

Natijada magnit induksiyasining faqat Ox o'qdagi proeksiyasi qoladi. SHuning uchun aylanma tok hosil qilayotgan magnit induksiyasi tok elementlarining Ox o'qdagi proeksiyalari yig'indisiga teng, ya'ni $\bar{B} = \oint d\bar{B} = \oint dB_x$ bo'ladi.

$$B = \int_0^{2\pi R} dB_x = \int_0^{2\pi R} \frac{\mu_0 I}{4\pi \sqrt{R^2 + L^2}} d\ell \cdot \cos \varphi = \frac{\mu_0 I R}{4\pi (R^2 + L^2)^{3/2}} \int_0^{2\pi R} d\ell = \frac{\mu_0 I R^2}{2(R^2 + L^2)^{3/2}}.$$

R radiusli aylanma tokning markazida magnit induksiyasi quyidagicha bo'ladi (3.3.5.2-b,rasm):

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

Isboti: Aylanma tok uchun oldingi chiqarilgan $B = \frac{\mu_0 I R^2}{2(R^2 + L^2)^{3/2}}$ formulaga $L = 0$ qiymatni qo'yib so'ralgan

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

kattalikni topamiz.

Aylanuvchi zaryadning magnit maydoni:

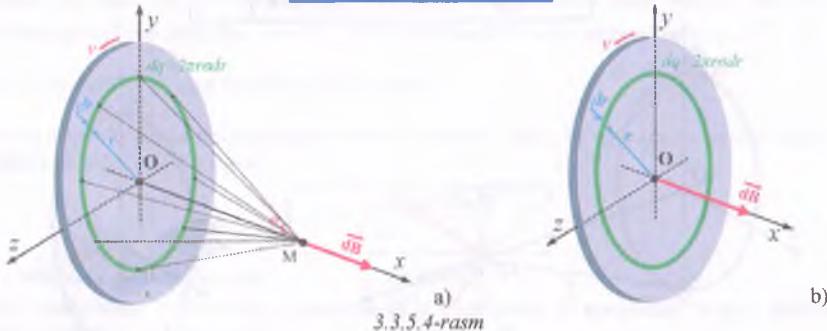
Agar Q zaryadgacha zaryadlangan R radiusli sim xalqani v chastota bilan aylantirilsa, u holda erga nisbatan $I = Qv$ ga teng aylanma tok hosil bo'ladi. Natijada, bu aylanma tok o'z atrofida magnit maydoni hosil qiladi (3.3.5.3-rasm).

Agar Q zaryadgacha zaryadlangan R radiusli sim xalqani v chastota bilan aylantirilsa, u holda xalqa markazidan L masofada magnit induksiyasi quyidagicha bo'ladi:

$$B = \frac{\mu_0 Q v R^2}{2(R^2 + L^2)^{3/2}} = \pi k \frac{Q v R^2}{(R^2 + L^2)^{3/2}}$$

Agar Q zaryadgacha zaryadlangan R radiusli sim xalqani v chastota bilan aylantirilsa, u holda xalqa markazida magnit induksiyasi quyidagicha bo'ladi:

$$B = \frac{\mu_0 Q v}{2R} = \pi k \frac{Q v}{R}$$



Agar Q zaryad bilan tekis zaryadlangan R radiusli yupqa diskni v chastota bilan aylantirilsa, u holda disk markazidan L masofada magnit induksiyasi quyidagicha bo'ladi (3.3.5.4-a,rasm):

$$B = \frac{\mu_0 v Q}{R^2} \left(\frac{R^2 + 2L^2}{\sqrt{R^2 + L^2}} - 2L \right)$$

Isboti: Diskdan ixtiyoriy r radiusli va dr qalinlikdagi xalqa ajratamiz. Bu xalqaning yuzi $dS = 2\pi r dr$ ga teng. Zaryadning chirthiy zichlik formulasi $\sigma = \frac{Q}{\pi R^2} = \frac{dq}{2\pi r dr}$ dan xalqaning elementar zaryadi $dq = \frac{2Q}{R^2} r dr$ kelib chiqadi. Bu elementar zaryadning disk markazidan L masofadagi magnit induksiyasi

$dB = \frac{\mu_0 dq v}{2} \frac{r^2}{(r^2 + L^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 v}{2} \frac{2Q}{R^2} r dr \cdot \frac{r^3}{(r^2 + L^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 v Q}{R^2} \cdot \frac{r^3}{(r^2 + L^2)^{3/2}} dr$ ko'rinishda bo'ladi. Bu elementar magnit induksiyasini θ dan R gacha integrallab butun diskning natijaviy magnit induksiyasini topamiz. Hisobkitob natijasida $B = \int_0^R dB = \frac{\mu_0 v Q}{R^2} \int_0^R \frac{r^3}{(r^2 + L^2)^{3/2}} dr = \left[\frac{\mu_0 v Q}{R^2} \frac{r^2 + 2L^2}{\sqrt{r^2 + L^2}} \right]_0^R = \frac{\mu_0 v Q}{R^2} \cdot \left(\frac{R^2 + 2L^2}{\sqrt{R^2 + L^2}} - 2L \right)$ ga ega bo'lamiz.

Agar Q zaryad bilan tekis zaryadlangan R radiusli yupqa diskni v chastota bilan aylantirilsa, u holda disk markazida magnit induksiyasi quyidagicha bo'ladi

$$B = \frac{\mu_0 v Q}{R}$$

Ishboti: Oldingi chiqarilgan formulaga $L = 0$ ni qo'yib $B = \frac{\mu_0 v Q}{R^2} \left(\frac{R^2 + 2 \cdot 0^2}{\sqrt{R^2 + 0^2}} - 2 \cdot 0 \right) = \frac{\mu_0 v Q}{R^2} \cdot \frac{R^2}{\sqrt{R^2}} = \frac{\mu_0 v Q}{R}$

formulani chiqaramiz.

Magnit maydon sirkulyasiyasi:

Bior \vec{a} vektor kattalik va \vec{l} ko'chish vektorining skalyar ko'paytmasiga teng skalyar kattalikka berilgan vektor kattalikning yo'lda bajargan ishi deyiladi.

$$A_a = \vec{a} \cdot \vec{l} = a \cdot l \cos \alpha$$

Bu yerda: $A_a = \vec{a}$ vektorning ℓ yo'lda bajargan ishi.

Biror kattalikni miqdor va yo'naliш jihatidan xarakterlovchi ixtiyoriy $\vec{a} = \vec{a}(x, y, z)$ vektor maydon berilgan bo'lsin. Bu vektor maydonda L yopiq kontur berilgan bo'lib, vektorning L yopiq konturda bajaradigan ishi so'ralgan bo'lsin. Buning uchun L yopiq konturni juda ko'p sondagi va qisqa uzunlikdagi $\Delta\ell_1, \Delta\ell_2, \Delta\ell_3, \dots, \Delta\ell_n$ mayda bo'laklarga bo'lamiz. $\vec{a} = \vec{a}(x, y, z)$ vektor maydonning bu qismlardagi kattaliklari $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3, \dots, \vec{a}_n$ bo'lib, bu vektorlar $\vec{\Delta\ell}_1, \vec{\Delta\ell}_2, \vec{\Delta\ell}_3, \dots, \vec{\Delta\ell}_n$ vektorlar bilan mos holda $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \dots, \alpha_n$ burchaklar hosil qilsin. $\vec{a} = \vec{a}(x, y, z)$ vektor maydonning L yopiq konturda bajargan ishi bu maydonning har bir $\Delta\ell_1, \Delta\ell_2, \Delta\ell_3, \dots, \Delta\ell_n$ mayda qismlarda bajargan kichik ishlari yig'indisiga teng bo'ladi (3.3.5.5-rasm).

Vektor kattalikning berk konturda bajarilgan ishiga shu **vektor kattalikning sirkulyasiyasi** deyiladi va $C = \oint dA$ bilan belgilanadi.

