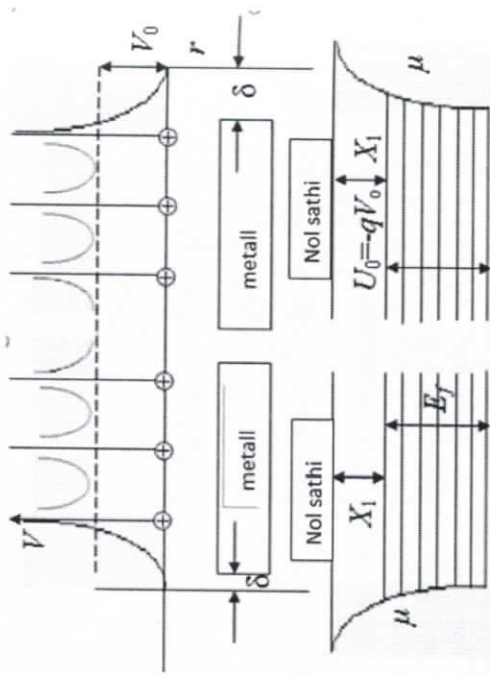
Temperetura ko'tarilishi bilan aralashma tok tashuvchilar konsentratsiyasi tez to'yinadi. Bu shuni anglatadiki, deyarli barcha donor sathlar bo'shaydi yoki barcha akseptor sathlar elektronlar bilan to'ladi. Shu bilan birga temperaturaning ortishi bilan elektronlarning valent zonadan o'tkazuvchanlik zonasiga bevosita o'tishi bilan bog'liq bo'lgan yarimo'tkazgichning xususiy o'tkazuvchanligi ko'proq darajada sezilib boradi. Shunday qilib, yuqori temperaturalarda yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanligi aralashmali va xususiy o'tkazuvchanliklar yig'indisidan iborat bo'ladi. Past temperaturalarda aralashmali, yuqori temperaturalarda esa xususiy o'tkazuvchanlik yuqori bo'ladi.

## 9-§. Kontakt hodisalar

Metallning kristall panjarasini tashkil etuvchi musbat ionlar, kristall panjarada tugunlardan o'tuvchi to'g'ri chiziq bo'ylab davriy



qaytariladigan musbat potentsialli elektr maydonni hosil qiladi (9.1 - rasm).



9.1 - rasm. Metall atomlarining energetik diagrammasi va ichki davriy potentsiali

Qo'pol xatolik bo'lsa ham bu davriy potentsialni metallning barcha nuqtalarida o'zgarmas hisoblab, o'rtacha  $V_0$  ga teng deb olamiz. Bu maydonga kiritilgan erkin elektron manfiy potentsial energiyaga ega bo'ladi.

9.1 - rasmning pastida elektronni vakuumdan metallga o'tishida uning potentsial energiyasini o'zgarishi keltirilgan. Elektronning vakuumdagi potentsial energiyasi  $U=0$  bo'lsa, metallda esa  $U=U_0 = -qV_0$  ga teng.

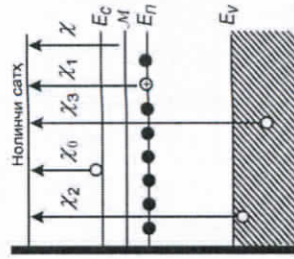
Bu o'zgarish xarakteri bo'yicha sakrashga o'xshasa ham u panjara parametriga teng bo'lgan  $\delta$  kesma uzunligida sodir bo'ladi. Rasmdan ko'rinishicha, metall, elektronlar uchun potentsial chuqurlik vazifasini o'taydi va bu chuqurlikdan elektronlarni vakuumga chiqishi uchun qandaydir chiqish ishini bajarish kerak bo'ladi.

Metallda elektronlarning kinetik energiyasi bo'lmaganda ularni vakuumga chiqarish uchun poyetsial o'ra chuqurligiga teng - energiya zarur bo'lardi. Ammo past temperaturalarda ham  $\mu$  - Fermi sathigacha bo'lgan energetik sathlardagi elektronlar davriy maydonda harakatda bo'ladilar va kinetik energiyaga ega bo'ladilar. Shuning uchun elektronlarning metalldan chiqishi uchun  $U_0$  ga nisbatan kichik ish bajarishi talab qilinadi. Metalldan elektronlarni vakuumga chiqarish

uchun eng kam bajariladigan ish fermi sathidan 00 sathgacha bo'lgan  $\chi$  - ga teng. Buni termodinamik chiqish ishi deb ataladi.

Yarimo'tkazgichlarda elektronlarning chiqish ishini aniqlash birmuncha qiyindir. 29.2 - rasmda - tipli yarimo'tkazgichning energetik diagrammasi keltirilgan. O'tkazuvchanlik sohasidan elektronlarni vakuumga chiqarish uchun  $\chi_0$  - eng kam chiqish ishini bajarish kerak. Ammo bu elektronlarni vakuumga chiqarish elektron gazning muvozanat holatini buzilishiga olib keladi va muvozanat holatini tiklash uchun kirishma sathi va valent sohasidan elektronlarni o'tkazuvchanlik sohasiga yetkazib berish kerak.

Bu esa kristallning ichki energiyasini sarf bo'lishiga va kristallning sovushiga olib keladi. Valent sohasidan elektronlarni vakuumga chiqarishda muvozanat holat tiklanishi uchun o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlarning bir qismini valent sohasiga qaytarish lozim bo'ladi. Bu holatda energiya ajralib chiqadi va kristall isiy boshlaydi.



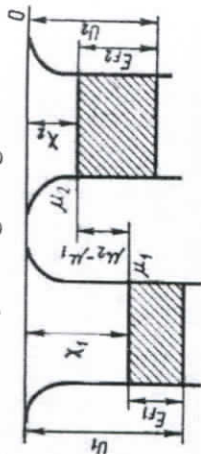
9.2 - rasm. Elektron tipli yarim o'tkazgichda elektronlarni vakuumga chiqish yo'llari

Fermi sathidan, bir vaqtda, yuqori va past sathlardan elektronlarni vakuumga chiqarish tizimning muvozanat holatini buzmaslikka va kristall temperaturasini o'zgarimasligiga olib keladi. Shuning uchun yarim o'tkazgichlar uchun chiqish ishini Fermi sathidan nol sathgacha bo'lgan energetik masofaga teng deb hisoblanadi.

Chiqish ishi odatda elektronvoltage o'lchanadi. Chiqish ishini elektronning zaryadiga nisbati chiqish potentsialini belgilaydi va voltlarda o'lchanadi. Energetik diagrammalari 9.3 - rasmda keltirilgan ikki metallni yaqinlashishida sodir bo'ladigan jarayonlarni ko'rib chiqamiz. Ajratilgan holatda bu metallardagi elektron gazlar  $\mu_1$  va  $\mu_2$  -



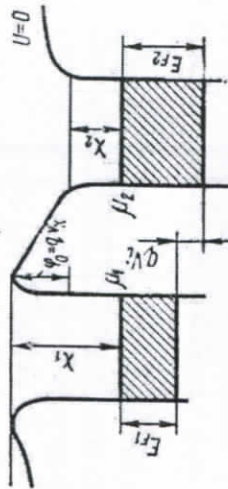
kimyoviy potentsiallar bilan xarakterlanadi. Elektronlarning termodinamik chiqish ishlari  $\chi_1$  va  $\chi_2$  ga teng.



9.3-rasm. Ikkita ajratilgan metallning energetik diagrammalari

Termoelektron emissiya orqali elektronlar bilan effektiv almashish mumkin bo'lgan yoki to'g'ridan - to'g'ri bir-biriga elektronlar o'tishi mumkin bo'lgand - masofaga metallarni bir-biriga yaqinlashtiramiz.

Kontakt o'rnatilgandan so'ng boshlang'ich momentda, ( $\mu_1$  va  $\mu_2$ ) - kimyoviy potentsiallar har xil balandlikda bo'lgani uchun ikkinchi metall elektron gazi birinchi metall elektron gazi bilan muvozanatda bo'lmaydi (9.4 - rasm).



9.4 - rasm. Metall - metall kontaktning energetik diagrammasi

Fermi sathlari farqi ( $\mu_1 - \mu_2$ ) mavjudligi ikkinchi metall dan birinchisiga imtiyozli elektron o'tishi hosil bo'lishiga olib keladi. Bu holda birinchi metall manfiy, ikkinchisi esa musbat zaryadlanadi. Bu zaryadlarning hosil bo'lishi o'z navbatida metallarning energetik sathlarini siljishiga olib keladi: manfiy zaryadlangan 1 - o'tkazgichda barcha sathlar oldingi holatga nisbatan yuqoriga ko'tariladi, 2 - metallida esa pastga tushadi.

Bu jarayonni oson tasavvur etish mumkin: zaryadlanmagan metall dagi nol sathdan manfiy zaryadlangan metallning nol sathiga elektronni o'tkazish uchun  $qV_1$  ga teng ish sarflash kerak. Bu bajarilgan ish elektronning potentsial energiyasini oshishiga olib keladi. Xuddi shu sababga ko'ra, musbat zaryadlangan metallning nol sathi zaryadlanmagan metallning nol sathidan pastga tushadi.

Asta sekin 1 - metallning ko'tarilayotgan  $\mu_1$  kimyoviy potentsial sathi va 2 - metallning pasayotgan  $\mu_2$  - kimyoviy potentsiali bir balandlikka to'g'ri kelganda 2 - metall dan 1 - metallga elektronlarning imtiyozli o'tishi yo'qolaboradi va ikkala metallar orasida muvozanat holati vujudga keladi. Bu holatda metallarning nol sathlari orasida  $V_k$  - kontakt potentsiallar farqi paydo bo'ladi:

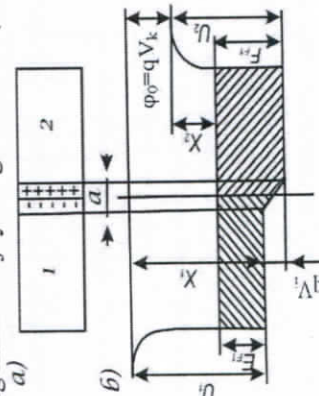
$$V_k = (\chi_1 - \chi_2) / q \quad (9.1)$$

Bu potentsiallar farqini tashqi kontakt potentsiallar farqi deb ataladi, u metallarning chiqish ishlari farqiga to'g'ri proporsionaldir. Chiqish ishi kam bo'lgan metall elektronlari chiqish ishi katta bo'lgan metallga o'taboshlaydi.

Metallarning kimyoviy potentsiallari sathlari tenglashishi bilan 1 - va 2 - metallardagi elektronlar kinetik energiyalari bir xil bo'lmaydi ( $E_{F2} > E_{F1}$ ). Metallarni to'g'ridan - to'g'ri tutashishida 2 - metall dan 1 - metallga elektronlarning yo'naltirilgan diffuziyasi paydo bo'ladi, bu holda  $V_1$  ichki kontakt potentsiallar farqi hosil bo'ladi.

$$V_1 = \frac{(E_{F2} - E_{F1})}{q} \quad (9.2)$$

Muvozanat o'rnatilgandan so'ng metallarda tok zichligi nolga teng bo'lganligi uchun, Om qonuniga asosan ( $j = \sigma E$ )  $E$  - elektr maydon metall qalinligi bo'yicha xar bir nuqtada nolga teng bo'ladi. Ammo metallar kontakti chegarasidagi - yupqa qatlamga ichki kontakt potentsiallar farqining hammasi joylashgan bo'ladi (9.5 - rasm).



9.5 - rasm. Ikkita metall tutashganda ichki kontakt potentsiallar farqi hosil bo'lishi

Qo'sh elektr qatlarning qalinligi bo'yicha  $V_1$  - potentsial sakrashga o'xshab o'zgaradi. Shu qatlarning qalinligini hisoblab ko'ramiz. Qo'sh elektr qatlami yassi kondensatorga o'xshaydi,  $d$  -



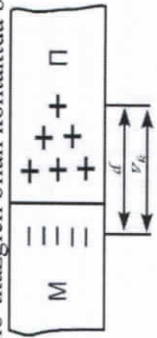
uning qalinligi, qoplamalaridagi zaryadni  $Q$  orqali belgilasak, potentsiallar farqi  $V_1$  ga teng bo'ladi. Qoplamalarning yuzasi  $1 \text{ m}^2$ , dielektrik singdiruvchanligi  $\epsilon = 1$  bo'lgan yassi kondensatorning sig'imi quyidagiga teng:

$$C = \frac{\epsilon_0 V_1}{d}, C = \frac{Q}{V_1}.$$

bu yerdan  $d = \epsilon_0 V_1 / \varphi$  ga ega bo'lamiz. Qo'sh qatlarning qalinligi panjara parametridan kichik bo'lmaydi, ya'ni  $3 \approx A$ ,  $V_1 = 1V$  bo'lganda 2 - metall qatlamining  $1 \text{ m}^2$  yuzasidan 1-metallga o'tadigan zaryad miqdori quyidagiga teng bo'ladi:

$$Q = \frac{\epsilon_0 V_1}{d} = \frac{1B.8.85 \cdot 10^{-12} Fm}{3 \cdot 10^{-10} m} \approx 3 \cdot 10^{-2} C.$$

Bu holda, sirtidagi zaryadlar konsentratsiyasi  $\Delta n = \frac{Q}{q} = \frac{3 \cdot 10^{-2} C}{1.6 \cdot 10^{-19} C} \approx 2 \cdot 10^{17}$  ga teng bo'ladi. Ammo real sharoitda metallning  $1 \text{ m}^2$  yuzasida  $10^{19}$  atom bor, shuning uchun,  $n_0 = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ .  $\Delta n$  ni  $n_0$  bilan taqqoslasak qo'sh elektr qatlami hosil bo'lishi uchun, qalinligi  $\sim 3A^0$  bo'lgan metall sirtidagi elektronlarning faqat  $\sim 2\%$  oqib o'tar ekan. Elektron gaz konsentratsiyasining kontakt qatlamida bunday sezilmaydigan o'zgarishi bu qatlarning elektr o'tkazuvchanligini sezilarni o'zgartirmaydi. Metall - yarimo'tkazgich kontaktini ko'rib chiqamiz.  $x_n$  - chiqish ishiga ega bo'lgan n - tipli yarimo'tkazgich bilan kontakt bo'lsin (9.6 - rasm).