Vektor maydon sirkulyasiyasi quyidagicha topiladi:

$$C = A_1 + A_2 + A_3 + \dots + A_n = \vec{a}_1 \cdot \vec{\Delta\ell}_1 + \vec{a}_2 \cdot \vec{\Delta\ell}_2 + \vec{a}_3 \cdot \vec{\Delta\ell}_3 + \dots + \vec{a}_n \cdot \vec{\Delta\ell}_n = \\ = a_1 \Delta\ell_1 \cos \alpha_1 + a_2 \Delta\ell_2 \cos \alpha_2 + a_3 \Delta\ell_3 \cos \alpha_3 + \dots + a_n \Delta\ell_n \cos \alpha_n$$

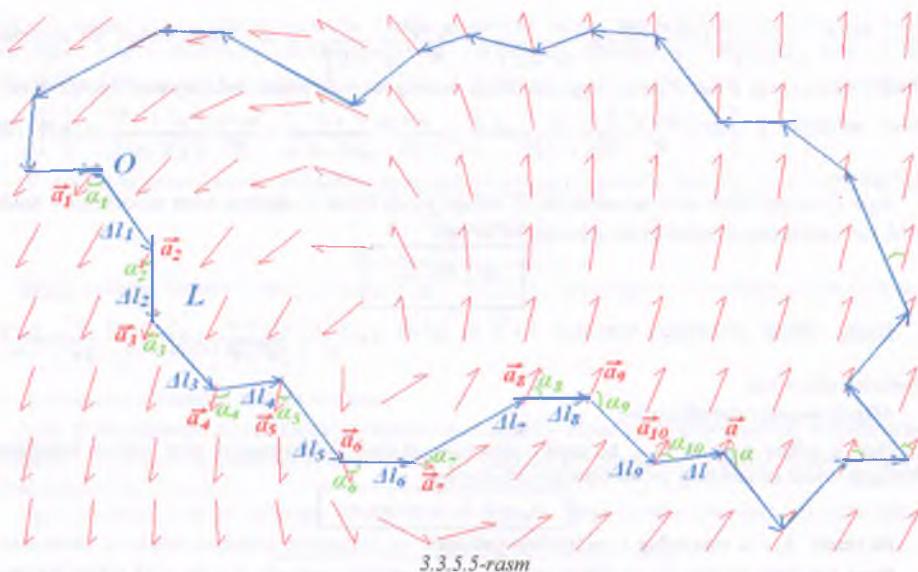
Vektor maydon sirkulyasiyasinini qisqaroq summa ko'rinishida quyidagicha aniqlanadi:

$$C = \sum_{i=1}^n A_i = \sum_{i=1}^n \vec{a}_i \cdot \vec{\Delta\ell}_i = \sum_{i=1}^n a_i \Delta\ell_i \cos \alpha_i$$

Topilgan formulalar $\vec{a} = \vec{a}(x, y, z)$ vektor maydonning L yopiq konturda taxminiy sirkulyasiyasinini beradi. Sirkulyasiyaning aniq qiymatini aniqlash uchun L yopiq konturni cheksiz ko'p ($n \rightarrow \infty$) bo'laklarga bo'lish kerak va elementar ishlarni qo'shib chiqish kerak bo'ladi. Bunda $\Delta\ell_i$ uzunlik $d\ell$ elementar uzunlikka, \sum belgisi esa \int belgisiga aylanib ketadi.

Vektor maydon sirkulyasisining integral ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$C = \oint dA = \oint \vec{a} d\vec{\ell}$$



Magnit induksiyasi ham vektor kattalik bo'lgani uchun sirkulyasiyasi ham biror qiymatga ega bo'lish kerak. Hisob-kitoblarga ko'ra magnit induksiya vektorining sirkulyasiyi berk kontur ichidan o'tuvchi toklarning algebraik yig'indisiga to'g'ri proporsional, ya'ni $I_B \sim \sum I_i$ ekan.

Magnit maydon induksiya vektori va magnit maydon kuchlanganlik vektorlarining sirkulyasiyalari quyidagicha bo'ladi:

$$C_B = \oint \vec{B} d\vec{\ell} = \mu_0 \cdot \sum_{i=1}^n I_i, \quad C_H = \oint \vec{H} d\vec{\ell} = \sum_{i=1}^n I_i$$

Agar berk kontur bitta tokni qamragan bo'lsa, u holda yuqoridaagi formula quyidagi ko'rinishni oladi:

$$C_B = \mu_0 I \quad C_H = I$$

Navbatdagi chiqariladigan formulalar magnit induksiya vektorining sirkulyasiysi orqali topiladi.

To'g'ri tokning ichida magnit maydoni:

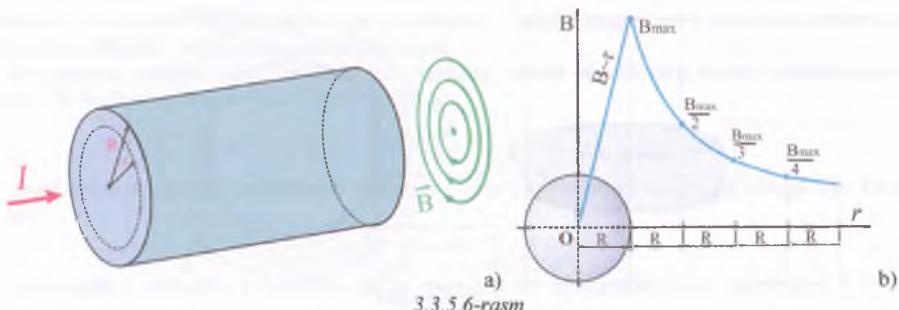
Magnit maydon sirkulyasiyasiдан foydalanim tokli o'tkazgichning ichki qismida magnit maydon induksiyasini aniqlash mumkin.

R radiusli tokli o'tkazgich markazidan ixtiyoriy r ($r < R$) masofada magnit maydon induksiyasi quyidagicha bo'ladi (3.3.5.6-a,rasm).

$$B = \frac{r}{R} \cdot \frac{\mu_0 I}{2\pi R} = \frac{r}{R} B_{\max}$$

Istobi: Bizga I tok oqayotgan R radiusli tokli o'tkazgich berilgan bo'lib, bu tokli o'tkazgich ichki qismida uning markazidan ixtiyoriy r ($r < R$) masofada yotgan nuqtadagi magnit induksiyasini aniqlash so'ralgan bo'lsin. Bu r radiusli aylana uzunligi $2\pi r$, yuzasi πr^2 , bu yuza ichidan o'tuvchi tok kuchi esa $i = J \pi r^2 = \frac{I}{\pi R^2} \pi r^2 = \left(\frac{r}{R}\right)^2 \cdot I$ ga teng bo'ladi. Magnit maydon induksiyasining uzunligi $2\pi r$ aylana bo'ylab

sirkulyasiyasi $B \cdot 2\pi r = \mu_0 i = \mu_0 \left(\frac{r}{R}\right)^2 I$ ga teng bo'ladi. Bundan $B = \frac{r}{R} \cdot \frac{\mu_0 I}{2\pi R} = \frac{r}{R} B_{\max}$ kelib chiqadi.



Bu yerda: $B_{\max} = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$ - tokli o'tkazgich sirtidagi magnit induksiyasi bo'lib, tokli o'tkazgich hosil qilgan eng katta induksiya o'tkazgich sirtida bo'ladi (3.3.5.6-b,rasm). Rasmdan ko'rinish ham turibdiki, o'tkazgich ichki qismida ($r < R$) magnit induksiya qiymati masofaga to'g'ri proporsional ($B \sim r$), o'tkazgich tashqi qismida esa ($r > R$) magnit induksiya qiymati masofaga teskari proporsional ($B \sim \frac{1}{r}$) bo'lar ekan.

Solenoidning magnit maydoni:

Magnit maydon sirkulyasiyasidan foydalanib tokli solenoidning ichki qismida magnit maydon induksiyasini aniqlash mumkin.

Cheksiz uzun tokli solenoidning ichki qismida magnit induksiyasi quyidagicha bo'ladi:

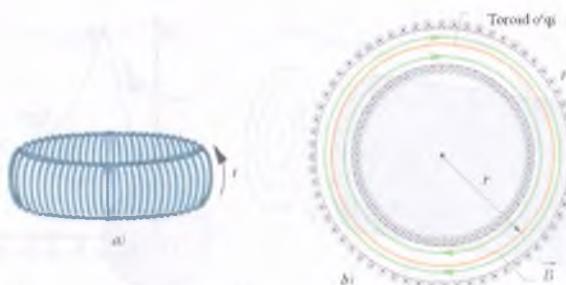
$$B = \mu_0 I \frac{N}{\ell} = \mu_0 I n$$

Bu yerda: $n = N / \ell$ - o'ramlar zichligi deb ataladi, ya'ni solenoidning 1m uzunligida nechta o'ram borligini bildiradi.

Ishboti: Solenoid cheksiz uzunlikka ega bo'lgani uchun bu solenoid ichida magnit induksiya chiziqlari solenoid o'qiga va o'zaro parallel bo'ladi. Boshqachi aytganda, solenoid ichidagi magnit maydon bir jinsli maydondir. Cheksiz uzunlikka ega bo'lgan solenoiddan $abcd$ to'g'ri to'tburchak olamiz. Bu to'g'ri to'tburchakning ad va bc tomonlari magnit induksiya chiziqlariga perpendikulyar, ℓ uzunlikka ega bo'lgan ab va cd tomonlari esa magnit induksiya chiziqla riga parallel joylashgan. Magnit induksiya vektorining har bir qismida bajargan ishlarni aniqlaymiz. Magnit induksiya vektorining ab yo'lda bajargan ishi $A_{ab} = B \cdot ab \cdot \cos 0^\circ = B \ell g_a$, bc va ad yo'lda bajargan ishlari $A_{bc} = A_{ad} = B \cdot bc \cdot \cos 90^\circ = 0$ ga, cd yo'lda bajargan ishi esa solenoid tashqarisida maydon bo'lmaganiga uchun $A_{cd} = 0 \cdot cd \cdot \cos 0^\circ = 0$ ga teng bo'ladi. Demak, magnit maydonining $abcd$ to'g'ri to'tburchak bo'yicha sirkulyasiysi $C = \oint dA = A_{ab} + A_{bc} + A_{cd} + A_{da} = B \ell + 0 + 0 + 0 = B \ell$ ga teng bo'lar ekan. Boshqa tomonдан esa $abcd$ berk kontur ichidan $N I$ tok o'tmoqda. Magnit maydon sirkulyasiysi formulasi $C_B = \oint B d\ell = \mu_0 \cdot \sum_{i=1}^n I_i$ dan $B \ell = \mu_0 N I$ kelib chiqadi. Shunday qilib, solenoid ichida magnit induksiyasi $B = \mu_0 I \frac{N}{\ell} = \mu_0 I n$ ga teng bo'lar ekan.

Toroidning magnit maydoni:

Agar solenoidning o'qini egib aylana shakliga keltirilsa, toroid hosil bo'ladi. Magnit maydon sirkulyasiyasidan foydalanib tokli toroidning ichki qismida magnit maydon induksiyasini aniqlash mumkin.



3.3.5.8-rasm

Tokli toroidning ichki qismida magnit induksiyasi quyidagicha bo'ladi:

$$B = \mu_0 I \frac{N}{2\pi r} = \mu_0 I n$$

Istobti: Toroidning o'qi r radiusli aylanadan iborat. Toroidning o'qidagi magnit induksiyasini aniqlash so'ralsan. Buning uchun magnit induksiya vektorining r radiusli aylana bo'yicha sirkulyasiyasidan foydalanamiz.

Natijada $C = B \cdot (2\pi r) \cdot \cos 0^\circ = \mu_0 \cdot (NI)$; $\rightarrow B = \mu_0 I \frac{N}{2\pi r}$ kelib chiqadi.

Magnit induksiyasini aniqlashga doir yuqorida topilgan barcha formulalar faqat vakuumdagi tokli o'tkazgich uchundir. Agar shu tokli o'tkazgichlardan birortasining muhitdagisi magnit induksiyasini aniqlashi so'ralsan bo'lsa, vakuum uchun topilgan formulani muhitning magnit xossasini xarakterlovchi μ kattalikka ko'paytiramiz. Masalan, solenoid o'zagida magnit induksiyasi $B = \mu_0 I n$ bo'lsa, o'zakka magnetik muhit kiritilgandagi induksiya $B = \mu \mu_0 I n$ bo'ladi.

3.3.6. Mavzu: Magnetiklar. Muhitning magnit xususiyatlari.

Magnitlanish vektori:

Oldingi mavzularda vakuum uchun magnit maydonni o'rgandik. Agar magnit maydoniga biror modda olib kirlisa, bu modda magnitlanib xususiy magnit maydon \vec{B} 'ni vujudga keltiradi. Shuning uchun tekshirilayotgan moddadagi natijaviy magnit maydon induksiyasi \vec{B} tashqi maydon induksiyasi \vec{B}_0 va moddaning xususiy maydon induksiyasi \vec{B}' ning geometrik yig'indisidan iborat deyish mumkin.

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$$

Ko'pincha, \vec{B}' maydonni modda ichidagi aylanma mikrotoklar tufayli hosil bo'lувчи ichki maydon induksiyasi deb, \vec{B}_0 maydonni esa makrotoklar tufayli hosil bo'lувчи vakuumdag'i (muhitdan tashqaridagi) maydon induksiyasi deb ataladi. Barcha moddalar magnit maydoniga kiritilganda qandaydir darajada magnitlanadi. Shu sababdan moddalarning magnit xususiyatlarni o'rganishda "magnetik" terminini kiritamiz. Magnetiklarning magnit xususiyatlari atom tarkibidagi elementar zarralar (elektronlar, protonlar va neytronlar) harakati bilan aniqlanadi. Hisob-kitoblarga ko'ra elektronlarning magnit ta'sir proton va neytronlarniga qaraganda ancha kuchli bo'lar ekan.

Hozirgi zamonaviy tasavvurlarga ko'ra atomdag'i elektronlar yadro atrofida orbitad va o'z o'qi atrofida xususiy aylanma harakatlarda ishtiroy etar ekan. Shuning uchun ham atom tarkibidagi elektronlar orbital \vec{p}_{orb} va xususiy \vec{p}_{spin} magnit momentlarga ega bo'lar ekan. Atomning natijaviy magnit momenti atom tarkibidagi elektronlarning orbital va xususiy magnit momentlarining geometrik yig'indisidan iborat bo'ladi.

$$\vec{p}_{at} = \sum \vec{p}_{orb} + \sum \vec{p}_{spin}$$

Tashqi magnit maydon ta'siriga uchramagan magnetik atomlarning magnit momentlari betartib bo'lib, magnetik parchasidagi atomlarning natijaviy yig'indi magnit momenti nolga teng bo'ladi. Tashqi maydon ta'sirida ayrim atomlarning yo'nalishlari qayta orientatsiyalanadi, ya'ni magnit momentlar yo'nalishlari tartibga solinadi. Natijada, magnetik noldan farqli biror magnit momentiga ega bo'lib qoladi. Tashqi

maydon ta'sirida turli magnetiklar turlicha magnitlanib, ularning magnitlanish darajasini xarakterlash uchun magnitlanish vektori tushunchasini kiritamiz.

Magnitlanish vektori biror elementar ΔV hajmdagi barcha atomlarning magnit momentlarining geometrik yig'indisga teng bo'lgan vektor kattalikdir.

$$\bar{J} = \frac{\Delta \bar{P}}{\Delta V} \quad \left[\frac{A}{m} \right]$$

Hisob-kitoblarga ko'ra, magnitlanish vektorining sirkulyasiyasi mikrotoklar yig'indisga teng bo'lar ekan.

$$\oint \bar{J} \cdot d\bar{l} = \sum I_M$$

Formuladan ko'rindiki, magnetikka tashqi magnit ta'sir qilmaganda $J = 0$, shuningdek $\sum I_M = 0$ bo'ladi Boshqacha aytganda, barcha yo'naliishlar teng ehtimoli bo'lgani uchun barcha yo'naliish atrofida aylanuvchi zaryadlar bir xil bo'lib, ularning natijaviy ta'siri nolga tengdir. Magnit maydon ta'sir qilganda esa $J \neq 0$, shuningdek $\sum I_M \neq 0$ bo'ladi, ya'ni biror yo'naliish atrofida aylanuvchi zaryadlar ustunlik qiladi.

Magnit maydon kuchlanganligi:

Magnetiklardagi magnit maydonini o'rganishda biz ikki xil toklardan foydalanamiz. Ularning birinchisi o'tkazuvchanlik toki I bo'lib, uni makrotok deb ham ataladi. Ikkinchisi esa atom, molekula va ionlar ichidagi elektronlar harakati tufayli paydo bo'ladigan mikrotok I_M dir. Mikrotoklar elementar zaryadli zarralarning aylanma harakatidan paydo bo'luvchi aylanma toklardir.

Vakuumdagagi magnit maydoni faqat makrotoklar tufayli vujudga kelib, bu maydonning sirkuyasiyasi $\oint \bar{B}_0 d\bar{l} = \mu_0 \sum I$ formuladan topilar edi. Magnetikdagagi magnit maydon sirkuyasiyasini hisoblashda makrotoklardan tashqari mikrotoklarni ham e'tiborga olish kerak bo'ladi.

$$\oint \bar{B} d\bar{l} = \oint (\bar{B}_0 + \bar{B}) d\bar{l} = \mu_0 (\sum I + \sum I_M)$$

Bu formula moddadagi magnit maydoni uchun to'lik tok qonuni deb ataladi.

Mikrotok uchun $\oint \bar{J} \cdot d\bar{l} = \sum I_M$ ifodani e'tiborga olgan holda yuqoridagi formulani quyidagicha o'zgartib yozamiz:

$$\oint \left(\frac{\bar{B}}{\mu_0} - \bar{J} \right) d\bar{l} = \sum I = \frac{1}{\mu_0} \oint \bar{B}_0 d\bar{l}$$

Bu formuladan

$$\frac{\bar{B}}{\mu_0} - \bar{J} = \bar{H}$$

deb belgilasak quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\oint \bar{H} d\bar{l} = \sum I = \oint \frac{\bar{B}_0}{\mu_0} d\bar{l}$$

Bu formuladan

$$\bar{H} = \frac{\bar{B}_0}{\mu_0}$$

kelib chiqadi. Yuqoridagi formulalarda kiritilgan \bar{H} vektori magnit maydon kuchlanganlik vektori deyiladi.

Vakuumdagagi magnit maydonning kuchlanganlik vektori magnit induksiya vektori bilan bir xil yo'nalib, lekin undan μ_0 marta farq qiladigan vektordir. Magnit maydon kuchlanganligi ham xuddi magnitlanish vektori o'lchami kabi $[A/m]$ da o'lchanadi. Induksiysi $B = 4\pi \cdot 10^{-7} Tl$ bo'lgan magnit maydonining kuchlanganligi $H = 1 A/m$ ga teng bo'ladi.