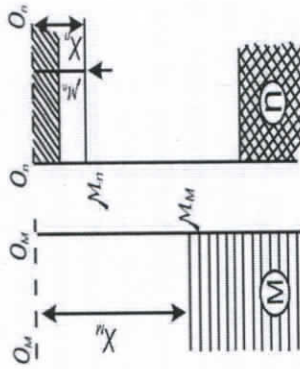
### 9.6 - rasm. Metall - yarim o'tkazgich kontaktida yopuvchi qatlarni hosil bo'lishi

Agar  $x_n > x_n$  bo'lsa, u holda yarimo'tkazgichdan metallga,  $\mu_n$  va  $\mu_p$  - kimyoviy potentsiallar tenglashmaguncha elektronlar oqib o'tadi, undan so'ng metall va yarimo'tkazgich orasida muvozanat holati o'rnatiladi. Metall va yarimo'tkazgichlar chegarasida  $V_k$  - kontakt potentsiallar farqi hosil bo'ladi, uning qiymati ham taxminan  $\sim 3V$  atrofida bo'ladi.

Bu potentsiallar farqi hosil bo'lishi uchun metall - metall kontaktiga o'xshash yarimo'tkazgichdan metallga  $\sim 10^{17}$  elektronlar oqib o'tishi

kerak. Yarimo'tkazgich kristall panjarasi parametri  $\sim 5A^0$  ga teng, undagi elektron gaz konsentratsiyasi  $n = 10^{21} \text{ m}^{-3}$  ga teng. Yarimo'tkazgich sirtidagi konsentratsiya  $n_s \sim 10^{18}$  elektronlarni tashkil etadi. Shuning uchun  $\Delta n \approx 10^{17}$  elektronlarni yetkazib berish uchun  $10^{13}$  ta yarimo'tkazgichning atom qatlamlari elektronlardan xoli bo'lishi kerak.

Shunday qilib, metall - yarimo'tkazgich kontaktida kontakt potentsiallar farqi  $d \sim 5 \cdot 10^3 A^0 = 5 \cdot 10^{-7} m$  qalinligini egallaydi. Bu qatlamda qolgan ionlashgan kirishmalar atomlari qo'zg'olmas hajmiy musbat zaryadlarni hosil qiladi.  $5 \cdot 10^{-7} m$  qalinlikdagi qatlam deyarli erkin elektronlarga ega bo'lmagani uchun uning qalinligi elektronlarning erkin yugurish yo'lidan sezilarli katta bo'ladi, shu sababli, juda katta qarshilikka ega bo'ladi. Bu qatlam yopuvchi qatlam deb ataladi. Metall va yarimo'tkazgich orasida paydo bo'luvchi - kontakt potentsiallar farqi d yopiq qatlarning qalinligi bo'ylab joylashadi (9.7 - rasm).



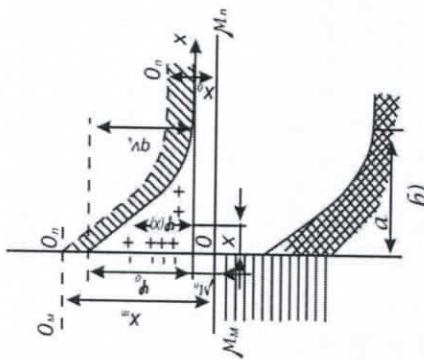
### 9.7 - rasm. Kontakt hosil bo'lguncha metall va yarimo'tkazgichning energetik diagrammalari

Kontakt maydonning kuchlanganligi  $\epsilon_k = \frac{V_k}{d} \approx \frac{1B}{5 \cdot 10^{-7} m} = 2 \cdot 10^6 \frac{V}{m}$  ga

teng bo'ladi. Bu kristallning ichki maydon kuchlanganligidan  $10^3$  marta kichikdir. Shu sababli, kontakt maydoni yarimo'tkazgichning energetik spektriga (taqiqlangan soha kengligi, kirishmalarining ionlanish energiyasi va boshqalar) deyarli ta'sir etmaydi. 29.7-rasmda kontaktga keltirilguncha M-metall va n-yarimo'tkazgichning energetik chizmasi ko'rsatilgan.

Metallning chiqish ishi yarimo'tkazgichnikidan katta deb hisoblanadi. Kontakt o'rnatilgandan va muvozanat holati boshlangandan so'ng, yarimo'tkazgichda qo'zg'olmas hajmiy musbat zaryadlar d - yopuvchi qatlam bo'yicha hosil bo'ladi (9.8 - rasm).





9.8 – rasm. Metall – yarimo'tkazgich kontakti

Kontakt maydon yo'qligida metall va yarimo'tkazgichda energetik sathlar gorizontol to'g'ri chiziqlardan iborat bo'ladi, ya'ni yarimo'tkazgichning hamma nuqtalarida elektronning energiyasi bir xil bo'ladi.

Kontakt potentsiallar farqi hosil bo'lishida kontakt maydon joylashgan qatlamdagi elektronga qatlamdan itarib chiquvchi kuch ta'sir etadi. Bu kuchni yengish uchun elektronning potensial energiyasiga o'tuvchi ma'lum ish bajarish kerak. Shu sababli, elektronning potensial energiyasi yarimo'tkazgichning ichki qatlamidan kontakt chegarasigacha siljishida uning potensial energiyasi  $\phi(x)$  oshib beradi va chegarada maksimal qiymatga ( $\phi_0 = qV_k$ ) ga erishadi. Natijada, kontakt maydon yarimo'tkazgichning energetik sohasini qiyshaytiradi.  $\phi_0$  – kattalik, yarimo'tkazgichdan metallga o'tuvchi elektronlarga muvozanat potensial to'siqni xarakterlaydi. Kontaktidagi potensial to'siq funksiyasi ko'rinishi Puasson tenglamasi orqali ifodalanadi:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon_0\epsilon} \rho(x) \quad (9.3)$$

bu yerda  $\epsilon$  – yarimo'tkazgichning dielektrik singdiruvchanligi,  $\rho(x)$  – qo'zg'olmas zaryadlarning hajmiy zichligidir. Bu holda, yarimo'tkazgichdagi barcha donor atomlar  $Nd$  fonlashgan bo'ladi. U holda:

$$\rho = qNd, \quad \frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{q^2 Nd}{\epsilon_0\epsilon} \quad (9.4)$$

Bu tenglik uchun, quyidagi chegaraviy shartlar o'rinni:

$$\phi(d) = 0, \quad \left(\frac{d\phi}{dx}\right)_{x=d} = 0 \quad (9.5)$$

chunki kontakt qatlamida  $x \gg d$  kontakt maydon yo'q. (9.5) - tenglamani integrallash quyidagi natijani beradi:

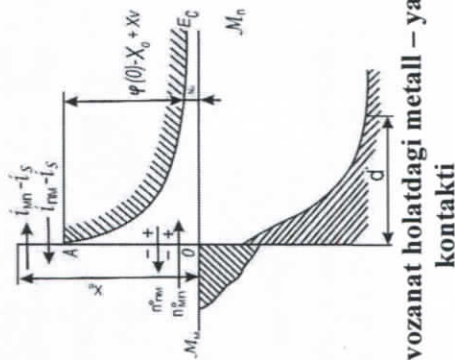
$$\phi(x) = \frac{q^2 Nd}{2\epsilon_0\epsilon} (d-x)^2 \quad (9.6)$$

Bu ifodadan yarimo'tkazgichdagi potensial to'siq ko'rinishi parabolaga o'xshashligi ko'rinib turibdi.  $x = 0$  bo'lganda,  $\phi_0 = \phi_n - \phi_m$  ga teng. U holda yopuvchi qatlam qalinligi quyidagicha bo'ladi:

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon\phi_0}{q^2 Nd}} = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon V_k}{q^2 n_{n0}}} \quad (9.10)$$

bu yerda  $n_{n0} - Nd$  ga teng bo'lgan  $n$  - yarimo'tkazgichdagi elektronlar konsratsiyasidir. Elektronlardan xoli bo'lgan yopuvchi qatlam qalinligi elektronlarning erkin yugurish yo'lidan ikki – uch tartibda katta bo'lgani uchun, bu qatlam juda katta qarshilikka ega bo'ladi.

9.9 – rasmda muvozanat holatda bo'lgan elektron yarimo'tkazgich - metall kontaktining sohalar tuzilishi keltirilgan. Metalldan yarimo'tkazgichga o'tayotgan elektronlarga ta'sir etuvchi potensial to'siq chiqish ishlarining farqiga ( $\phi_n - \phi_m$ ) tengdir: Yarimo'tkazgichdan metallga o'tayotgan elektronlarga ta'sir etuvchi potensial to'siq  $\phi_0 = qV_k$  ga tengdir. Metalldan yarimo'tkazgichga o'tayotgan elektronlar oqimini  $n_{m0}^o$ , yarimo'tkazgichdan metallga o'tayotgan elektronlar oqimini esa  $n_{n0}^o$  deb belgilaymiz.



9.9 – rasm. Muvozanat holatdagi metall – yarimo'tkazgich kontakti



Bu elektron oqimlariga, mos ravishda, quyidagi tok zichliklari to'g'ri keladi:  $J_{im}$  va  $J_{mm}$ . Muvozanat holatida kontakt orqali o'tadigan natijaviy tok nolga teng, shu sababli  $J_{im} = J_{mm} = J_s$  o'z navbatida, muvozanat holatiga to'g'ri keluvchi toklar zichliklari quyidagicha belgilanadi:

$$J_{im} = J_{mm} = J_s \quad (9.11)$$

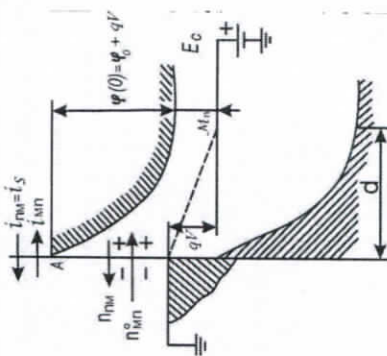
Kontaktga, kontakt potentsiallar farqi  $V_k$  yo'nalishiga mos bo'lgan tashqi potentsiallar farqini qo'yamiz. Yopuvchi qatlam qarshiligi yarimo'tkazgichning boshqa qismlarining qarshiliklaridan bir necha tartibda katta bo'lgani uchun, tashqi potentsiallar farqi asosan yopuvchi qatlamga tushadi. Yarimo'tkazgichdagi musbat zaryadlangan energetik sathlar pastga qarab  $qV$  qiymatga siljiydi.  $\mu$  - Fermi sathi ham shu masofaga pastga tushadi (9.10 - rasm).

Rasmdan ko'rinishicha, yopuvchi qatlam kontakt potentsiallar farqi yo'nalishida quyilgan tashqi potentsiallar farqi  $V$  yarimo'tkazgichdan metallga o'tayotgan elektronlar uchun potentsial to'siqning balandligini oshiradi:

$$\varphi_{(0)} = \varphi_0 + qV \quad (9.12)$$

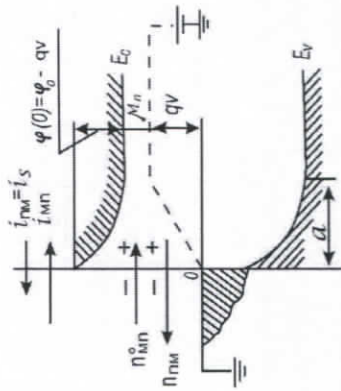
bu esa potentsial to'siqning kengligini ham oshishiga olib keladi:

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon (V_k + V)}{q^2 n_0}} \quad (9.13)$$



9.10 - rasm. Metall - yarimo'tkazgich kontaktiga teskari yo'nalishda tashqi potentsiallar farqi qo'yilishi

9.11 - rasmda kontaktga to'g'ri yo'nalishda tashqi potentsiallar farqi qo'yilgan holat keltirilgan.



9.11 - rasm. M - yarimo'tkazgich kontaktiga to'g'ri yo'nalishda potentsiallar farqi qo'yilgan holat

(9.13) holda manfiy zaryadlangan yarimo'tkazgichning barcha energetik sathlari, u bilan birga Fermi sathi  $\mu_n$  ham,  $qV$  masofaga yuqoriga siljiydi. Bu esa yarimo'tkazgichdan metallga o'tayotgan elektronlar uchun energetik to'siqni kamayishiga olib keladi:

$$\varphi_{(0)} = \varphi_0 - qV \quad (9.14)$$

Natijada to'siq balandligi ham torayadi:

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon (V_k - V)}{q n_0}} \quad (9.15)$$

Tashqi potentsiallar farqi ta'sirida, potentsial to'siqning balandligi va kengligi o'zgarishi, kontakt bo'yicha ikki tomonga o'tayotgan elektronlar oqimi muvozanatini buzilishiga olib keladi.

Kontaktga, yopish yo'nalishida, tashqi potentsiallar farqi  $V$  quyilganda  $J_{mm}$  tok zichligi  $e^{qV/kT}$  marta kamayadi, chunki potentsial to'siq balandligi  $\varphi_0 + qV$  qiymatga oshganda to'siqni yengib o'tuvchi elektronlar soni  $n_{mm} = n_{mm}^0 e^{-\frac{qV}{kT}}$  marta kamayadi, bu holda  $J_{mm}$  tok zichligi quyidagicha teng bo'ladi:

$$J_{mm} = J_s e^{-\frac{qV}{kT}}$$

$J_{im}$  - tok zichligi, metalldan yarimo'tkazgichga o'tayotgan elektronlar uchun potentsial to'siq balandligi o'zgarishiga uchun, o'zgaray qoladi va  $J_s$  ga teng bo'ladi. Tashqi potentsiallar farqi yopish yo'nalishida qo'yilgandagi kontakt bo'yicha natijaviy tok zichligi quyidagicha ifodalanadi:



$$j_{\text{tot}} = j_s e^{\frac{qV}{kT}} - j_s = j_s \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad (9.16)$$

va tok yarimo'tkazgichdan metallga oqadi. Teskari yo'nalishdagi tashqi kuchlanishni oshira borsak  $j_s e^{\frac{qV}{kT}}$  kamayib nolga intiladi teskari yo'nalishdagi  $j_s$ ga yetishadi. Bu tok zichligini to'yinish toki zichligi deb ataladi.

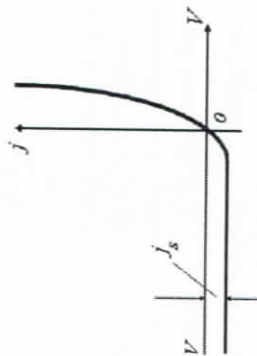
To'g'ri yo'nalishda tashqi potentsiallar farqi qo'yilganda yarimo'tkazgichdan metallga qarab o'tayotgan elektronlar uchun potentsial to'siq balandligi  $qV$  qiymatga kamayadi, natijada  $j_{\text{tm}}$  tok zichligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$j_{\text{tm}} = j_s e^{\frac{qV}{kT}} \quad (9.17)$$

To'g'ri yo'nalishdagi natijaviy tok zichligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$j_{\text{to'g'ri}} = j_{\text{tm}} - j_s = j_s \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad (9.18)$$

(9.16) – va (9.18) – ifodalar metall – yarimo'tkazgich kontaktining volt–amper xarakteristikasi deb ataladi va uning chizmasi 9.12 – rasmda keltirilgan.



9.12 – rasm. Yarimo'tkazgich kontaktining volt – amper xarakteristikasi

### 10-§. Atom yadrosi fizikasi

Atom yadrosi ikki xil elementar zarralardan – protonlar va neytronlardan iborat. Bu zarralar nuklonlar deb ataladi. Proton vodород atomining yadrosi bo'lib, uning zaryadi  $+e$  va massasi

$$m_p = 938.25 \text{ MeV} \quad (10.1)$$

Taqqoslash uchun elektronning energiya birliklarida ifodalangan massasi

$$m_e = 0.511 \text{ MeV} \quad (10.2)$$

(10.1) va (10.2) ni taqqoslasak,  $m_p = 1836 m_e$  ekanligi kelib chiqadi. Protonning yarmiga teng spini ( $s = 1/2$ ) va  $\mu_p = +2.79 \mu_0$  ga teng bo'lgan xususiy magnit momenti bor. Bunda

$$\mu_0 = \frac{eh}{2m_p c} \quad (10.3)$$

yadro magnetoni deb ataladi.

$$m_n = 939.55 \text{ MeV} \quad (10.4)$$

ya'ni proton massasiga yaqin bo'lgan zarra neytron deyiladi. Neytron va proton massalari orasidagi farq  $m_n - m_p = 1.3 \text{ MeV}$ , ya'ni  $2.5 m_e$ . Neytronning yarmiga teng spini ( $s = 1/2$ ) va

$$\mu_n = -1.91 \mu_0 \quad (10.5)$$

ga teng bo'lgan xususiy magnit momenti manjud.

Neytron erkin holatda beqaror bo'lib, u o'z-o'zidan bo'linib ketadi. U bo'lingandan so'ng o'zidan elektron ( $-e$ ) va antineytrino ( $\nu$ ) deb ataladigan bitta zarra chiqarib protonga aylanadi. Neytronning yarim yemirilish davri  $\square 12$  minut. Radioaktiv yemirilishni quyidagicha yozish mumkin:

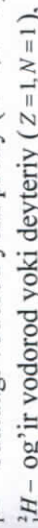
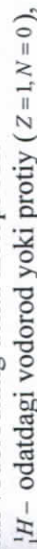
$$n \rightarrow p + e^- + \nu \quad (10.6)$$

Antineytrinning tinchlikdagi massasi nolga teng.

Yadro tarkibidagi protonlar soni ( $Z$ ) uning  $+Ze$  ga teng bo'lgan zaryadini belgilaydi.  $Z$  soni atom nomeri atom nomeri yoki yadroning zaryad soni deyiladi.

Yadrodagi nuklonlar soni  $A$  bilan belgilanadi, bu son yadroning massa soni deyiladi. Yadrodagi neytronlar soni  $N = A - Z$ .

Yadrolar  ${}_Z^A X$  simvol bilan belgilanadi, bunda  $X$  deb elementning kimyoviy simvoli tushumiladi. Ko'p kimyoviy elementlar massa soni  $A$  ning qiymati bilan farq qiluvchi bir nechta izotopga ega bo'ladi. Masalan vodородning uchta izotopi bor:



Kislorodning uchta barqaror izotopi bor:  ${}^{16}_8\text{O}$ ,  ${}^{17}_8\text{O}$ ,  ${}^{18}_8\text{O}$ , qalayniki 10 ta va hokozo.

Izotoplar protonlar soni ( $Z$ ) bir xil bo'lgan yadrolardir. Massa soni ( $A$ ) bir xil bo'lgan yadrolar izobarlar deyiladi. Bunga misol qilib  ${}^{40}_{18}\text{Ar}$  va  ${}^{40}_{20}\text{Ca}$  larni ko'rsatish mumkin. Neytronlar soni  $N = A - Z$  bir xil bo'lgan yadrolar izotonlar deyiladi. Nihoyat,  $Z$  va  $A$  sonlari bir xil, lekin yarim



yemirilish davri boshqacha bo'lgan radioaktiv yadrolar ham mavjud. Ular izomerlar deyiladi. Masalan,  $^{80}_{35}\text{Br}$  yadroning ikkita izomeri bor, ulardan birining yarim yemirilish davri 18 minut, ikkinchisidiki 4.4 soat. Yadro radiusi quyidagi formula bilan ancha aniq topiladi:

$$r = 1.3 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ sm} = 1.3 A^{1/3} \text{ Fermi} \quad (10.7)$$

(fermi yadro fizikasida qo'llaniladigan uzunlik birligi bo'lib, u  $10^{-18}$  sm ga teng). (10.7) munosabatdan yadroning hajmi undagi nuklonlar soniga proporsional ekanligi kelib chiqadi.

Yadroning massasi uning tarkibiga kiruvchi hamma zarralar massalarining yig'indisidan kichik. Bunga sabab nuklonlar birikib yadro hosil qilganda nuklonlarning o'zaro bog'lanish energiyasi ajralib chiqadi.  $E_{\text{bog}}$  bog'lanish energiyasi yadro tarkibiga nuklonlarni ajratish va ularni bir-biri bilan deyarli ta'sirlashmaydigan masofaga uzoqlashtirish uchun bajarish zarur bo'lgan ishga teng. Shunday qilib, yadro energiyasi o'zaro ta'sirlashmaydigan nuklonlar tizimi energiyasidan  $E_{\text{bog}}$  miqdorida kichik bo'ladi. Jism energiyasi  $\Delta E$  miqdorida kamayganda uning massasi ekvivalent ravishda  $\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2}$  miqdorida kamayishi kerak. Yadrodagi nuklonlarning bog'lanish energiyasi quyidagiga teng:

$$E_{\text{bog}} = c^2 \{ [Zm_p + (A-Z)m_n] - m_{\text{yad}} \} \quad (10.8)$$

Tarkibida ikkita protoni va ikkita neytroni bo'lgan  ${}^4_2\text{He}$  yadrodagi nuklonlarning bog'lanish energiyasini topamiz.  ${}^4_2\text{He}$  atomining massasi 4.00260 m.a.b. ga teng bo'lib unga 3728.0 MeV energiya to'g'ri keladi.  ${}^1_1\text{H}$  vodorod atomining massasi 1.00815 m.a.b. Neytron massasi (37.4) ga teng. Bu kattaliklarni (10.8) ga qo'yib, bog'lanish energiyasini topamiz:

$$E_{\text{bog}} = [2 \cdot 938.7 + 2 \cdot 939.5] - 3728.0 = 28.4 \text{ MeV}.$$

Yadroda nuklonlarning bog'lanish energiyasi ulkan bo'lishi nuklonlar orasidagi intensiv o'zaro ta'sir borligidan dalolat beradi. Bu o'zaro ta'sir tortishish xarakteriga ega. Tortishish kuchlari nuklonlarni protonlar orasida kuchli elektrostatik itarishish bo'lishiga qaramasdan bir-biridan  $\square 10^{-13}$  sm masofada ushlab turadi. Nuklonlarning yadro ichidagi o'zaro ta'siri kuchli o'zaro ta'sir deb ataladi. Uni yadro kuchlari maydoni yordamida tavsiflash mumkin. Bu kuchlarning o'ziga xos jihlatlarini ko'rib o'tamiz.

1. Yadro kuchlari qisqa masofada ta'sir ko'rsatadigan kuchlardir; nuklonlar orasidagi masofa  $10^{-13}$  sm dan ortganda ularning ta'siri

sezilmaydi. Nuklonlar orasidagi masofa  $10^{-13}$  sm dan kichik bo'lganda ular tortishish o'rniga itarishadi.

2. Kuchli o'zaro ta'sir nuklonlar zaryadiga bog'liq emas. Nuklonlar orasida ta'sir qiluvchi yadro kuchlari kattaligi jihatidan bir xil bo'ladi. Bu xossa yadro kuchlarining zaryaddan mustaqilligi deyiladi.

3. Yadro kuchlari o'zaro ta'sirlashuvchi nuklonlar spinlarining bir-biriga nisbatan joylashishiga bog'liq.

4. Yadro kuchlari to'yinish xossasiga ega. Bu xossaning mavjudligi bitta nuklonga to'g'ri keladigan bog'lanish energiyasi  ${}^4_2\text{He}$  dan boshlab barcha yadrolar uchun bir xil. Bundan tashqari, yadro kuchlarining to'yinishini yadro hajmining uni tashkil etuvchi nuklonlar soniga mutanosibligini ko'rsatadi.

Beqaror kimyoviy element izotoplarining elementar zarralar yoki yadrolar chiqarib o'z-o'zidan boshqa element izotopiga aylanishi radioaktivlik deyiladi. Bunday aylanishlarning asosiy qatoriga quyidagilar kiradi: 1)  $\alpha$  - yemirilish, 2)  $\beta$  - yemirilish, 3) protonli radioaktivlik, 4) og'ir yadrolarning spontan bo'linishi.

Tabiiy sharoitlarda izotoplarda bo'ladigan radioaktivlik tabiiy radioaktivlik deyiladi. Yadro reaksiyalarida olinadigan izotoplarning radioaktivligi sun'iy radioaktivlik deyiladi.

Radioaktiv modda tarkibida  $N$  ta atom bo'lsa, u holda  $dt$  vaqtga yemiriladigan atomlarning  $dN$  miqdori

$$dN = -\lambda N dt \quad (10.9)$$

bo'ladi. (10.9) ifodani integrallasak:

$$\ln N = -\lambda t + \text{const}$$

Radioaktiv yemirilish qonuni kelib chiqadi:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (10.10)$$

bunda  $N_0$  - boshlang'ich paytdagi yemirilimagan atomlar soni,  $N - t$  paytdagi yemirilimagan atomlar soni,  $\lambda$  - radioaktiv moddani tavsiflovchi o'zgarish miqdori bo'lib yemirilish doimiyi deyiladi.

Tarim yemirilish davri uchun quyidagi ifoda o'rinli:

$$T = \frac{0.693}{\lambda} \quad (10.11)$$

Tabiiy radioaktivlikni 1896 yilda fransuz olimi A. Bekkerel kashf etgan. Mariya va P'er Kyurilar radioaktiv moddalarni o'rganishga katta hissa qo'shishgan. Radioaktiv modda uch xil nurlanish manbai ekanligi aniqlandi. Ulardan biri magnit maydoni ta'sirida musbat zaryadli zarralar oqimining og'ish yo'nalishida og'adi va u  $\alpha$  - nurlar deb



ataladi.  $\beta$ - nurlar deb atalgan ikkinchi nurlanish manfiy zaryadli zarralar og'adigan yo'nalishda og'adi. Magnit maydon ta'sir qilmaydigan nurlanish  $\gamma$ - nurlanish deb ataladi.

Alfa-nurlar gely  ${}^4_2\text{He}$  atomi yadrolari oqimidan iborat bo'lib yadro quyidagicha yemiriladi:

$${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} Y + {}^4_2\text{He} \quad (10.12)$$

Yemirilayotgan yadroning kimyoviy belgisi  $X$  harfi bilan, hosil bo'lgan yadroning kimyoviy belgisi  $Y$  harfi bilan belgilangan. Odatda alfa-yemirilishda  $\gamma$ - nurlar hosil bo'ladi. Yemirilish natijasida hosil bo'lgan moddaning atom nomeri yemirilgan moddaning atom nomeridan 2 birlik, massa soni esa 4 birlik kichik ekanligi ko'rinib turibdi. Bunga  ${}^{238}_{92}\text{U}$  ning yemirilishi natijasida  ${}^{234}_{90}\text{Th}$  hosil bo'lishini misol keltirish mumkin:

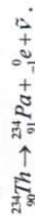


Betta-yemirilishning uch xil turi mavjud. Birinchi holda yemirilayotgan yadro elektron chiqaradi, ikkinchi holda pozitron chiqaradi, uchinchi holda  $K$ - tutish (elektron tutish) yadro atomning  $K$ - qobig'idagi elektronlardan birini yutadi.

Birinchi tur yemirilish quyidagi sxema bo'yicha sodir bo'ladi:

$${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-0}_{Z+1} Y + {}^0_{-1}e + \bar{\nu} \quad (10.13)$$

$\beta$ - yemirilishga misol qilib  ${}^{234}_{90}\text{Th}$  toriyning elektron va antineytrino chiqarib  ${}^{234}_{91}\text{Pa}$  protaktiniyga aylanishini keltirib o'tish mumkin:



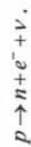
$\beta$ - yemirilishning ikkinchi turi ( $\beta^+$ -yemirilish) quyidagi sxema bo'yicha bo'ladi:

$${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-0}_{Z-1} Y + {}^0_{+1}e + \nu \quad (10.14)$$

Bunga azot  ${}^{13}_7\text{N}$  ni uglerod  ${}^{13}_6\text{C}$  ga aylanishini misol qilib olish mumkin:



$\beta$ - yemirilishning uchinchi turi ( $K$ - tutish yoki  $e$ - tutish) shundan iboratki, yadro o'z atomining  $K$ - qobiqdagi elektronlaridan birini yutadi, natijada protonlardan biri neytrino chiqarib neytronga aylanadi:



Hosil bo'lgan yadro o'yg'ongan holatda bo'lishi mumkin. Keyin quyidagi energetik holatga o'tib, yadro  $\gamma$ - fotonlar chiqaradi. Bunday jarayon sxemasi quyidagicha bo'ladi:

$${}^A_Z X + {}^0_{-1}e \rightarrow {}^{A-1}_{Z-1} Y + \gamma \quad (10.15)$$

$\beta$ - yemirilishning uchinchi turiga kaliy  ${}^{40}_{19}\text{K}$  ning argon  ${}^{40}_{18}\text{Ar}$  ga aylanishini misol qilib olish mumkin:



Protonli radioaktivlikda yadro bitta yoki ikkita proton chiqarib yemiriladi.