Yuqoridagi $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}$ va $\vec{H} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}$ formulalarni tenglashtirishdan quyidagi formulani hosil qilish mumkin:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{J}$$

Aksariyat magnetiklarda \vec{J} va \vec{B}_0 vektorlar yo'nalishdosh bo'lgani uchun, bu magnetiklar tashqi maydonni kuchaytiradi.

Magnit qa'bul qiluvchanlik va magnit singdiruvchanlik:

Tajribalardan aniqlanishicha, muhit izotrop bo'lsa, magnetikning ixtiyoriy nuqtasida \vec{J} va \vec{H} vektorlar quyidagicha bog'lanishga ega ekan:

$$\vec{J} = \chi_m \vec{H}$$

Bu yerda χ_m – magnetikning magnit xususiyatlarini ko'rsatuvchi kattalik bo'lib, uni magnit qa'bul qiluvchanlik deyiladi. \vec{J} va \vec{H} vektorlar o'lchamidosh kattaliklar bo'lgani uchun χ_m o'lchamsiz kattlikdir. χ_m masbat va manfiy qiymatlari qa'bul qilishi mumkin. \vec{J} va \vec{H} vektorlar parallel bo'lgan magnetiklarda $\chi_m > 0$, antiparallel bo'lgan o'tkazgichlarda esa $\chi_m < 0$ bo'лади.

Yuqoridagi formulani $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}$ formulaga qo'yib \vec{B} va \vec{H} vektorlikkattaliklar orasidagi munosobatni aniqlashimiz mumkin.

$$\vec{B} = (1 + \chi_m) \mu_0 \vec{H} = \mu \mu_0 \vec{H}$$

Bu yerda $\mu = 1 + \chi_m$ – muhitning *nisbiy magnit singdiruvchanligi* deb atalib, u o'lchamsiz kattalikdir. Bu kattalik magnetik magnit maydonni vakuumga nisbatan necha marta kuchaytirishini bildiradi. $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$ ekanini hisobga olsak, yuqoridagi formulani quyidagicha yozish mumkin bo'лади:

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H} = \mu \vec{B}_0$$

Izotrop muhitlarda \vec{H} vektori \vec{B} vektori bilan bir xil yo'nalishiga ega bo'lib, miqdor jihatidan esa ular $\mu \mu_0$ marta farq qiladi. Demak, magnetik muhit magnit induksiyasini μ marta kuchaytiradi.

Yuqoridagi keltirib chiqarilgan formulalardan ko'rinish turibdiki, magnit maydon kuchlanganligi vakuum uchun $\vec{H} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}$ bo'lsa, magnetik uchun $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu \mu_0} = \frac{\vec{B}}{(\vec{B} : \vec{B}_0) \mu_0} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}$, ya'ni xuddi vakuum kabi bo'лади. Demak, magnit kuchlanganligi vakuumda va magnetik muhitda bir xil bo'лар ekan, ya'ni magnetik muhit magnit kuchlanganlikni o'зgartiromas ekan.

Xulosa qilib aytganda, magnit maydon kuchlanganligi faqat vakuumni xarakterlasa, magnit maydon induksiyasi esa vakuumni va magnetik muhitni xarakterlar ekan.

Magnit maydon kuchlanganligi va induksiyasining ma'nosi:

Magnit induksiyasi magnit chiziqlarining qanchalik zinch, tig'is joylashganligini bildiradi. Magnit induksiyasining qiymati katta joyda induksiya chiziqlari ham zichroq joylashagan bo'лади. Boshqacha aytganda, magnit induksiyasi $1sm^2$ yuzadan tik holda o'tuvchi chiziqlar soniga to'g'ri proporsionaldir, ya'ni $B \sim \frac{N}{S}$ bo'лади. Aytaylik, induksiyasi $B_1 = 1Tl$ bo'лган nuqtada har $1sm^2$ yuzadan tik holda $N_1 = 1trl$.

ta induksiya chiziqlari kesib o'tadi deb faraz qilsak, induksiyasi $B_2 = 2Tl$ bo'лган boshqa nuqtada esa har $1sm^2$ yuzadan tik holda $N_2 = 2trl$ ta induksiya chiziqlari kesib o'tadi deyish mumkin bo'лади.

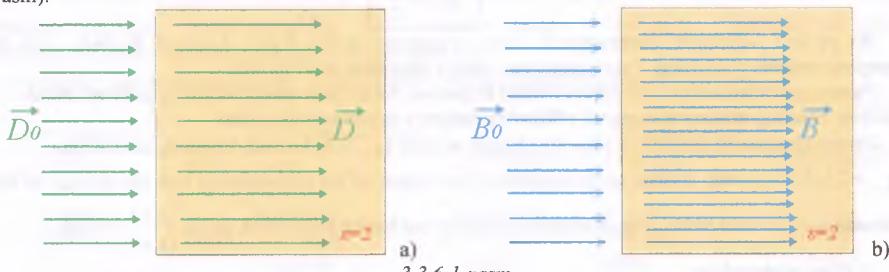
Xuddi magnit induksiyasi kabi, magnit maydon kuchlanganligi ham kuchlanganlik chiziqlarining qanchalik zinch, tig'is joylashganligini bildiradi. Magnit kuchlanganligining qiymati katta joyda kuchlanganlik chiziqlari ham zichroq joylashagan bo'лади. Boshqacha aytganda, magnit kuchlanganligi $1sm^2$ yuzadan tik holda o'tuvchi chiziqlar soniga to'g'ri proporsionaldir, ya'ni $H \sim \frac{N}{S}$ bo'лади. Aytaylik,

kuchlanganligi $H_1 = 1 \text{ A/m}$ bo'lgan nuqtada har 1 sm^2 yuzadan tik holda $N_1 = 1 \text{ mln}$. dona kuchlanganlik chiziqlari kesib o'tadi deb faraz qilsak, kuchlanganligi $H_2 = 2 \text{ A/m}$ bo'lgan boshqa nuqtada esa har 1 sm^2 yuzadan tik holda $N_2 = 2 \text{ mln}$. dona kuchlanganlik chiziqlari kesib o'tadi deyish mumkin bo'ladi.

Magnit induksiyasi va kuchlanganligining qiymatlari katta bo'lgan nuqtada induksiya va kuchlanganlik chiziqlari ham tig'isroq bo'ladi. Shu boisdan bu nuqtada maydonning ta'siri ham kuchliroq bo'ladi. Kuchlanganlik va induksiya chiziqlari tarqoqlashib, sochilib ketayotgan joyda maydon ham susayib borayotgan bo'ladi. Kuchlanganlik va induksiya chiziqlari yig'ilishib, to'planib borayotgan joyda maydon ham kuchayib borayotgan bo'ladi. Kuchlanganlik va induksiya chiziqlari parallel bo'lgan joyda esa maydon o'zgarishi bo'lmaydi va bu maydonni bir jinsli maydon deyiladi.

Magnetik muhit kuchlanganlikning qiymatini o'zgartirmaganligi uchun kuchlanganlik chiziqlar zichligi ham vakuumdan muhitga o'tganda o'zgarmaydi. Vakuumda kuchlanganlik chiziqlar soni $N_1 = 10 \text{ trl}$. dona bo'lsa, magnit singdiruvchanligi ixtiyoriori μ bo'lgan magnetik muhitda ham $N_2 = 10 \text{ trl}$. dona chiziqlar soni o'zgarmaydi (3.3.6.1-a,rasm).

Magnetik muhit magnit induksiyasining qiymatini μ marta o'zgartirganligi uchun induksiya chiziqlar zichligi ham vakuumdan muhitga o'tganda μ marta o'zgaradi. Vakuumda induksiya chiziqlar soni $N_1 = 10 \text{ mln}$. dona bo'lsa, magnit singdiruvchanligi ixtiyoriori $\mu = 2$ bo'lgan magnetik muhitda esa induksiya chiziqlar soni $N_2 = \mu N_1 = 20 \text{ mln}$. dona bo'ladi, ya'ni induksiya chiziqlar zichlashadi (3.3.6.1-b,rasm).



3.3.6.1-rasm

Magnetiklarning magnit xususiyatlari:

Magnitlar magnit xussiyatlari ko'ra 3 xil bo'ladi: 1) diamagnetiklar; 2) paramagnetiklar; 3) ferromagnetiklar.

1) Diamagnetiklar:

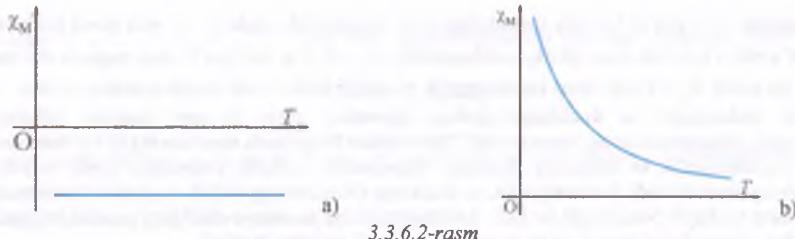
Orbita bo'ylab aylanma harakat qilayotgan elektron tashqi magnit maydon ta'sirida tashqi \vec{B} vektorga qarama-qarshi yo'nalgan qo'shimcha $\Delta \vec{p}$ magnit momentiga ega bo'lish hodisasiga *diamagnit effekt* deyiladi.