Og'ir yadrolarning spontan ravishda bo'linishiga uran yadrolarining taxminan teng ikkiga o'z-o'zidan bo'linishini misol qilib olish mumkin.

Uran yadrosining bo'linishi quyidagicha bo'ladi:

$${}^{235}_{92}\text{U} + n \rightarrow {}^{140}_{54}\text{Cs} + {}^{94}_{37}\text{Rb} + 2n \quad (10.16)$$

Bo'linish parchalari bo'lmish seziiy va rubidiy quyidagicha o'zgaradi:



Oxirgi mahsulotlar - seriy  ${}^{138}\text{Ba}$  va sirkoniy  ${}^{92}\text{Zr}$  - barqaror yadrolar bo'lib, neytronlar bilan borbardimon qilinganda boshqa toriy ( ${}^{232}\text{Th}$ ), protaktiniy ( ${}^{231}\text{Pa}$ ), shuningdek plutoniy ( ${}^{239}\text{Pu}$ ) ga ham bo'linadi. Nihoyatda yuqori energiyali neytronlar yengilroq yadrolarni ham bo'ladi.

${}^{235}\text{U}$ ,  ${}^{239}\text{Pu}$ ,  ${}^{233}\text{U}$  yadrolarining bo'linishida bir necha neytron paydo bo'lishi zanjir yadro reaksiyasini amalga oshirishga imkoniyat yaratadi. Bitta yadro bo'linishida uchib chiqqan  $z$  ta neytron  $z$  dona yadroning bolinishiga olib keladi, natijada  $z^2$  dona yangi neytron chiqib, ular  $z^2$  dona yadroning bo'linishiga olib keladi va hokozo. Shunday qilib, har bir avlodda tug'iladigan neytronlar soni geometrik progressiya kabi ko'payadi.  ${}^{235}\text{U}$  yadrosi bo'linganda chiqadigan neytronlar soni o'rtta hisobda  $\square 2.43$  energiyaga ega bo'ladi, bu esa  $\square 2 \cdot 10^9 \text{ sm/sek}$  tezlikka mos keladi. Shu sababli neytron paydo bo'lishi bilan uning yangi bo'linuvchi yadro tomonidan yutilishi orasidagi vaqt qisqa, shu sababli bo'linuvchi moddada neytronlar juda tez ko'payadi.

Yerga olam fazosidan yuqori energiyali ( $\square 10 \text{ GeV}$ ) atom yadrolarining uzluksiz oqimi keladi. Bu birlamchi kosmik nurlar Yerdan atmosferasida ikkilamchi nurlanish hosil bo'ladi.

Elementar zarralarning xossalari va tavsiflarini izohlash uchun ularning massasi, zaryadi, spinidan tashqari bir qator qo'shimcha kattaliklar bor. Hozirgi vaqtda elementar zarralar orasida bo'ladigan



turli xil o'zaro ta'sirlar mavjud: kuchli o'zaro ta'sir, elektromagnit o'zaro ta'sir, kuchsiz o'zaro ta'sir, gravitatsion o'zaro ta'sir.

Kuchli o'zaro ta'sir. O'zaro ta'sirning bu turi yadroviy o'zaro ta'sir ham deyiladi, chunki bu o'zaro ta'sir yadrodagi nuklonlarni bir-biriga bog'laydi. O'zaro ta'sir intensivligini o'zaro ta'sir konstantasi deb ataladigan o'lhamsiz  $G^2$  kattalik bilan tavsiflash qabul qilingan. Bu kattalik mazkur o'zaro ta'sir natijasida sodir boluvchi jarayonlar ehtimolini tavsiflaydi. Kuchli o'zaro ta'sir uchun  $G^2 = 1$ . Kuchli o'zaro ta'sir vujudga keladigan eng katta masofa (ya'ni ta'sir radiusi) taqriban  $10^{-13}$  sm ga teng. Biror zarra yaqinidan  $c$  ga teng tezlik bilan uchib o'tayotgan zarra o'sha zarra bilan  $t = \frac{r}{c} \approx 10^{-13} / 3 \cdot 10^8 \approx 10^{-23}$  sek davomida o'zaro ta'sirda bo'ladi.

Elektromagnit o'zaro ta'sir. Elektromagnit ta'sirning ta'sir doirasi chegaralanmagan. O'zaro ta'sir konstantasi

$$G^2 = \frac{e^2}{hc} \approx 10^{-2}.$$

Demak, elektromagnit o'zaro ta'sir intensivligi kuchli o'zaro ta'sir intensivligidan taxminan 100 marta kam, ta'sir vaqti esa taxminan  $t = 10^{-21}$  sek ga teng ekan.

Kuchsiz o'zaro ta'sir. Kuchsiz o'zaro ta'si (yoki yemirilish o'zaro ta'sir) yadrolarning hamma  $\beta$ - yemirilishiga, elementar zarralarning ko'p xil yemirilishiga, shuningdek neytrino bilan modda orasida bo'ladigan hamma o'zaro ta'sir jarayonlariga tegishlidir. Kuchsiz o'zaro ta'sir kuchli o'zaro ta'sir kabi yaqin masofada ta'sir qiladi. O'zaro ta'sir konstantasi esa juda kichik:  $G^2 = 10^{-14}$ . O'zaro ta'sir vaqti esa taxminan  $t \approx 10^{-14}$  sek ga teng.

Gravitatsion o'zaro ta'sir. Bu ta'sirning ham ta'sir radiusi cheklanmagan. O'zaro ta'sir konstantasi nihoyatda kichik:  $G^2 = 10^{-39}$ . O'zaro ta'sir vaqti  $t \approx 10^6$  yil.

Oralarida bo'ladigan o'zaro ta'sir tavsifiga ko'ra elementar zarralar uch sinfga bo'linadi.

1. Fotonlar,  $\gamma$  (elektromagnit maydon kvantlari). Bu zarralar elektromagnit o'zaro ta'sirda ishtirok etib, kuchli va kuchsiz o'zaro ta'sirga ega emas.
2. Leptonlar (yengil zarralar) qatoriga kuchli o'zaro ta'sirga ega bo'lmagan zarralar kiradi: myuonlar ( $\mu^+, \mu^-$ ), elektronlar ( $e^-, e^+$ ) va neytrino ( $\nu, \bar{\nu}$ ). Hamma leptonlarning spini  $1/2$  ga teng. Bunday zarralar Fermi-Dirak statistikasi bo'ysunganligi uchun

fermionlar deyiladi. Barcha leptonlar kuchsiz o'zaro ta'sirga ega. Ulardan elektr zaryadiga ega bo'lganlari elektromagnit o'zaro ta'sirga ega.

3. Adronlar (yirik, salmoqli degan ma'noni bildiradi) kuchli o'zaro ta'sirga ega bo'lgan hamma zarralar kiradi. Bu zarralar kuchli o'zaro ta'sir bilan birga kuchsiz va elektromagnit o'zaro ta'sirga ham ega. Adronlar ikki gruppaga bo'linadi: mezonlar va barionlar. Mezonlar barion zaryadi deb ataluvchi zaryadga ega bo'lmagan o'zaro ta'sirlashuvchi beqaror zarralardir. Ular qatoriga  $\pi$ - mezonlar ( $\pi^+, \pi^-, \pi^0$ ) va  $K$ - mezonlar ya'ni kaonlar ( $K^+, K^-, K^0, \bar{K}^0$ ) kiradi.  $K$ - mezonlar massasi taxminan  $970 m_e$  ga, yashash davri esa  $10^{-8}$  s ga teng. Ular yemirilish natijasida  $\pi$ - mezonlarga leptongga yoki faqat leptonlarga aylanadi.

Barionlar: nuklonlar ( $p, n$ ) va massalari ulardan katta bo'lgan beqaror gineronlarni o'z ichiga oladi. Hamma barionlar kuchli o'zaro ta'sirga ega va ularning spini  $1/2$  ga teng. Protodan boshqa hamma barionlar beqaror bo'lib juda tezda parchalanib ketadi.

Hozirgi vaqtga kelib elementar zarralar soni shunchalar ko'payib ketdiki ularning elementar ekanligiga shubha paydo bo'laboshladi. Masalan, barionlarni o'zi kvarklar deb ataluvchi gipotetik zarralarga bo'linishi taxmin qilinmoqda. Kvarklarning elektr zaryadi  $-\frac{1}{3}, +\frac{2}{3}, -\frac{1}{3}$  bo'lishi mumkin. 6 ta kvark va antikvarklar orqali hamma barionlarni hosil qilish mumkin: bular (**up** - yuqori), **d** (**down** - quyi), **S** (**strange** - g'alati), **c** (**charmed** - jozibali), **b** (**bottom** - pastgi), **t** (**top** - yuqorigi).

Kvarklarni shartli ravishda rangli deb qabul qilingan. 3 ta rangli kvarklar qo'shilishidan yangi neytral oq rang hosil bo'ladi. Demak kvarklar 6 ti xil bo'lib, ularning har biri 3 xil rangda bo'lishi mumkin: sariq, ko'k va qizil. (Har uchlasining qo'shilishidan oq rang hosil bo'ladi).

Kvarklar to'risidagi g'oya, juda ajoyib bo'lib, bir qancha yangi zarrachalar hosil bo'lishini oldindan aytib berish mumkin bo'ldi. Hozirgacha kvarklarni erkin holatda mavjud bo'lishi aniqlanmagan.

Dunyoga mashhur bo'lgan yirik olimlarning ko'pchiligi umumiy maydonlar nazariyasini yaratish ustida juda katta mehnat qildilar. Bular A.Eynshteyn, P.Dirak, V.Geyzenberg va boshqalar, umrlarining oxirigacha yuqoridagi nazariyani yaratishga ulguraolmadilar. XX - asrning ikkinchi yarmida S.Vaynberg, Sh.Li Gleshou va Abdus Salam



fizik olimlar birlashgan elektron kuchsiz ta'sirlashuv nazariyasini yaratdilar.

Bu ta'sirlashuv elektromagnit va kuchsiz ta'sirlashuvlarni umumlashtiradi. Umumlashgan va barcha ta'sirlashuvni o'z ichiga oladigan birlashgan maydonlar nazariyasi hozircha nihoyasiga yetkazilgani yo'q.

#### 10.1-§. Dasturlash tilida vodorod atomi elektronining holat va to'liq funksiyasini o'rganish elektron dasturini yaratish

**Borland Delphi7 dasturlash tilida dastur kodlari quyidagicha bo'ladi:**

```
procedure TForm1.BitBtn5Click(Sender: TObject);
```

```
var j:integer;
```

```
begin
```

```
Windows.SetFocus(Edit4.Handle);
```

```
q:=StrToInt(LabeledEdit1.Text);
```

```
for j:=1 to q do
```

```
StringGrid1.Cells[0,j]:=IntToStr(j);
```

```
Panel3.Visible:=False;
```

```
StringGrid1.RowCount:=q+1;
```

```
StringGrid1.Cells[0,0]:='1';
```

```
StringGrid1.Cells[1,0]:='fi';
```

```
StringGrid1.Cells[2,0]:='1s^0';
```

```
StringGrid1.Cells[3,0]:='2s^0';
```

```
StringGrid1.Cells[4,0]:='2p^-1';
```

```
StringGrid1.Cells[5,0]:='2p^0';
```

```
StringGrid1.Cells[6,0]:='2p^1';
```

```
StringGrid1.Cells[7,0]:='3s^0';
```

```
StringGrid1.Cells[8,0]:='3p^-1';
```

```
StringGrid1.Cells[9,0]:='3p^0';
```

```
StringGrid1.Cells[10,0]:='3p^1';
```

```
StringGrid1.Cells[11,0]:='3d^-2';
```

```
StringGrid1.Cells[12,0]:='3d^-1';
```

```
StringGrid1.Cells[13,0]:='3d^0';
```

```
StringGrid1.Cells[14,0]:='3d^1';
```

```
StringGrid1.Cells[15,0]:='3d^2';
```

```
StringGrid1.Cells[16,0]:='4s^0';
```

```
StringGrid1.Cells[17,0]:='4p^-1';
```

```
StringGrid1.Cells[18,0]:='4p^0';
StringGrid1.Cells[19,0]:='4p^1';
StringGrid1.Cells[20,0]:='4d^-2';
StringGrid1.Cells[21,0]:='4d^-1';
StringGrid1.Cells[22,0]:='4d^0';
StringGrid1.Cells[23,0]:='4d^1';
StringGrid1.Cells[24,0]:='4d^2';
StringGrid1.Cells[25,0]:='4f^-1';
StringGrid1.Cells[26,0]:='4f^-2';
StringGrid1.Cells[27,0]:='4f^-3';
StringGrid1.Cells[28,0]:='4f^3';
StringGrid1.Cells[29,0]:='4f';
end;
```

```
procedure TForm1.BitBtn2Click(Sender: TObject);
```

```
var fi: extended;
```

```
begin
```

```
i:=i+1;
```

```
q:=StrToInt(LabeledEdit1.Text);
```

```
StringGrid1.Cells[1,i]:=Edit4.Text;
```

```
Edit4.Text:='';
```

```
if i=q then Panel1.Visible:=False;
```

```
fi:=StrToFloat(StringGrid1.Cells[1,i]);
```

```
fi:=fi*pi/180;
```

```
Psi1:=sqrt(2/7);
```

```
Form1.Edit1.Text:=FloatToStrF(Psi1,ffFixed,2,2);
```

```
StringGrid1.Cells[2,i]:=Edit1.Text;
```

```
Psi2:=sqrt(3*pi/2);
```

```
Form1.Edit2.Text:=FloatToStrF(Psi2,ffFixed,2,2);
```

```
StringGrid1.Cells[3,i]:=Edit2.Text;
```

```
Psi3:=sqrt(3/(2*pi))*cos(fi)*cos(fi);
```

```
Form1.Edit3.Text:=FloatToStrF(Psi3,ffFixed,2,2);
```

```
StringGrid1.Cells[4,i]:=Edit3.Text;
```

```
Psi4:=sqrt(3*pi/2)*sin(fi)*sin(fi);
```



```

Form1.Edit5.Text:=FloatToStrF(Psi4, ffFixed, 2, 2);
StringGrid1.Cells[5, i]:=Edit5.Text;

Psi5:=sqrt(3/(2*pi))*cos(fi)*cos(fi);
Form1.Edit6.Text:=FloatToStrF(Psi5, ffFixed, 2, 2);
StringGrid1.Cells[6, i]:=Edit6.Text;

Psi6:=3*pi/2;
Form1.Edit7.Text:=FloatToStrF(Psi6, ffFixed, 2, 2);
StringGrid1.Cells[7, i]:=Edit7.Text;

Psi7:=sqrt(7/(16*pi))*(5*cos(fi)*cos(fi)-2*cos(fi)*cos(fi));
Form1.Edit8.Text:=FloatToStrF(Psi7, ffFixed, 2, 2);
StringGrid1.Cells[8, i]:=Edit8.Text;

Psi8:=sqrt(1/3)*(5*sin(fi)*sin(fi)-2*sin(fi)*sin(fi));
Form1.Edit9.Text:=FloatToStrF(Psi8, ffFixed, 2, 2);
StringGrid1.Cells[9, i]:=Edit9.Text;

Psi9:=sqrt(1/3)*(5*cos(fi)*cos(fi)-2*cos(fi)*cos(fi));
Form1.Edit10.Text:=FloatToStrF(Psi9, ffFixed, 2, 2);
StringGrid1.Cells[10, i]:=Edit10.Text;

Psi10:=(3*pi/2)*cos(fi)*cos(fi)*cos(fi);
Form1.Edit11.Text:=FloatToStrF(Psi10, ffFixed, 2, 2);
StringGrid1.Cells[11, i]:=Edit11.Text;

Psi11:=(6*pi)*cos(fi)*cos(fi)*sin(fi)*sin(fi);
Form1.Edit12.Text:=FloatToStrF(Psi11, ffFixed, 2, 2);
StringGrid1.Cells[12, i]:=Edit12.Text;

Psi12:=sqrt(7*pi/4)*(3*sin(fi)*sin(fi)-1);
Form1.Edit13.Text:=FloatToStrF(Psi12, ffFixed, 2, 2);
StringGrid1.Cells[13, i]:=Edit13.Text;

Psi13:=(6*pi)*cos(fi)*cos(fi)*sin(fi)*sin(fi);
Form1.Edit14.Text:=FloatToStrF(Psi13, ffFixed, 2, 2);
StringGrid1.Cells[14, i]:=Edit14.Text;

```

```

Psi14:=(3*pi/2)*(cos(fi)*cos(fi)*cos(fi)*cos(fi));
Form1.Edit15.Text:=FloatToStrF(Psi14, ffFixed, 2, 2);
StringGrid1.Cells[15, i]:=Edit15.Text;

Psi15:=17/2;
Form1.Edit16.Text:=FloatToStrF(Psi15, ffFixed, 2, 2);
StringGrid1.Cells[16, i]:=Edit16.Text;

Psi16:=sqrt(13/12)*(5*cos(fi)*cos(fi)*cos(fi)-
3*cos(fi)*cos(fi))*((5*cos(fi)*cos(fi)-2*cos(fi)*cos(fi)));
Form1.Edit17.Text:=FloatToStrF(Psi16, ffFixed, 2, 2);
StringGrid1.Cells[17, i]:=Edit17.Text;

Psi17:=sqrt(1/3)*(5*sin(fi)*sin(fi)*sin(fi)-
3*sin(fi)*sin(fi))*((5*sin(fi)*sin(fi)-2*sin(fi)*sin(fi)));
Form1.Edit18.Text:=FloatToStrF(Psi17, ffFixed, 2, 2);
StringGrid1.Cells[18, i]:=Edit18.Text;

Psi18:=sqrt(13/12)*(5*cos(fi)*cos(fi)*cos(fi)-
3*cos(fi)*cos(fi))*((5*cos(fi)*cos(fi)-2*cos(fi)*cos(fi)));
Form1.Edit19.Text:=FloatToStrF(Psi18, ffFixed, 2, 2);
StringGrid1.Cells[19, i]:=Edit19.Text;

Psi19:=sqrt(7/5)*(5*cos(fi)*cos(fi)*cos(fi)-2*cos(fi)*cos(fi));
Form1.Edit20.Text:=FloatToStrF(Psi19, ffFixed, 2, 2);
StringGrid1.Cells[20, i]:=Edit20.Text;

Psi20:=2*(5*sin(fi)*sin(fi)*sin(fi)-
2*sin(fi)*sin(fi))*((5*cos(fi)*cos(fi)-2*cos(fi)*cos(fi)));
Form1.Edit21.Text:=FloatToStrF(Psi20, ffFixed, 2, 2);
StringGrid1.Cells[21, i]:=Edit21.Text;

Psi21:=sqrt(pi/2)*(3*sin(fi)*sin(fi)-
1)*(sqrt(1/(8*pi)))*(3*sin(fi)*sin(fi)-1));
Form1.Edit22.Text:=FloatToStrF(Psi21, ffFixed, 2, 2);
StringGrid1.Cells[22, i]:=Edit22.Text;

Psi22:=2*(5*sin(fi)*sin(fi)*sin(fi)-
2*sin(fi)*sin(fi))*((5*cos(fi)*cos(fi)-2*cos(fi)*cos(fi)));

```



```

Form1.Edit23.Text:=FloatToStrF(Psi22,ffFixed,2,2);
StringGrid1.Cells[23,i]:=Edit23.Text;

Psi23:=sqrt(7/5)*(5*cos(fi)*cos(fi)-2*cos(fi)*cos(fi));
Form1.Edit24.Text:=FloatToStrF(Psi23,ffFixed,2,2);
StringGrid1.Cells[24,i]:=Edit24.Text;

Psi24:=sqrt(20)*5*cos(fi)*cos(fi)*(5*sin(fi)*sin(fi)-1);
Form1.Edit25.Text:=FloatToStrF(Psi24,ffFixed,2,2);
StringGrid1.Cells[25,i]:=Edit25.Text;

Psi25:=18*pi*sin(fi)*sin(fi)*sin(fi)*sin(fi)*cos(fi)*cos(fi);
Form1.Edit26.Text:=FloatToStrF(Psi25,ffFixed,2,2);
StringGrid1.Cells[26,i]:=Edit26.Text;

Psi26:=17/2*(5*cos(fi)*cos(fi)*cos(fi)-2*cos(fi)*cos(fi));
Form1.Edit27.Text:=FloatToStrF(Psi26,ffFixed,2,2);
StringGrid1.Cells[27,i]:=Edit27.Text;

Psi27:=14/pi*(5*cos(fi)*cos(fi)*cos(fi)-2*cos(fi)*cos(fi));
Form1.Edit28.Text:=FloatToStrF(Psi27,ffFixed,2,2);
StringGrid1.Cells[28,i]:=Edit28.Text;

Psi28:=sqrt(1/3)*sin(fi)*sin(fi)*(5*cos(fi)*cos(fi)-1);
Form1.Edit29.Text:=FloatToStrF(Psi28,ffFixed,2,2);
StringGrid1.Cells[29,i]:=Edit29.Text;
end;

procedure TForm1.Edit4KeyPress(Sender: TObject; var Key: Char);
begin
if Key=chr(VK_RETURN)
then begin
  BitBtn2.Click;
end;
end;

procedure TForm1.YURIQNOMA1Click(Sender: TObject);
begin
Form2.Show;
Form2.frxReport1.ShowReport();
end;

```

```

procedure TForm1.DASTURDANCHIQISHI1Click(Sender: TObject);
begin
Form1.Close;
end;

procedure TForm1.YURIQNOMA2Click(Sender: TObject);
begin
Form2.frxReport1.ShowReport();
Form2.frxReport1.Print;
end;

procedure TForm1.DASTURHAQIDA1Click(Sender: TObject);
begin
Form7.Show;
end;

procedure TForm1.KALKULYATOR1Click(Sender: TObject);
begin
Form4.Show;
end;

procedure TForm1.ASOSIYOYNA1Click(Sender: TObject);
begin
Form1.Show;
Form1.PrintScale:=poPrintToFit;
Form1.Print;
end;

procedure TForm1.BitBtn4Click(Sender: TObject);
var i:integer;
begin
Chart2.Visible:=True;
for i:=1 to StringGrid1.RowCount-1 do
begin
Chart2.Series[0].AddXY(StrToFloat(StringGrid1.Cells[1,i]),StrToFloat(
StringGrid1.Cells[3,i]),'',clGreen);
end;
Chart1.Visible:=False;
Chart3.Visible:=False;
Chart4.Visible:=False;
Chart5.Visible:=False;
Chart6.Visible:=False;

```



```

Chart7.Visible:=False;
Chart8.Visible:=False;
Chart9.Visible:=False;
Chart10.Visible:=False;
Chart11.Visible:=False;
Chart12.Visible:=False;
Chart13.Visible:=False;
Chart14.Visible:=False;
Chart15.Visible:=False;
Chart16.Visible:=False;
Chart17.Visible:=False;
Chart18.Visible:=False;
Chart19.Visible:=False;
Chart20.Visible:=False;
Chart21.Visible:=False;
Chart22.Visible:=False;
Chart23.Visible:=False;
Chart24.Visible:=False;
Chart25.Visible:=False;
Chart26.Visible:=False;
Chart27.Visible:=False;
Chart28.Visible:=False;
end;

procedure TForm1.GRAFIKClick(Sender: TObject);
begin
Form6.Show;
Form6.Button2.Click;
end;

procedure TForm1.Button1Click(Sender: TObject);
begin
StringGrid1.CleanupInstance;
Panel3.Visible:=true;
end;

procedure TForm1.LabeledEdit1KeyPress(Sender: TObject; var Key:
Char);
begin

```

```

if Key=chr(VK_RETURN)
then begin
BitBtn5.Click;
end;
end;

procedure TForm1.FormShow(Sender: TObject);
begin
LabeledEdit1.SetFocus;
end;
end.

unit Unit6;

interface

uses
Windows, Messages, SysUtils, Variants, Classes, Graphics, Controls,
Forms,
Dialogs, StdCtrls, ExtCtrls, Buttons;

type
TForm6 = class(TForm)
PaintBox1: TPaintBox;
Button1: TButton;
Button2: TButton;
Button3: TButton;
Button4: TButton;
Button5: TButton;
Button6: TButton;
procedure Button2Click(Sender: TObject);
procedure Button3Click(Sender: TObject);
procedure Button4Click(Sender: TObject);
procedure Button5Click(Sender: TObject);
procedure Button8Click(Sender: TObject);
procedure Button6Click(Sender: TObject);
private
{ Private declarations }
public

```



```

{ Public declarations }
end;

var
  TForm6: TForm6;
implementation
uses Math;
{$R *.dfm}

procedure TForm6.Button2Click(Sender: TObject);
begin
  PaintBox1.Canvas.Pen.Color:=clBlack;
  PaintBox1.Canvas.Brush.Color:=clWhite;
  PaintBox1.Canvas.Rectangle(0,0,PaintBox1.Width,PaintBox1.Height);
end;

procedure TForm6.Button3Click(Sender: TObject);
var
  x,y,ox,oy,i: Integer;
  f,r:real;
begin
  Button2.Click;
  PaintBox1.Canvas.Pen.Color:=clBlack;
  ox:=PaintBox1.Width div 2;
  oy:=PaintBox1.Height div 2;
  PaintBox1.Canvas.MoveTo(0,oy);
  PaintBox1.Canvas.LineTo(640,oy);
  PaintBox1.Canvas.MoveTo(ox,0);
  PaintBox1.Canvas.LineTo(ox,480);
  while f<=2*pi do begin
    r:=sqrt(3*pi/2)*(sqrt(sin(f)));
    x:=trunc(ox+80*r*cos(f));
    y:=trunc(oy-80*r*sin(f));
    for i:=1 to 180 do
      Form6.PaintBox1.Canvas.Pixels[x,y]:=clGreen;
    f:=f+0.005;
  end;
end;

procedure TForm6.Button4Click(Sender: TObject);
var
  x,y,ox,oy,i: Integer;
  f,r:real;
begin
  Button2.Click;
  PaintBox1.Canvas.Pen.Color:=clBlack;
  ox:=PaintBox1.Width div 2;
  oy:=PaintBox1.Height div 2;
  PaintBox1.Canvas.MoveTo(0,oy);
  PaintBox1.Canvas.LineTo(640,oy);
  PaintBox1.Canvas.MoveTo(ox,0);
  PaintBox1.Canvas.LineTo(ox,480);
  while f<=2*pi do begin
    r:=sqrt(3*pi/2)*(sqrt(sin(f)));
    x:=trunc(ox+80*r*cos(f));
    y:=trunc(oy-80*r*sin(f));
    for i:=1 to 180 do
      Form6.PaintBox1.Canvas.Pixels[x,y]:=clGreen;
    f:=f+0.005;
  end;
end;

procedure TForm6.Button5Click(Sender: TObject);
var
  x,y,ox,oy,i: Integer;
  f,r:real;
begin
  Button2.Click;
  PaintBox1.Canvas.Pen.Color:=clBlack;
  ox:=PaintBox1.Width div 2;
  oy:=PaintBox1.Height div 2;
  PaintBox1.Canvas.MoveTo(0,oy);
  PaintBox1.Canvas.LineTo(640,oy);
  PaintBox1.Canvas.MoveTo(ox,0);
  PaintBox1.Canvas.LineTo(ox,480);
  while f<=2*pi do begin
    r:=sqrt(3*pi/2);
    x:=trunc(ox+50*r*cos(f));
    y:=trunc(oy-50*r*sin(f));
    for i:=1 to 180 do
      Form6.PaintBox1.Canvas.Pixels[x,y]:=clRed;
    f:=f+0.005;
  end;
end;