Diamagnetiklar atomlarining magnit momentlari nolga teng bo'lib, tashqi magnit maydoni ta'sir etmaganda bu atomlar tarkibidagi elektronlar magnit momentlari bir-birini kompensatsiyalaydi. Maydon ta'sir etganda esa diamagnetik effekt tufayli atomlarning tarkibidagi ayrim elektronlar oladigan qo'shimcha magnit momentlarining qo'shilishi natijasida atomda tashqi magnit maydoniga qarma-qarshi yo'nalgan magnit moment paydo bo'ladi. Natijada atomlarning magnit momentlari qo'shilib tashqi magnit maydonni biroz susaytiради.

Diamagnetiklarda magnit qa'bul qiluvchanlik manfiy ($\chi_s < 0$) bo'ladi. Masalan, suv uchun $\chi_s = -9 \cdot 10^{-6}$ ga teng. Boshqa diamagnetiklarning magnit qa'bul qiluvchanligi ham shu atrofda bo'ladi.

Diamagnetiklarning nisbiy magnit singdiruvchanligi esa birdan biroz kichik, ya'ni $\begin{cases} \mu < 1 \\ \mu \approx 1 \end{cases}$ bo'ladi.

Diamagnetiklarda magnit qa'bul qiluvchanlikning qiymati temperatura ortishi bilan o'zgarmaydi (3.3.6.2-a,rasm).



3.3.6.2-rasm

2) Paramagnetiklar:

Tashqi magnit maydoni bo'lmaganda modda atomlarining magnit momentlari noldan farq qilsa, bunday moddalar magnit maydoniga joylashtirilganda atomlarning magnit momentlari maydon bo'yab tirtiblanishga intiladi. Bunday hodisaga **paramagnetik effekt** deb ataladi. Demak, paramagnetik effekt natijasida tashqi maydonning biroz kuchayishi kuzatilish kerak. Issiqlik harakati esa tartibli joylashuv (paramagnetik effekt)ni buzishga intiladi. Temperatura qancha yuqori bo'lsa, atomlarning magnit momentlari tartibli joylashuvchiga to'sqinlik shuncha yuqori bo'ladi. Demak, paramagnetiklar deb ataluvchi moddalarda temperatura ortishi bilan magnit qa'bul qiluvchanlikning qiymati temperatura ortishi bilan kamayib borar ekan (3.3.6.2-b,rasm).

$$\chi_u = \frac{C}{T}$$

Bu yerda C – berilgan paramagnetik uchun o'zgarmas bo'lib, Kyuri doimisi deyiladi. Juda past temperaturalarda yuqoridagi Kyuri qonunidan chetga chiqishlar sodir bo'ladi.

Paramagnetiklarda ham diamagnetik effekt kuzatiladi, lekin paramagnetik effektga nisbatan ancha ustroq. Shuning uchun paramagnetik effektning natijaviy ta'siri ustunlik qildi.

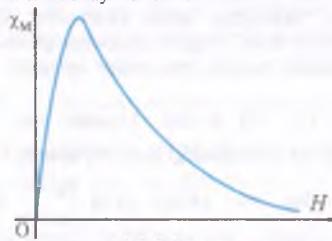
Paramagnetiklarda magnit qa'bul qiluvchanlik musbat ($\chi_u > 0$) bo'ladi. Masalan, havo uchun $\chi_u = 3,8 \cdot 10^{-7}$ ga teng. Boshqa paramagnetiklarning magnit qa'bul qiluvchanligi ham shu atrofda bo'ladi.

Paramagnetiklarning nisbiy magnit singdiruvchanligi esa birdan biroz katta, ya'ni $\mu > 1$ bo'ladi.
 $\mu \approx 1$

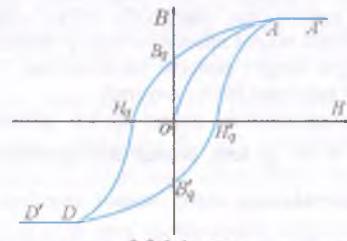
3) Ferromagnetiklar:

O'zining magnit xossalari bilan diamagnetik va paramagnetiklardan keskin ajralib turuvchi uchinchi tur magnetiklarga ferromagnetiklar deyiladi. Bu xususiyat birichi bo'lib temir va uning qotishmalarida aniqlangani uchun shunday (Ferrum–lotinchi temir degani) nomlangan. Ferromagnetiklar uchun quyidagi xususiyatlarni sanash mumkin:

a) Ferromagnetiklar uchun magnit qa'bul qiluvchanlikning qiymati χ_u ning qiymati tashqi magnit maydon H ga bog'liq ravishda juda tez o'suvchan (3.3.6.3-rasm). Biror maksimumga erishgach, tashqi magnit yana kuchaytirilsa, χ_u ning qiymati kamayishi kuzatiladi. Barcha ferromagnetiklarda o'tacha tashqi magnit maydonda χ_u va μ ning qiymatlari birdan ancha katta, ya'ni tashqi magnit maydonni juda ko'p marta kuchaytiruvchi bo'ladi.



3.3.6.3-rasm



3.3.6.4-rasm

b) Ferromagnetik ichidagi magnit maydon induksiyasining tashqi magnit maydon kuchlanganligiga bog'liqligi 3.3.6.4-rasmdagi OA egri chizig'i bo'yicha ortadi. Maydon kuchlanganligi yanada oshirilsa, magnit induksiyasi ortmasdan AA' gorizontal chiziq bo'yicha boradi, ya'ni A nuqtadan boshlab magnit

induksiyasining to'yinishi kuzatiladi. Endi maydon kuchlanganligini nolgacha kamaytirsak AO egri chizig'i o'rniga AB_K egri chiziq bo'yicha kamayadi. $H = 0$ da OB_K ga teng miqdorda qoldiq magnit induksiya saqlanib qoladi, ya'ni tashqi magnit butunlay to'xtatilganda ham ferromagnit ichida qoldiq induksiya mavjud bo'ladi. Ferromagnit ichida magnit induksiyasini butunlay yo'qotish uchun esa tashqi maydon kuchlanganligi OH_K ga teng miqdorda teskari yo'nalgan bo'lishi kerak. teskari yo'nalishdagi maydon kuchlanganligi yanada oshirilsa, $H_K D$ egri chiziq bo'yicha magnit induksiyasi ham teskari yo'nalishda oshadi. Lekin, D nuqtadan boshlab magnit induksiyasining to'yinishi kuzatiladi. Kuchlanganlik yanada oshirilsa, induksiya DD' gorizontal chiziq bo'yicha boradi. Tashqi maydon kuchlanganligining miqdor va yo'nalishi o'zgartirilganda $AB_K H_K DB'_K H'_K A$ egri chizig'i paydo bo'ladi. Bu yopiq chiziqni *gizterezis sirtmog'i* deyiladi.

v) Har bir ferromagnetik uchun ferromagnetlik xususiyatini yo'qotadigan Kyuri temperaturasi (T_K) deb ataluvchi temperatura mayjuddir. Kyuri temperaturasining qiymati temir uchun $T_K = 1043 K$, nikel uchun $T_K = 631 K$, kobalt uchun esa $T_K = 1270 K$ ga teng. Kyuri temperaturasidan yuqori temperaturada barcha ferromagnetiklar paramagnetikka aylanadi. Natijada, hosil bo'lgan paramagnetikning magnit qa'b ul qiluvchanligi temperaturaga bog'liqligi

$$\chi_u = \frac{C}{T - T_K}$$

formula bo'yicha o'zgaradi. Bu yerda C – Kyuri doimiysi bo'lib, u $T > T_K$ da o'rinni. Oddiy paramagnetiklarning paramagnetikligi $0 K$ temperaturadan boshlansa, ferromagnetiklarning paramagnetikligi esa Kyuri temperaturasi T_K dan boshlandi.

1-jadvalda magnetiklarning nisbiy magnit singdiruvchanliklaridan namunalar berilgan.

I-jadval

Ferromagnitlar	μ	Paramagnetiklar	μ	Diamagnetiklar	μ
Po'lat	8000	Azot	1,000000013	Vodorod	0,999999937
Nikel		Xavo	1,00000038	Suv	0,999991
Kobalt		Kislorod	1,0000019	Vismut	0,999824
Ferritlar	25000	Alyuminiy	1,000023	Osh tuzi	0,999987
		Volfram	1,000175	Oltin	0,999963
		Maganets	1,0038	Kvars	0,999985
		Qalay	1,0000044	Mis	0,999991
		Platina	1,000366	Qo'rg'oshin	0,999987
		Palladiy	1,000692	Kumush	0,999981
		Ebonit	1,000014	SHisha	0,999987

3.3.7. Mavzu: Lorents kuchi. Magnit maydonidagi zaryadli zarranining traektoriyasi.

Lorents kuchi va uning yo'nalishi:

Magnit maydoniga kiritilgan tokli o'tkazgichga ta'sir qiladigan Amper kuchining vujudga kelish sababini Gollandiyalik nazariyotchi olim Hendrik Anton Lorents (1853–1928) quyidagicha izohlaydi: o'tkazgichda tokni hosil qilayotgan tartibili harakatlanayotgan zaryadli zarralarga magnit maydoni ta'sir qiladi. Lekin bu zaryadli zarralarni o'tkazgich sirtini tark etib keta olmaydi, ya'ni o'tkazgich sirti bilan chegaralangan hajm ichida harakatlana oladi. Bu zaryadli zarralarga magnit maydoni tomonidan ta'sir qiluvchi kuchlar qo'shilib yig'indi kuch–Amper kuchini hosil qiladi. Shuning uchun amper qonunidan foydalanimi tokli o'tkazgich ichida harakatlanayotgan bitta elementar q zaryadga ta'sir qiluvchi kuchni aniqlash mumkin bo'ladi.