```



```

r:=sqrt(7*pi/4)*(3*sqrt(sin(f))-1);
x:=trunc(ox+40*r*cos(f));
y:=trunc(oy-40*r*sin(f));
for i:=1 to 180 do
Form6.PaintBox1.Canvas.Pixels[x,y]:=cBlue;
f:=f+0.004;
end;
end;

procedure TForm6.Button8Click(Sender: TObject);
var
x,y,ox,oy,i:Integer;
f,r:real;
begin
Button2.Click;
PaintBox1.Canvas.Pen.Color:=cBlack;
ox:=PaintBox1.Width div 2;
oy:=PaintBox1.Height div 2;
PaintBox1.Canvas.MoveTo(0,oy);
PaintBox1.Canvas.LineTo(ox,0);
PaintBox1.Canvas.LineTo(ox,480);
while f<=2*pi do begin
r:=sqrt(1/3)*(5*sqrt(sin(f))*sin(f)-3*sqrt(sin(f)))*((5*sqrt(sin(f))*sin(f)-
2*sqrt(sin(f))));
x:=trunc(ox+4*r*cos(f));
y:=trunc(oy-4*r*sin(f));
for i:=1 to 180 do
Form6.PaintBox1.Canvas.Pixels[x,y]:=cBlue;
f:=f+0.005;
end;
end;

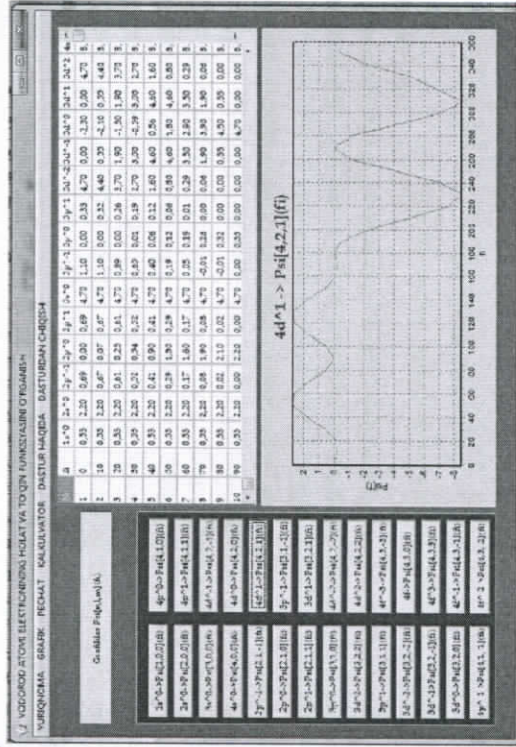
procedure TForm6.Button6Click(Sender: TObject);
var
x,y,ox,oy,i:Integer;
f,r:real;
begin

```

```

Button2.Click;
PaintBox1.Canvas.Pen.Color:=cBlack;
ox:=PaintBox1.Width div 2;
oy:=PaintBox1.Height div 2;
PaintBox1.Canvas.MoveTo(0,oy);
PaintBox1.Canvas.LineTo(640,oy);
PaintBox1.Canvas.MoveTo(ox,0);
PaintBox1.Canvas.LineTo(ox,480);
while f<=2*pi do begin
r:=sqrt(1/3)*sin(f)*sin(f)*(5*cos(f)*cos(f)-1);
x:=trunc(ox+200*r*cos(f));
y:=trunc(oy-200*r*sin(f));
for i:=1 to 180 do
PaintBox1.Canvas.Pixels[x,y]:=cBlue;
f:=f+0.005;
end;
end;
end.

```



Ushbu yaratilgan dasturiy mahsulotdan fizikadan laboratoriya ishini bajarishda hamda talabalarga fizikaviy jarayonlarga doir dasturiy mahsulot yaratishni o'rgatishda foydalanish mumkin.

## REFERAT

### Vodorod atomi elektronining holat va to'liq funksiyasini o'rganish elektron dasturi

(Электронная программа изучение состояния и волновой функции электронов в атоме водорода)

#### Qo'llanish sohasi:

Mazkur dasturdan oliy ta'lim muassasalari, nodavlat oliy ta'lim muassasalarida atom fizika mavzusini o'qitish sifati va samaradorligini oshirishda hamda atom fizikasi mavzusiga doir amaliy va laboratoriya mashg'ulotlarini bajarishda foydalanish mumkin.

#### Dasturning funksional imkoniyatlari:

- Fizik kattaliklar (to'liq va holat funksiyalar)ni tanlash imkoniyati;
- Fizik kattaliklar(to'liq va holat funksiyalar)ni avtomatik hisoblash imkoniyati;
- Jadvalni avtomatik to'ldirish imkoniyati;
- Funksiyalarning yuqori sifatli grafik tasvirlarini hosil qilish imkoniyati;
- Masofaviy ta'limni qo'llab-quvvatlash imkoniyati;
- Mavjud qog'ozbozlikni kamaytirish imkoniyati;
- Dasturdan foydalanib ta'lim sifati va samaradorligini oshirish imkoniyati mavjud.

**EHM toifasi:** Barcha turdagi Pentium IV kompyuterlari;

**Operatsion tizim:** Windows XP, Windows 7, Windows 8, Windows 10;

**Dasturlash tili:** Borland Delphi7 dasturlash tilida yozilgan;

Dasturni yozishda **Windows10** operatsion tizimidan foydalanilgan;

**Dastur hajmi:** 1.95 Mb.

#### Nazorat savollari

1. Elektron gaz nima? Aynigan va aynimagan elektron gazi. Mikrozarrahalarining xolatlar soni qanday formula orqali aniqlanadi? Uning zichligi nima?
2. Malekulyar gazlar uchun aynish karralisini hisoblab bering? Aynigan va aynimagan gazlar uchun taqsimot funksiyalarini yozing.

3. Fermionlar bozonlar nima va ular qanday taqsimot funksiyalariga buysumadi? Termodinamik potensial nima? Qattiq jismlarda qanday bog'lanish kuchlari mavjud?

4. Molekulalar orasidagi dispersiyali, oriyehtatsiyali va industiyali ta'sir kuchlari nima? Ularning asosiy parametrlari nima? Kristall panjara tuzilishini 7 guruhga ajratishni tushuntiring.

5. Erkin atomlarning energetik sathlari va ularda elektronlar taqsimoti.

6. Kristallarda energetik sathlarning qo'shilib ketib energetik zonalarini hosil bo'lishini tushuntiring. Erkin elektron energiyasi va energetik zarrachalardagi elektronlar energiyalari to'liq sinishiga qanday bog'lanishda bo'ladi?

7. Elektronlarning effektiv massasi nima? Nima uchun u kristallarda erkin elektron massasiga teng, undan katta yoki kichik bo'lishi mumkin? Zonalar nazariyasiga ko'ra o'tkazgichlar, dielektriklar va yarim o'tkazgichlar qanday tushuntiriladi.

8. Nima uchun xususiy yarim o'tkazgichda elektronlar konsentratsiyasi o'tkazuvchan kovoklar konsentratsiyasiga teng bo'ladi? Kirishmali yarim o'tkazgichlarda donorlar va akseptorlar sathi qanday joylashgan? Bularda fermi sathi qanday joylashadi?

9. Xususiy va aralashmali yarim o'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini formulalarni yozing? Ularning elektr o'tkazuvchanligi nimalarga bog'liq? Metallarni elektr o'tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasi. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasini tushuntiring.

10. Kontakt hodisasi. metall-metal. metall-yarim o'tkazgich va yarim o'tkazgich - yarim o'tkazgich kontaktida potentsiallar farqini hosil bo'lishi va uni elektr o'tkazuvchanlikka ta'siri.

11. Moddalarning magnit xususiyatlari. Diamagnetik, paramagnetik va fermognetiklarda magnit kirituvchanlik qanday farq qiladi.

#### Masala yechish namunalari

1. Vodorod atomidagi birinchi uchta bor elektron orbitalarining radiuslari va ulardagi elektron tezligini toping.

Yechilishi:  $r_k = k^2 \frac{h^2 \epsilon_0}{\pi m_e e^2}$  (1), (1)-formulaga ko'ra esa  $\vartheta_k = k \frac{e^4}{2h\epsilon_0 k}$ .

Javobni jadval ko'rinishida quyidagicha yozish mumkin:



1	2	3
$\theta$	1.08	0.73
$r$	216.6	476.1

2. Spektrning ko'rinadigan sohasidagi vodorod spiral chiziqlarining eng katta va eng kichik to'lqin uzunliklarini toping.  
 Yechilishi: Barcha seriyalardagi vodorod spektral chiziqlarining to'lqin uzunligi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{V_{\text{kor}}}{c} = R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right)$$

$k=1, n=2,3,4, \dots$  bo'lganda ultrabinafsha sohasidagi Layman seriyasi;  
 $k=2, n=3,4,5, \dots$  bo'lganda ko'rinadigan sohadagi Balmer seriyasi;  
 $k=3, n=4,5,6, \dots$  bo'lganda infraqizil sohadagi Pashen seriyasi;  
 $k=4, n=5,6,7, \dots$  bo'lganda infraqizil sohadagi Brekket seriyasi;  
 $k=5, n=6,7,8, \dots$  bo'lganda infraqizil sohadagi Pfund seriyasi.

Pavshanki, shu seriyadagi spektral chiziqlarning eng kichik to'lqin uzunligi  $n=\infty$  da bo'ladi. Unda formuladan  $\frac{1}{\lambda_1} = \frac{R}{4}$  yoki

$\lambda_1 = \frac{4}{R} = 3.65 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ , eng katta to'lqin uzunlik esa  $n=3$  ga muvofiq

keladi:  $\lambda_2 = 6.56 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ . Shunday qilib, vodorodning ko'zga ko'rinadigan spektri  $\lambda_1 = 3.650 \text{ \AA}$  dan  $\lambda_2 = 6560 \text{ \AA}$  gacha to'lqin uzunligida yotadi.

3. Magniyning uchta izotopi: 1)  ${}_{12}\text{Mg}^{24}$ , 2)  ${}_{12}\text{Mg}^{25}$  va 3)  ${}_{12}\text{Mg}^{26}$  yadrolari tarkibidagi proton va neytronlar sonini toping.

Yechilishi: Yadro huddi atom kabi quyidagicha ifodalanadi:  ${}^A_Z X$ . Bunda  $X$  - element belgisi,  $A$  - massa soni,  $Z$  - atom raqami yoki yadrodagi protonlar soni. Bularni bilgan holda masalalarni quyidagicha yechamiz:

a) yadro  ${}_{12}^{24}\text{Mg}$  yoki ushbu izotop 12 ta protondan iborat. (3) ga ko'ra  $N = A - Z = 24 - 12 = 12$  ta neytrondan iborat. Masalani qolgan shartlari huddi shu kabi ifodalanadi.

4. Geliy  ${}^4_2\text{He}$  atom yadrosining bog'lanish energiyasini toping.  
 Yechilishi: Yadroning bog'lanish energiyasi quyidagiga teng:  $W = c^2 \Delta m$ . Massa defekti uchun quyidagini yozish mumkin:  $\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_y$ . Ikkinchi tomondan  $m_y = m_n - Zm_e$  bo'lganligi uchun yuqoridagilarga ko'ra:

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_n$$

Bundan

$$W = c^2 [Zm_p + (A - Z)m_n - m_n]$$

${}^4_2\text{He}$  - geliy uchun:  $A = 4$ ,  $Z = 2$ ,  $m_p = 4m.a.b.$ ,  $m_n = 1m.a.b.$  va  $m_e = 1m.a.b.$  bo'lganligi uchun  $W = 28.6 \text{ MeV}$  kelib chiqadi.

5.  ${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$  yadro reaksiyasida ajraladigan energiyani toping.

Yechilishi: Yadro reaksiyasi davrida energiyaning o'zgarishi uchun quyidagini yozamiz:  $Q = c^2 (\sum m_{\text{izotop}} - \sum m_{\text{yadro}})$ .

Ba'zi izotoplarning massalari (m.a.b.)

Izotop	Massa	Izotop	Massa	Izotop	Massa
${}^1_1\text{H}$	1,00814	${}^9_4\text{Be}$	9,01505	${}^{30}_{14}\text{Si}$	29,98325
${}^2_1\text{H}$	2,01474	${}^{10}_5\text{B}$	10,01612	${}^{40}_{20}\text{Ca}$	39,97542
${}^3_1\text{H}$	3,01700	${}^{12}_6\text{C}$	12,00380	${}^{56}_{27}\text{Co}$	55,95769
${}^3_2\text{He}$	3,01699	${}^{13}_7\text{N}$	13,00987	${}^{63}_{29}\text{Cu}$	62,94962
${}^4_2\text{He}$	4,0388	${}^{14}_7\text{N}$	14,00752	${}^{113}_{48}\text{Cd}$	112,94206
${}^6_3\text{Li}$	6,01703	${}^{17}_8\text{O}$	17,00453	${}^{200}_{80}\text{Hg}$	200,02800
${}^7_3\text{Li}$	7,01823	${}^{23}_{12}\text{Mg}$	23,00145	${}^{235}_{92}\text{U}$	235,11750
${}^7_4\text{Be}$	7,01916	${}^{24}_{12}\text{Mg}$	23,99267	${}^{238}_{92}\text{U}$	238,12376
${}^8_4\text{Be}$	8,00785	${}^{27}_{13}\text{Al}$	26,99010	-	-

Jadvalga ko'ra  $\sum m_{\text{izotop}} = 7,016 + 1,008 = 8,023$  va  $\sum m_{\text{yadro}} = 4,0026 + 4,0026 = 8,0052$ . Bularni hisobga olgan holda (1) dan  $Q$  ni hisoblang. Javob:  $17,3 \cdot 10^6 \text{ ms}$ .

### Mustaqil yechish uchun masalalar

1. Birinchi bor orbitasidagi elektronning kinetik, potensial va to'la energiyasi son qiymatini toping ( $W_k = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2 k^2} = 13,6eV$ ,  $W_0 = -2W_k = -27,2eV$ ,  $W_{\text{pot}} = W_k + W_0 = -13,6eV$ ).
- 2) 1) Birinchi bor orbitasidagi vodorod atomi elektronning aylanish davri; 2) uning burchak tezligini toping. (1)  $T = 1,43 \cdot 10^{-16} \text{ s}$ ; 2)  $\omega = 4,4 \cdot 10^{16} \text{ rad/s}$ .
3. Vodorod atomidagi elektron yuqorigi stasionar orbitadan pastkisiga tushganda uning energiyasi  $\Delta W = 1,892eV$  ga kamaygan bo'lsa, nurlanishning to'lqin uzunligini toping. ( $\lambda = \frac{hc}{\Delta W} = 65 \text{ nm}$ ).



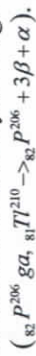
4. Vodorod atomining dastlabki g'alayonlanish potensialini aniqlang ( $10.2V$ ).
5. Vodorod atomining ultrabinafsha Layman seriyasidagi minimal ( $m=1, n=\infty$ ) to'lqin uzunligini toping ( $\lambda = 91.2nm$ ).
6. Vodorod atomi normal ( $n_1=1$ ) holatdan, bosh kvant soni  $n_2=2$  bo'lgan o'yg'otilgan holatga o'tgan bo'lsa, atomning uyg'otish energiyasini toping.  
( $W=1.02eV$ ).
7. Vodorod atomidagi spektrining ko'rinadigan sohasidagi eng kichik ( $m=2, n=3$ ) nurlanish chastotasi  $\nu = 4.6 \cdot 10^{14} Hz$  ga teng ekani ma'lum bo'lsa, Balmer formulasidan Ridberg doimiysini aniqlang ( $R = 1.105 \cdot 10^7 m^{-1}$ ).
8. Vodorod atomidagi elektron ikkinchi Bor orbitasidan birinchi Bor orbitasiga o'tganda atom energiyasining o'zgarishi  $\Delta W = 1.63 \cdot 10^{-18} J$  bo'lsa Ridberg doimiysini aniqlang  $R = 1.094 \cdot 10^7 m^{-1}$ .
9. 1834 yida I. Froungofer Quyosh spektrining ko'rinadigan qismida vodorodning to'rtta ( $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ ) yutilish spektral chiziqlarini aniqlagan. Yutilish spektridagi eng katta to'lqin uzunligi  $\lambda_\alpha = 656nm$  (ya'ni  $n=2$  da  $m_\alpha=3$ ). Qolgan uchta ( $m_\beta=4, m_\gamma=5, m_\delta=6$ ) spektral chiziqning to'lqin uzunliklari  $\lambda_\beta, \lambda_\gamma, \lambda_\delta$  ni aniqlang.  
( $\lambda_\beta = 486nm, \lambda_\gamma = 434nm, \lambda_\delta = 410nm$ ).
- 10.1) Vodorod atomlari elektronlar urulishidan g'alayonlanishga vodorod spektri seriyalarining barcha chiziqlari paydo bo'lishi uchun bu elektronlar qancha eng kichik energiyaga (elektron-volt hisobida) ega bo'lishi kerak? (1) Vodorod spektri barcha seriyalarining hamma chiziqlari vodorod atomi ionlanganiga paydo bo'ladi. Bu elektronlar energiyasi  $13.6eV$  ga yetganida sodir bo'ladi.  
( $\varphi_{min} = \sqrt{\frac{2eU_1}{m}} = 2.2 \cdot 10^6 m/s$ ).
11. Vodorod atomlari elektronlar urulishidan g'alayonlanishida vodorod spektri bitta spektral chiziqqa ega bo'lishi uchun bombardimon qiluvchi elektronlarning energiyasi qanday chegarada bo'lishi kerak? (Atomning birinchi g'alayonlangan holatga o'tkazish uchun zarur bo'lgan energiya  $W_1 = 10.2eV$  Atomni ikkinchi g'alayonlangan holatga o'tkazish uchun ( $k=1, n=3$ ) zarur bo'lgan energiya  $W_2 = 12.1eV$  ekanligini topish qiyin emas. Shunday qilib, bombardimon qiluvchi elektronlar energiyasi  $10.2 < W < 12.1eV$  miqyosida bo'lsa vodorod spektri faqat bitta spektral chiziqqa ega bo'ladi).

12. Vodorod atomlari monoxromatik yorug'lik kvantlardan g'alayonlanishida uchta spektral chiziq kuzatilgan bo'lsa, bu yorug'likning to'lqin uzunliklari qanday chegarada yotishi kerak? ( $973.4 < \lambda < 1026.4$ ).
13. To'lqin uzunligi  $\lambda = 4860\text{Å}$  bo'lgan foton atomi nurlantirganida vodorod atomida elektronning kinetik energiyasi qanchaga o'zgargan? ( $2.56eV$ ).
14. Diffraksiyon panjaraga atomlar vodorod to'lg'azilgan razryad turbasidan yorug'lik dastasi normal tushib turubdi. Panjara doimiysi  $5 \cdot 10^{-4} sm$ . Bu panjara yordamida beshinchi tartib spektrida  $41^\circ C$  burchak bilan kuzatiladigan spektral chiziq elektronning qanday o'tishiga muvofiq keladi? ( $n=3$  dan  $k=2$  o'tishga).
15. Geliy  ${}^4He$  atom yadrosining bog'lanish energiyasini toping. ( $225 MeV$ ).
16.  ${}^2H$  va  ${}^3He$  yadrolarining bog'lanish energiyasini toping. Bu yadrolardan qaysi biri eng barqaror? (1)  $W = 8.5 MeV$ , 2)  $W = 7.7 MeV$ ).
17. Kislorod atomi yadrosidagi  ${}^8O^{16}$  bitta nuklonga to'g'ri keluvchi bog'lanish energiyasini toping. Javob:  $W_0 = 7.97 MeV$ .
18. Deyteriy yadrosining  ${}^2H$  bog'lanish energiyasini toping ( $W = 2.2 MeV$ ).
19.  ${}^7N^{14} + {}^2H^4 \rightarrow {}^1H^1 + {}^8O^{17}$  reaksiyasida yutilgan energiyani toping ( $1.18 MeV$ ).
- 20.1)  ${}^1H^2 + {}^1H^2 \rightarrow {}^1H^1 + {}^1H^3$ , 2)  ${}^1H^2 + {}^1H^2 \rightarrow {}^2He^4 + n^1$  yadro reaksiyalarida ajraladigan energiyani toping (1)  $4.04 MeV$  2)  $3.26 MeV$ ).
21.  ${}^3Li^7 + {}^1H^2 \rightarrow {}^4Be^8 + n^1$  reaksiyasida ajraladigan energiyani toping ( $15 MeV$ ).
22. Yirim yemirilish davri  $T = 1620 yil$  bo'lgan radiy atomlari soni  $N_0 = 5 \cdot 10^8$  bo'lsa  $t = 1$  sutkada yemirilgan atomlar sonini toping ( $\Delta N = 576ta$ ).
23.  ${}^{92}U^{235}$  izotopi yadrosining massa defekti va bog'lanish energiyasini toping ( $\Delta m = 3.18 \cdot 10^{-27} kg, W_0 = 1.79 \cdot 10^3 MeV$ ).
24. Kurchatov I.V. nomidagi Beloyarsk atom elektr stansiyasining blok generatori  $F/K - \eta = 40\%$  va quvvati  $N = 600 MW$  bo'lgan reaktorning issiqlik quvvati va bir sutkada ajralib chiqadigan issiqlik miqdorini toping. Agar uran  ${}^{92}U^{235}$  izotopi yadrosining bo'linishida  $\Delta W = 200 MeV$  energiya ajralib chiqsa, reaktorda bir sutkada qancha massali uran sarf bo'ladi? ( $N = 1.5 \cdot 10^3 MW, Q = 1.3 \cdot 10^{14} J, m = 1.6kg$ ).



25.  $VVER = 400$  tipidagi suv reaktori har birining quvvati  $N = 220 \text{ MW}$  dan bo'lgan ikkita turbogeneratorni harakatga keltiradi. Agar har bir oyda  $m = 44.55 \text{ kg}$  uran  ${}_{92}\text{U}^{235}$  izotopi sarflansa, generatorning  $FKK$  ni toping. ( $\eta = 30\%$ ).

26.  ${}_{81}\text{Tl}^{210}$  izotopi yadrosi uch karra ketma-ket beta yemirilish va bir karra alfa yemirilishdan keyin qanday element yadrosiga aylanadi? Parchalanish reaksiyasi tenglamasini tuzing



27.1)  ${}_{13}\text{Al}^{27} + {}_2\text{He}^4 \rightarrow {}_{11}\text{Si}^{30} + {}_1\text{H}^1$  reaksiyada 1g alyuminiyning barcha yadrolari boshqa yadroga aylansa qancha energiya ajrab chiqadi? 2) Alyuminiy yadrolari 8 MeV energiyali  $\alpha$ -zarrachalar bilan bombardimon qilinganida  $2 \cdot 10^8$  zarrachadan bitta  $\alpha$ -zarracha boshqa yadroga aylantirsa, bu reaksiyaga qancha energiya sarflash kerak bo'ladi? (1)  $W_1 = 5.35 \cdot 10^{22} \text{ MeV}$  2)  $W_2 = 3.6 \cdot 10^{20} \text{ MeV}$ ).

28. Yadro fizikasida nishonni bombardimon qiluvchi zaryadli zarrachalar sonini ularning mikroamper-soat bilan ifodalangan umumiy zaryadi bilan harakterlash qabul qilingan.  $1 \mu\text{A} \cdot \text{s}$  qancha zaryadli zarralar soniga to'g'ri kelishini toping. Masalani: 1) elektronlar va 2)  $\alpha$ -zarralar uchun yeching (1)  $N = 2.2 \cdot 10^{16}$ , 2)  $N = 1.1 \cdot 10^{16}$ ).

29.  ${}_{11}\text{Na}^{23}$  izotopning qo'zg'almas yadrosi bilan neytron markaziy elastik to'qnashgandan so'ng uning tezligi dastlabki tezligining qancha ulushini tashkil qiladi? (92%).

30. Zarb markaziy bo'lmay, neytron har to'qnashganida o'rta hisobda  $45^\circ$  ga og'sa, bundan oldingi masalada neytron bilan proton o'rtaqidagi energiya taqsimotini toping. (Binobarin energiya neytron bilan proton o'rtaqida o'rta hisobda baravar taqsimlanadi).

31.  $4.6 \text{ MeV}$  energiyali neytron protonlar bilan to'qnashish natijasida sekinlashadi. Neytron har to'qnashganda o'rta hisobda  $45^\circ$  og'adi deb hisoblab, uning energiyasi  $0.23 \text{ eV}$  gacha kamayishi uchun necha marta to'qnashishi kerakligini toping ( $n \lg 2 = \lg \frac{W_0}{W} = \lg(2 \cdot 10^7)$  va

$$n = \frac{\lg(2 \cdot 10^7)}{\lg 2} = 24).$$

32. Yulduzlarda sodir bo'ladigan termoyadro (sintez) reaksiyasida  $m_H = 50000 \text{ kg}$  vodorod  $m_{He} = 49644 \text{ kg}$  geliyga aylanganda ajraladigan energiyani toping. ( $Q = 3.204 \cdot 10^{19} \text{ J}$ ).

33. Kosmik nurlardagi tez mezonlarning energiyasi tazminan  $300 \text{ MeV}$ ; bu mezonning tinch holatdagi energiyasi  $100 \text{ MeV}$ . Laboratoriya soati bo'yicha bu mezon yashash vaqtida atmosferada qancha masofani bosib o'tadi? Mezonning hususiy yashash vaqti  $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-8} \text{ s}$  (18 km masofani o'tadi).

## ILOVALAR

I jadval

### Asosiy fizik kattaliklar

Fizik kattaliklar	Son qiymati
Tortishish kuchi doimiysi $\gamma$	$6,67 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{kg} \cdot \text{sek}^2$
1kmol dagi molekular soni (Avogadro soni) $N_0$	$6,025 \cdot 10^{26} \text{ kmol}^{-1}$
Normal sharoitlarda 1 kmol' ideal gazning hajmi $V_0$	22,4 m <sup>3</sup>
Universal gaz doimiysi R	$8,31 \cdot 10^3 \text{ J/kmol} \cdot \text{grad}$
Bol'sman doimiysi $k$	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/grad}$
Faradey soni F	$9,65 \cdot 10^7 \text{ k/kg} \cdot \text{ekv}$
Stefan -bolsman doimiysi $\sigma$	$5,67 \cdot 10^{-8} \text{ bt/m}^2 \cdot \text{grad}^4$
Plank doimiysi h	$6,625 \cdot 10^{-19} \text{ k}$
Elektron zaryad e	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ k}$
Elektronning tich holatidagi massasi $m_e$	$9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg} = 5,49 \cdot 10^{-4} \text{ m.a.b.}$
Protonning tinch holatdagi massasi $m_n$	(massa atom birligi)
Neytronning tinch holatdagi massasi $m_n$	$1,672 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,00759 \text{ m.a.b.}$
Yorug'likning vakuumda tarqalish tezligi	$1,675 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,00899 \text{ m.a.b.}$ $3,00 \cdot 10^8 \text{ m/sek}$

II jadval

### Ba'zi astronomik kattaliklar

Yerning o'rtacha radiusi	$6,37 \cdot 10^6 \text{ m}$
Yerning o'rtacha tezligi	5500 kg/m <sup>3</sup>
Yerning massasi	$5,96 \cdot 10^{24} \text{ kg}$
Quyoshning radiusi	$6,95 \cdot 10^8 \text{ m}$
Quyoshning massasi	$1,97 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
Oyning radiusi	$1,74 \cdot 10^6 \text{ m}$
Oyning massasi	$7,3 \cdot 10^{22} \text{ kg}$
Oy va yerning markazlari orasidagi o'rtacha masofa	$3,84 \cdot 10^8 \text{ m}$
Yer va quyoshning markazlari orasidagi o'rtacha masofa	$1,5 \cdot 10^{11} \text{ m}$
Oyning yer atrofidan aylanish davri quyoshning o'rtacha zichligi	27 sutka 7 soat 43 min 1400 kg/m <sup>3</sup>

142

III-jadval

### Quyosh sistemasining planetalari to'g'risidagi ba'zi ma'lumotlar

	Merkuriy	Venera	Yer	Mars	Yupiter	Saturn	Uran	Neptun
Quyoshdan o'rtacha masofa mln.km	57,9	108,0	149,5	227,8	777,8	1426,1	2869,1	4495,6
Quyosh tevaragida aylanish davri, yer yili	0,24	0,62	1,0	1,88	11,86	29,46	84,02	164,8
Ekvatorial diametr, km	4840	12400	12742	6780	139760	115100	51000	50000
Yer hajmiga nisbatan hajmi	0,055	0,92	1,0	0,150	1345	767	73,5	59,5
Yer massasiga nisbatan massasi	0,054	0,81	1,0	0,107	318,4	95,2	14,58	17,26
Yer yuzidagi to'tish kuchi tezlanishiga nisbatan og'irlik kuchi tezlanishi ( $g=980,7 \text{ sm/sek}^2$ )	0,38	0,85	1,0	0,38	2,64	1,17	0,92	1,14