Bir jinsli magnit maydonida harakatlanayotgan zaryadli zarraga magnit maydoni tomonidan ta'sir qiluvchi kuchga Lorents kuchi deyiladi.

Boshqacha aytganda, Amper kuchi tokli o'tkazgichdagi N ta zaryadli zarraga ta'sir qiluvchi kuch bo'lsa, Lorents kuchi esa bitta zaryadi zarraga ta'sir qiluvchi kuch ekan. Demak, Lorents kuchi Amper kuchidan N marta kichik $\left(F_L = \frac{F_A}{N} \right)$ degan xulosaga kelish mumkin ekan.

Lorents kuchining qiymati quyidagicha bo'ladi:

$$F_L = qvB \sin \alpha \quad [N]$$

Isboti: O'tkazgichdag'i tok kuchini $I = \frac{Q}{t} = \frac{Nq}{\ell/\vartheta} = \frac{Nq\vartheta}{\ell} = \frac{Nq\vartheta S}{V} = nq\vartheta S$ deb o'zgartiramiz. Endi Lorents kuchi uchun formulani keltirib chiqaramiz. Natijada, biz $F_L = \frac{F_L}{N} = \frac{BI\ell \sin \alpha}{N} = \frac{B(nq\vartheta S)\ell \sin \alpha}{N} =$ $= q\vartheta B \sin \alpha \frac{nS\ell}{N} = q\vartheta B \sin \alpha$ formulaga ega bo'lamiz.

Magnit maydonida harakatlanayotgan elektr zaryadga ta'sir etuvchi kuch, shu zaryad miqdori, zaryad tezligi, magnit maydon induksiya vektori, tezlik bilan induksiya vektori orasidagi burchak sinusi ko'paytmasiga teng.

Lorents kuchi yo'nalishi Amper kuchi bilan mos tushadi. Lorents kuchi yo'nalishi \vec{F}_L magnit induksiya vektori \vec{B} va zaryadning harakat yo'nalishi $\vec{\vartheta}$ yotgan tekislikka perpendikulyar yo'nalgan bo'lib, uning yo'nalishi Amper kuchi kabi chap qo'l qoidasi bilan aniqlanadi.

Agar chap qo'lizmizni V magnit induksiyasining zaryad tezligiga perpendikulyar bo'lgan tashkil etuvchisi kaftimizga kiradigan qilib tutib, yoyilgan to'rt barmog'imiz musbat zaryad yo'nalishida (manfiy zaryad yo'nalishiga teskar yo'nalish) ochilsa, 90° ga kerilgan bosh barmog'imiz zaryadga ta'sir etuvchi F_L . Lorens kuchining yo'nalishini ko'rsatadi (-rasm).

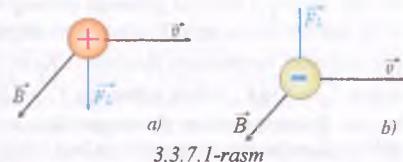
Zaryadli zarra harakatining har onida Lorents kuchi yo'nalishi magnit maydon yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgani uchun, ya'ni kuch va ko'chish orasidagi burchak har doim 90°ga teng bo'lgani uchun Lorents kuchining bajargan ishi har doim nolga teng bo'ladi. Lorens kuchi zarraning kinetik energiyasini va tezligining miqdorini o'zgartirmaydi, faqat tezlik yo'nalishini tinimsizsiz o'zgartiradi.

Magnit maydonadagi zaryadli zarranining traektoriyasi:

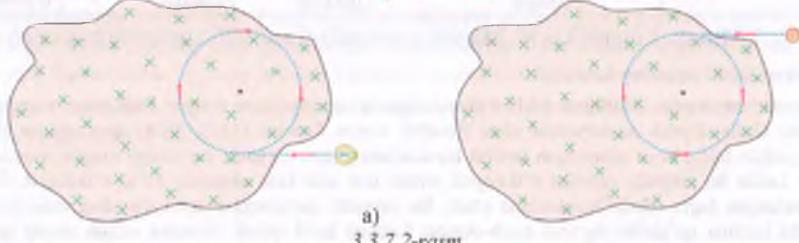
Agar zaryadli zarra bir jinsli magnit maydoniga tik ravishda uchib kirsa, Lorents kuchi zarranining harakat yo'nalishini tinimsiz burgani uchun uning traektoriyasi aylanadan iborat bo'ladi. Bu aylamma harakat qaysi yo'nalishda (soat strelkasi bo'yichami yoki unga teskar yo'nalishdam) sodir bo'lishini chap qo'l qoidasidan osongina aniqlash mumkin. 3.3.7.2-rasmida bizdan yo'nalgan magnit maydoniga tik holda uchib kirgan musbat va manfiy zaryadli zarranining traektoriya yo'nalishi tasvirlangan.

Agar bir jinsli magnit maydon induksiya vektori bizdan yo'nalgan bo'lib, unga tik uchib kiruvchi zaryad manfiy bo'lsa, aylanish traektoriyasi soat strelkasi bo'yicha bo'ladi.

Agar bir jinsli magnit maydon induksiya vektori bizdan yo'nalgan bo'lib, unga tik uchib kiruvchi zaryad musbat bo'lsa, aylanish traektoriyasi soat strelkasiga teskar yo'nalish bo'yicha bo'ladi.



3.3.7.1-rasm



3.3.7.2-rasm

Bir jinsli magnit maydoniga tik holda uchib kirgan zaryadli zarra traektoriyasining aylanish radiusi, aylanish davri va aylanish chastotasini aniqlash mumkin.

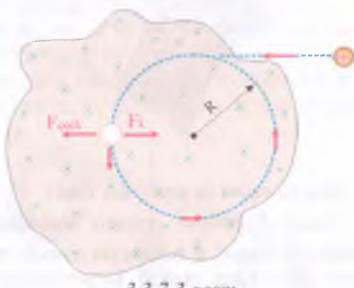
B induksiya chiziqlariga tik ravishda ϑ tezlik bilan uchib kirgan m massali q zaryadning aylanish radiusi r , aylanish davri T , aylanish chastotasi v quyidagicha:

$$R = \frac{mv}{|q|B}, \quad T = 2\pi \frac{m}{|q|B}, \quad v = \frac{1}{2\pi} \frac{|q|B}{m}$$

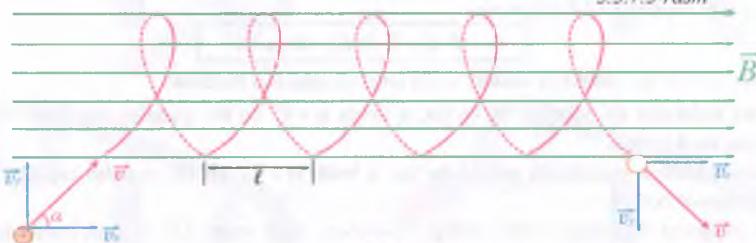
Isboti: Bunda traektoriya aylanadan iborat bo'lib, markazga intilma kuch vazifasini Lorens kuchi bajaradi. Lorens kuchi va markazdan qochma inersiya kuchi o'zaro teng bo'ladi. Bundan foydalanim so'ralgan kattaliklarni aniqlash

mumkin. $F_{\text{qoch}} = F_L$, $\Rightarrow \frac{m\vartheta^2}{R} = q\vartheta B$, $\Rightarrow R = \frac{m\vartheta}{qB}$. Tezlik uchun $\vartheta = \frac{2\pi R}{T}$ formuladan foydalanim ayylanish davrini topamiz. $R = \frac{m\vartheta}{qB} = \frac{m}{qB} \frac{2\pi R}{T}$, $\Rightarrow T = 2\pi \frac{m}{|q|B}$. $v = \frac{1}{T}$ dan foydalanim ayylanish chastotasini aniqlaymiz. $v = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi} \frac{|q|B}{m}$.

Agar zaryadli zarra bir jinsli magnit maydoniga burchak ostida uchib kirsa, uning traektoriyasi o'zgarmas qadamli vintsimon bo'ladi (3.3.7.3-rasm). Magnit maydoni tezlik vektorining maydoni yo'naliishiga perpendikulyar tashkil etuvchisi ϑ_y ga Lorens kuchi bilan ta'sir qiladi va bu tashkil etuvchingin miqdorini o'zgartirmsandan yo'naliishini tinimsiz o'zgartiradi, ya'ni ϑ_y tashkil etuvchini aylantiradi. Magnit maydoni tezlik vektorining maydoni yo'naliishiga parallel tashkil etuvchisi ϑ_x ga ta'sir etmaydi. Boshqacha aytganda, bu yo'naliish bo'yicha zaryadli zarra teng vaqtarda teng masofaga siljydi. Bu sifjish masofasini *vint qadami* deyiladi.



3.3.7.3-rasm



3.3.7.3-rasm

Bir jinsli magnit maydoniga burchak ostida kirgan zaryadli zarra traektoriyasining ayylanish radiusi, ayylanish davri va ayylanish chastotasi va vint qadamini zarchdli zarra tik holda uchib uirgan holadgi kabi aniqlash mumkin.

B induksiya chiziqlariga α burchak ostida ϑ tezlik bilan uchib kirgan m massali q zaryadning ayylanish radiusi r , ayylanish davri T , ayylanish chastotasi v va vint qadami ℓ quyidagicha:

$$R = \frac{m\vartheta \sin \alpha}{|q|B}, \quad T = 2\pi \frac{m}{|q|B}, \quad v = \frac{1}{2\pi} \frac{|q|B}{m}, \quad \ell = 2\pi \cos \alpha \frac{m}{|q|B}$$

Istobi: Bunda traektoriya o'zagarmas qadamli vintsimon bo'lib, markazga intilma kuch vazifasini Lorens kuchi bajaradi. Lorens kuchi va markazdan qochma inersiya kuchi o'zaro teng bo'ladi. Bundan foydalanim so'ralgan kattaliklarni aniqlash mumkin. $F_{\text{qoch}} = F_L \Rightarrow \frac{m\vartheta^2}{R} = q\vartheta B \Rightarrow R = \frac{m\vartheta}{qB} = \frac{m\vartheta \sin \alpha}{qB}$. Tezlik uchun $\vartheta_r = \frac{2\pi R}{T}$

formuladan foydalanim ayylanish davrini topamiz. $R = \frac{m\vartheta}{qB} = \frac{m}{qB} \frac{2\pi R}{T} \Rightarrow T = 2\pi \frac{m}{|q|B}$. $v = \frac{1}{T}$ dan foydalanim ayylanish chastotasini aniqlaymiz. $v = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi} \frac{|q|B}{m}$. Vint qadami esa $\ell = \vartheta_r T = 2\pi \frac{m}{|q|B} \vartheta \cos \alpha$ bo'ladi.

3.3.8. Mavzu: Magnit oqimi va uning ma'nosi.

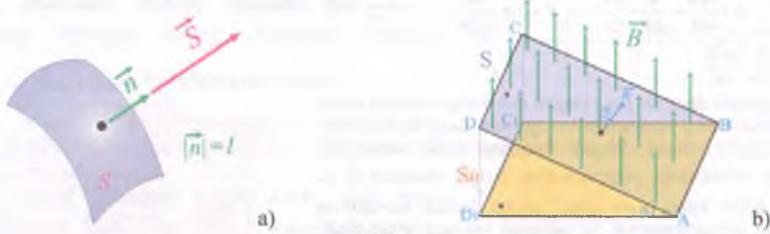
Magnit maydon induksiyasi induksiya chiziqlari zichligini bildirar edi. Yuzani kesib o'tuvchi jami induksiya chiziqlar sonini bildiruvchi yana bir kattalik borki, buni magnit induksiya oqimi deyiladi.

Yuza normali va yuza vektori :

Ixtiyorli shakldagi yuza berilgan bo'lsin. Bu yuzaga tik holda va sirtning qavariqlik tomoniga (egrilik tashqarisiga) yo'nalgan hamda birlik uzunlikka ($n = 1$) ega bo'lgan perpendikulyar vektor o'tkazamiz. Bu vektorini *sirning normali* deyiladi. Sirt normalini sirt yuziga ko'paytmasiga teng bo'lgan vektor kattalikka *yuza vektori* deyiladi (3.3.8.1-a,rasm).

$$\vec{S} = S \cdot \vec{n}, \quad |\vec{n}| = 1$$

Yuza vektori sirt normali kabi qavariqlik tomonga yo'naladi.



3.3.8.1-rasm

Magnit oqimi va uning ma'nosи :

Yuzasi S bo'lgan ixtiyoriy shakldagi tekis sirtni magnit maydoniga kiritaylik. Magnit maydon induksiya vektori \vec{B} hamda sirt normali orasidagi burchak α ga teng bo'lсин. Magnit induksiya vektori va yuza vektorining skalyar ko'paytmasiga teng bo'lgan skalyar kattalikka yuzadan o'tuvchi magnit induksiya oqimi deyiladi (3.3.8.1-b,rasm).

$$\Phi = \vec{B} \cdot \vec{S} = \vec{B} \cdot (S \vec{n}) = BS \cos \alpha$$

Bu yerda: $\alpha = \vec{B} \wedge \vec{n}$ – induksiya vektori va sirt normali orasidagi burchak.

Agar sirt induksiya chiziqlariga tik bo'lsa, u holda $\alpha = 0^\circ$ bo'lib, yuzadan eng katta $\Phi_{\max} = BS$ magnit oqimi hosil bo'ladi.

Agar sirt induksiya chiziqlariga parallel bo'lsa, u holda $\alpha = 90^\circ$ bo'lib, yuzadan eng kam $\Phi_{\min} = 0$ magnit oqimi hosil bo'ladi.

Magnit induksiya oqimining o'chov birligi Vb (Weber). Agar yuzasi $1m^2$ bo'lgan kontur induksiyasi 177 bo'lgan magnit maydonida induksiya chiziqlariga tik holda turgan bo'lsa, yuzada $1Vb$ magnit induksiya oqimi hosil bo'ladi.

$$1Vb = 1Tl \cdot 1m^2$$

Magnit induksiya oqimini miqdoriy baholaylik. Avvalgi mavzularda magnit induksiyasi indeksiya chiziqlar zichligini anglatishi bilan, ya'ni $B \sim \frac{N}{S}$ ekanligi bilan tanishganmiz. $\Phi = BS$ formulaga asosan, magnit induksiya oqimi yuzadan o'tuvchi jami induksiya chiziqlar sonini anglatadi, ya'ni $\Phi \sim N$ bo'ladi. Aytaylik, induksiyasi $B = 1Tl$ bo'lgan nuqtada har $1m^2$ yuzadan tik holda $N = 1trl$. dona induksiya chiziqlari kesib o'tadi deb faraz qilsak, induksiya chiziqlariga tik joylashgan $S = 15sm^2$ yuzadan esa $N_{\text{umum}} = 15trl$. dona induksiya chiziqlari kesib o'tadi. Haqiqatda esa induksiya chiziqlar sonini sanashning ilozi yo'q. O'r ganuvchilarda tushunish oson bo'lish uchun shunday yo'l tutiladi.

3.3.9. Mavzu: Elektromagnit induksiya hodisasi. Lens qoidasi.

Ersted 1821-yilda o'z tajribalari natijasida elektr toki o'z atrofida magnit maydoni hosil qilishini aniqlagan edi. Ingliz fizigi Maykl Faradeyni bunga teskari jarayon, ya'ni magnit maydoni elektr toki hosil qilishi mumkin emasmiyan degan savol qiziqti. Oradan 10 yil vaqt o'tib o'z tajribalariga tayangan holda elektromagnit induksiya hodisasini aniqladai va elektromagnit induksiya qonunini kashf etdi.

Elektromagnit induksiya hodisasi:

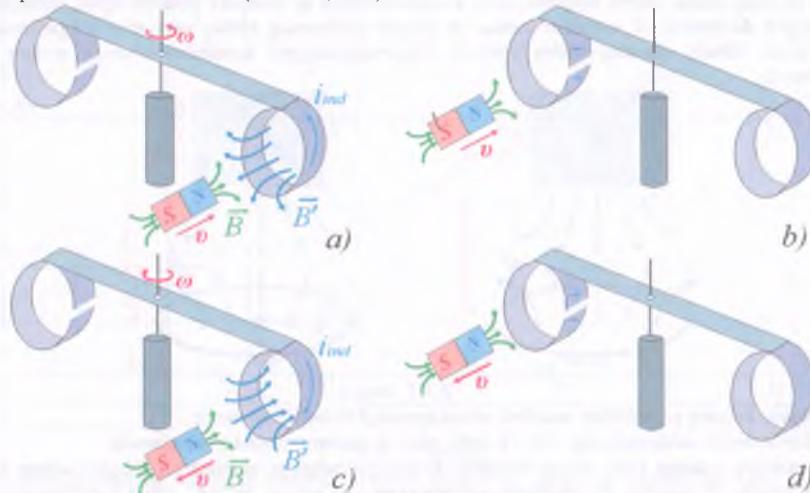
IGNA ustida erkin aylanuvchi sterjening ikkita alyuminiy xalqa mahkamlangan bo'lsin. Xalqlardan biri berk, ikkinchisi esa uzuq bo'lsin. Berk xalqaga magnit sterjenni yaqinlashtirganimizda xalqa unda itarilib aylanib ketadi (3.3.9.1-a,rasm). Uzuq xalqaga yaqinlashtirganda esa hech narsa sodir bo'lmaydi (3.3.9.1-b,rasm). Berk xalqaga magnitni yaqinlashtirganda xalqaning magnitdan itarilish sababini quyidagicha izohlashimiz mumkin:

Magnit yaqinlashayotganda berk xalqada qandaydir tok hosil bo'ladi va bu tok o'z atrofida ikkilamchi B' maydonni hosil qiladi. B' maydon B maydonga qarama-qarshi yo'nalgan bo'lgani uchun ular

itarishadi (3.3.9.1-a,rasm). Magnitni uzuq xalqaga yaqinlashtirganda esa xalqa uzuqligi uchun aylanma tok hosil bo'la olmaydi, faqat uzuq joy qarama-qarshi zaryadlanib turadi xolos, ya'ni xalqaning uzilgan nuqtalari orasida potensiallar hosil bo'ladi (3.3.9.1-b,rasm).