IV jadval

### Atomlar va molekularning diametrlari

Geliy (He)	$2 \cdot 10^{-10} \text{ m}$
Vodorod (H <sub>2</sub> )	$2,3 \cdot 10^{-10} \text{ m}$
Kislorod (O <sub>2</sub> )	$3 \cdot 10^{-10} \text{ m}$
Azot (N <sub>2</sub> )	$3 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

143



$T_k$  va  $P_k$  kritik qiymatlari

Modda	$T_k, ^\circ K$	$P_k, atm$	$P_k \cdot 10^{-6}, N/m^2$
Suv bug'i	647	217	22,0
Karbonat anhidrid	304	73	7,4
Kislorod	154	50	5,07
Argon	151	48	4,87
Azot	126	33,6	3,4
Vodorot	33	12,8	1,3
Geliy	5,2	2,25	0,23

## Turli temperaturalarda fazoni to'yintiruvchi suv bug'larining elastikligi

$t, ^\circ C$	$P_b, mm$ simob ustini	$t, ^\circ C$	$P_b, mm$ simob ustini
-5	3,01	16	13,6
0	4,58	18	15,5
1	4,93	20	17,5
2	5,29	25	23,8
3	5,69	30	31,8
4	6,10	40	55,3
5	6,54	50	92,5
6	7,01	60	149
7	7,71	70	234
8	8,05	80	355
9	8,61	90	526
10	9,21	100	760
12	10,5	150	4,8 atm
14	12,0	200	15,3 atm

## Turli temperaturalarda suvning bug'lanish solishtirma issiqligi

$t, ^\circ C$	0	50	100	200
$r, kcal/g$	595	568	539	464
$r \cdot 10^{-5}, J/kg$	24,9	23,8	22,6	19,4

## Ba'zi bir suyuqliklarning xossalari

Suyuqlik	Zichlik, $kg/m^3$	20°C lag solishtirma issiqlik sig'imi		20°C dagi sirt taranglik koeffitsienti, N/m
		J/kg · grad	kcal/g · grad	
Benzol	880	1720	0,41	0,03
Suv	1000	4190	1,0	0,073
Gliserin	1200	2430	0,58	0,064
Kanakunjit moyi	900	1800	0,43	0,035
Kerosin	800	2140	0,051	0,03
Simob	13600	138	0,033	0,5
Spirt	790	2510	0,6	0,02

## Ba'zi bir qattiq jismlarning xossalari

Modda	Zichlik $kg/m^3$	Erish temperaturasi $^{\circ}C$	Solishtirma issiqlik sig'imi		Erish solishtirma issiqligi, J/kg	Chiziqli issiqlik kengayish koeffitsienti, $grad^{-1}$
			J/kg · grad	kcal/kg · grad		
Alyuminiy	2600	659	896	0,214	$3,22 \cdot 10^5$	$2,3 \cdot 10^{-5}$
Temir	7900	1530	500	0,119	$2,72 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^{-5}$
Jez	8400	900	386	0,092	-	$1,9 \cdot 10^{-5}$
Muz	900	0	2100	0,5	$3,35 \cdot 10^5$	-
Mis	8600	1100	395	0,094	$1,76 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^{-5}$
Qalayi	7200	232	230	0,055	$5,86 \cdot 10^4$	$2,7 \cdot 10^{-5}$
Platina	21400	1770	117	0,028	$1,13 \cdot 10^5$	$0,89 \cdot 10^{-5}$
Po'kak	200	-	2050	0,49	-	-
Qo'rg'oshin	11300	327	126	0,030	$2,26 \cdot 10^4$	$2,9 \cdot 10^{-5}$
Kumush	10500	960	234	0,056	$8,8 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^{-5}$
Po'lat	7700	1300	460	0,11	-	$1,06 \cdot 10^{-5}$
Rux	7000	420	391	0,093	$1,17 \cdot 10^5$	$2,9 \cdot 10^{-5}$

## Ba'zi bir qattiq jismlarning elastilik xossalari

Modda	Mustahkamlik chegarasi		Yung moduli
	$N/m^2$	$N/m^2$	
Alyuminiy	$1,1 \cdot 10^8$	$6,9 \cdot 10^{10}$	
Temir	$2,94 \cdot 10^8$	$19,6 \cdot 10^{10}$	
Mis	$2,45 \cdot 10^8$	$11,8 \cdot 10^{10}$	
Qo'rg'oshin	$0,2 \cdot 10^8$	$1,57 \cdot 10^{10}$	
Kumush	$2,9 \cdot 10^8$	$7,4 \cdot 10^{10}$	
Po'lat	$7,85 \cdot 10^8$	$21,6 \cdot 10^{10}$	

Ba'zi bir qattiq jismlarning issiqlik o'tkazuvchanligi  
( $\lambda$   $W/m \cdot grad$ )

Alyuminiy	210
Namat	0,046
Temir	58,7
Eritilgan kvarts	1,37
Mis	390
Quruq qum	0,325
Po'kak	0,050
Kumush	460
Ebonit	0,174

## Dielektriklarning dielektrik solishtirma kirituvchanligi

Mum	7,8
Suv	81
Kerosin	2
Moy	5
Parafin	6
Slyuda	6
Shisha	6
Chinni	6
Ebonit	2,6
Parafinlangan qog'oz	2

O'tkazgichlarning qarshiligi ( $\theta^0 C da \Omega \cdot m$ )

Alyuminiy	$2,53 \cdot 10^{-8}$
Grafit	$3,9 \cdot 10^{-7}$
Temir	$8,7 \cdot 10^{-8}$
Mis	$1,7 \cdot 10^{-8}$
Nixrom	$1 \cdot 10^{-6}$
Simob	$9,4 \cdot 10^{-7}$
Qo'rg'oshin	$2,2 \cdot 10^{-7}$
Po'lat	$1,0 \cdot 10^{-7}$

Ionlarning elektrolitlardagi harakatachanligi  
( $m^2/V \cdot s$ )

$NO_3^-$	$6,4 \cdot 10^{-8}$
$NO^+$	$3,26 \cdot 10^{-7}$
$K^+$	$6,7 \cdot 10^{-8}$
$Cl^-$	$6,8 \cdot 10^{-8}$
$Ag^+$	$5,6 \cdot 10^{-8}$

Elektronlarning metallardan chiqishdagi ishi  
(MeV da)

W + Cs	4,5
W + Th	1,6
Pt + Cs	2,63
Pt	1,40
Ag	5,3
Li	4,74
Na	2,4
K	2,3
Cs	2,0
	1,9

## Sindirish ko'rsatkichlari

Olmos	2,42	Uglerod sulfid	1,63
Suv	1,33	Skipidar	1,48
Muz	1,31	Shisha	1,5-
			1,9

Volfram	0,178	Platina	0,158
Oltin	0,153	Kumush	0,484
Mis	0,38		

Simob yoyining spektral chiziqlari ( $\text{A da}$ )

2537	4047	5461	6128
3650	4358	5770	6908
3655	5235	5791	7082



Ba'zi izotoplarning massalari (m. a. b)

Izotop	Massa	Izotop	Massa	Izotop	Massa
${}^1_1\text{H}^1$	1,00814	${}^4_2\text{He}^4$	4,00388	${}^{14}_6\text{C}^{12}$	12,00380
${}^1_1\text{H}^2$	2,01474	${}^7_3\text{Li}^7$	7,01823	${}^{12}_6\text{C}^{13}$	12,00987
${}^1_1\text{H}^3$	3,01700	${}^9_4\text{Be}^9$	9,01505	${}^{14}_6\text{C}^{14}$	14,00752
${}^2_2\text{He}^3$	3,01699	${}^{10}_5\text{Be}^{10}$	10,01612	${}^{16}_8\text{O}^{16}$	16,00453
${}^2_2\text{He}^4$	4,00388	${}^{12}_6\text{C}^{12}$	12,00380	${}^{23}_{12}\text{Mg}^{23}$	23,00145
${}^3_3\text{Li}^6$	6,01703	${}^{13}_7\text{N}^{13}$	13,00987	${}^{24}_{12}\text{Mg}^{24}$	23,99267
${}^3_3\text{Li}^7$	7,01823	${}^{14}_7\text{N}^{14}$	14,00752	${}^{27}_{13}\text{Al}^{27}$	26,99010
${}^4_2\text{Be}^7$	7,01916	${}^{16}_8\text{O}^{16}$	16,00453		
${}^4_2\text{Be}^8$	8,00785	${}^{17}_8\text{O}^{17}$	17,00453		
		${}^{20}_{10}\text{Ne}^{20}$	20,02800		
		${}^{23}_{11}\text{Na}^{23}$	23,00145		
		${}^{24}_{12}\text{Mg}^{24}$	23,99267		
		${}^{26}_{12}\text{Mg}^{26}$	26,99010		

Ba'zi izotoplarning yarim yemirilish davrlari

${}^{20}_{20}\text{Ca}^{45}$	164 sutka
${}^{38}_{38}\text{Sr}^{90}$	28 yil
${}^{84}_{84}\text{Po}^{210}$	138 sutka
${}^{86}_{86}\text{Rn}^{222}$	3,82 sutka
${}^{88}_{88}\text{Ra}^{226}$	1590 yil
${}^{92}_{92}\text{U}^{235}$	$7,1 \cdot 10^8$ yil
${}^{92}_{92}\text{U}^{238}$	$4,5 \cdot 10^9$ yil

1. O'zbekiston Respublikasi Prezidentining «O'zbekiston Respublikasini yanada rivojlantirish bo'yicha Harakatlar strategiyasi to'g'risida»gi Farmoni.// O'zbekiston Respublikasi Qonun hujjatlari to'plami. –T., 2017. – B.39.
2. Sh.M.Mirziyoyev. Buyuk kelajagimizni mard va oliyanob xalqimiz bilan birga quramiz. Toshkent: "O'zbekiston", 2017 y.
3. Abduraxmanov Q.P., Xamidov V.S., Axmedova N.A. FIZIKA. Darslik. Toshkent. 2018 y.
4. Абдурахманов К.П., Эгамов Ў. "Физика". Дарслик. Тошкент. 2013 й.
5. Abduraxmanov Q.P., Egamov O'. "FIZIKA". Darslik. Toshkent. 2015 y.
6. Xudayberdiyev A.T., Jumayev N.A., Turayev S.J. Umumiy fizikadan masalalar va ularni yechishda dasturiy vositalardan foydalanish namunalari. O'quv qo'llanma. Qarshi "Nasaf". 2019 y. – B.247.
7. Douglass C. Giancoli., Physics principles with applications. USA-2014. V.1, p-978.
8. Serway R.A., Jewett J.W. Physics for Scientists and Engineers with Modern Physics, 8ed., Brooks Cole, 2010. – 1558p.
9. Bauer W., Westfall G.D. University Physics with Modern Physics, McGraw-Hill, 2011, 1472p.
10. Young H.D., Freedman R.A. University Physics with modern Physics, 13<sup>th</sup> Edition. – Addison-Wesley, 2012. – 1598p.
11. Савельев И.В. Курс общей физики. Том 1,2,3. Москва 2018 г.
12. Савельев И.В. Сборник вопросов и задач по общей физике. М.: АСТ. Астрель. 2005г.
13. Типлер П.А., Ллуэллин Р.А. Современная физика (Лучший зарубежный учебник в двух томах) (1том). М. Мир. 2007. 496 с.
14. Типлер П.А., Ллуэллин Р.А. Современная физика (Лучший зарубежный учебник в двух томах) (2том). М. Мир. 2007. 416 с.
15. Трофимова Т.И. Курс физики. М. Высшая школа 1999. С.543
16. Abduqodirov M.A. "Fizikadan amaliy mashg'ulot darslariga tayyorlanishda mustaqil o'rganish va bilimni tekshirish uchun uslubiy qo'llanma", 2017.
17. Ismoilov Sh.X., Toxirov U.X. "Fizika fanidan laboratoriya mashg'ulotlar uchun laboratoriya ishlari va uslubiy ko'rsatmalar I-

qism. Mexanika. Elektrostatika. Elektromagnetizm.” nomli uslubiy ko'rsatma.

18. Холмедов Х.М., Туляганова Ш.А. Методические указания по выполнению лабораторных работ по курсу физики. II-часть. «Колебания и волны. Оптика.», 2017.
19. Абдужаббаров А.А., Каримов Х.Н. “Сборник задач и методические указания по физике. Част I. Механика.”, 2017.
20. Nazirov Sh.A., Qobulov R.V., Bobojanov M.R., Rahmanov Q.S. “С va C++ tili.” Voris-nashriyot MChJ, Toshkent 2013, 488 b.
21. Horstsman, Gay S. C++ for everyone/Gay S. Horstsman. Printed in the United States of America-2nd ed. 2010.-P.562.
22. Horton I.-Beginning Visual C++ 2012/ I. Horton. Published imultaneously in Canada.-2012.-P.988.
23. Бежанова И.Ю. - Delphi7 самоучитель программиста. Москва-2003г.

Turayev S.J.

**FIZIKA (OPTIKA. KVANT MEKANIKA SI ASOSLARI. QATTIQ JISMLAR FIZIKASI. KONTAKT HODISALAR. ATOM VA YADRO FIZIKASI)**

Nashr uchun mas'ul: B. Mavlonov

Muharrir: U. Yunusov

Badiiy muharrir: F. Sobirov

Dizayner-sahifalovchi: L. Abdullayev

Nashriyot ro'yxat raqami № 1043191. 24.09.2021-y.

Bichimi 60x84 1/16 Offset qog'ozi.

Times New Roman garniturasida.

Shartli bosma tabog'i 9,5. Nashr hisob tabog'i 5,3.

Adadi 100 nusxada. Buyurtma № 10-12.



1940

100000, Toshkent shahri, Mirzo Ulug'bek tumani,  
M.Ismoiliy ko'chasi 1-G uy.

«ZUXRA BARAKA BIZNES» MChJ bosmaxonasida chop etildi.  
Toshkent shahri Bunyodkor shoh ko'chasi 27 A-uy.



ISBN 978-9943-7777-1-2



9 789943 777712