Endi berk xalqa yaqinida turgan magnit sterjenni uzoqlashtirganimizda xalqa magnitga tortilib unga ergashadi, ya'ni bu holda xalqa qarama-qarshi tomoniga aylanadi (3.3.9.1-c,rasm). Uzuq xalqadan uzoqlashtirganda esa hech narsa sodir bo'lmaydi (3.3.9.1-d,rasm). Berk xalqadan magnitni uzoqlashtirganda xalqaning magnitga tortilib ergashish sababini quyidagicha izohlashimiz mumkin:

Magnit uzoqlashayotganda berk xalqada qandaydir tok hosil bo'ladi va bu tok o'z atrofida ikkilamchi B' maydonni hosil qiladi. B' maydon B maydon bilan yo'nalishdosh bo'lgani uchun ular tortishadi (3.3.9.1-c,rasm). Magnitni uzuq xalqadan uzoqlashtirganda esa xalqa uzuqligi uchun aylanma tok hosil bo'la olmaydi, faqat uzuq joy qarama-qarshi zaryadlanib turadi xolos, ya'ni xalqaning uzilgan nuqtalari orasida potensiallar hosil bo'ladi (3.3.9.1-d,rasm).



3.3.9.1-rasm

Berk kontur (yoki sim g'altak) yuzasini kesib o'tuvchi magnit oqimi (induksiya chiziqlari soni) o'zgarganda konturda tok hosil bo'lish hodisasiغا elektromagnit induksiya hodisasi deyiladi. Hosil bo'lgan tokni induksion tok deyiladi.

Aytaylik, magnit sterjenning qutbidan jami $N = 10 \text{ mld}$. dona magnit induksiya chiziqlari chiqayotgan bo'lsin. Magnit sterjen xalqadan uzoqda joylashganda xalqa yuzasini $N_1 = 1 \text{ mld}$. dona magnit induksiya chiziqlari, xalqaga yaqin kelganda esa $N_2 = N = 10 \text{ mld}$. dona magnit induksiya chiziqlari kesib o'tsin. Bunda kontur yuzasini kesib o'tuvchi magnit chiziqlar soni $\Delta N = 9 \text{ mld}$. donaga o'zgaradi (oshadi yoki kamayadi). Magnit sterjen xalqaga yaqinlashayotganda $\Delta N = 9 \text{ mld}$. bo'ladi, ya'ni yuzani kesib o'tuvchi magnit chiziqlar soni oshadi. Magnit sterjen xalqadan uzoqlashayotganda esa $\Delta N = -9 \text{ mld}$. bo'ladi, ya'ni yuzani kesib o'tuvchi magnit chiziqlar soni kamayadi. Agar yuzadan o'tuvchi ana shu kuch chiziqlar soni o'zgarishi biror t vaqtida ro'y berganda (magnit sterjenni xalqaga t vaqtida yaqinlashtirganda yoki uzoqlashtirganda) konturda i tok vujudga kelsa, kuch chiziqlar soni o'zgarishi $t/2$ vaqtida ro'y berganda(magnit sterjenni xalqaga $t/2$ vaqtida yaqinlashtirganda yoki uzoqlashtirganda) esa konturda $2i$ tok vujudga keladi. Konturda qancha katta induksion tok hosil bo'lsa, uning ikkilamchi B' maydoni ham shuncha kuchli bo'lib, asosiy B maydon bilan ta'siri (tortishi yoki itarishi) ham shuncha kuchli bo'ladi.

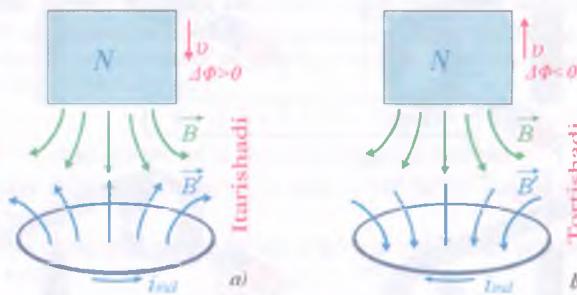
Boshqacha aytganda, konturni kesib o'tadigan magnit oqimi (induksiya chiziqlari soni) qanchalik tez shiddat bilan o'zgarsa (oshsa yoki kamaysa), konturda shuncha katta induksion tok hosil bo'ladi. Bu induksion tokning hosil qilgan B' maydoni ham shuncha kuchli bo'ladi va yaqinlashayotgan magnit sterjenden shuncha kuchli itariladi yoki uzoqlashayotgan sterjenga shuncha kuchli tortiladi.

Lens qoidasi :

G'altakka o'rалган simda hosil bo'ladiган induksion tok yo'nalishin galvanometr strelikasining og'ishiga qarab aniqlash mumkin edi. Induksion tokning yo'nalishi bo'yicha 1834yilda Peterburg akademigi Emil Xristianovich Lens tajribalar o'tkazdi va tajriba natijalariga asoslanib induksion tok yo'nalishini aniqlash qoidasini topdi. Konturda hosil bo'ladiган intuksion tok yo'nalishi Lens qoidasi asosida aniqlanadi.

Berk konturda paydo bo'ladiган induksion tok shunday yo'naladiki, bunda induksion tok hosil qilgan magnit maydoni tashqi magnit oqimining har qanday o'zgarishiga to'sqinlik qiladi.

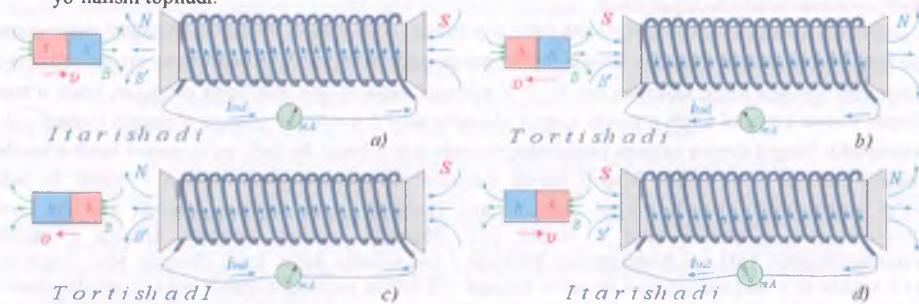
Demak, induksion tok shunday yo'nalar ekanki, uning magnit maydoni konturni kesib o'tuvchi magnit induksiya chiziqlar soni oshayotganda oshirmslikka intiladi (buning uchun magnit sterjeni itarib yaqinlashtirishga qo'ymaydi), magnit induksiya chiziqlar soni kamayayotganda esa kamaytirmslikka intiladi (buning uchun magnit sterjenni tortib uzoqlashtirishga qo'ymaydi). Shunday qilib, induksion tok hosil qilgan ikkilamchi B' maydoni kontur va magnit sterjening nisbiy vaziyatini o'zgartirmaslikka intilar ekan, Chunki ularning nisbiy vaziyati o'zgarmagandagina konturdan o'tuvchi magnit oqimi o'zgarmaydi.



3.3.9.2-rasm

Induksion tokning yo'nalishini aniqlash uchun quyidagi ishlarni bajaramiz:

- 1) Magnit oqimi oshayotganligi $\Delta\Phi > 0$ yoki $\Delta\Phi < 0$ kamayayotganligi aniqlanadi;
- 2) Induksion tokning hosil qilgan maydoni B' ning yo'nalishini aniqlaymiz. Buning uchun $\Delta\Phi > 0$ bo'lganda B' maydon B maydonga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi, $\Delta\Phi < 0$ bo'lganda esa B' maydon B maydon bilan mos yo'nalgan bo'ladi;
- 3) B' maydonning yo'nalishini bilgan holda o'ng parma qoidasiga asosan induksion tok i_{md} ning yo'nalishi topiladi.



3.3.9.3-rasm

G'altakka magnitni har xil qutblari bilan yaqinlashtirganda yoki uzoqlashtirganda induksion tokning yo'nalishlari, g'altakning qutblari hamda tortilish-itarilish hodisalari yuqoridagi rasmida tasvirlangan.

3.3.10. Mavzu: Elektromagnit induksiya qonuni va uning tatbiqlari.

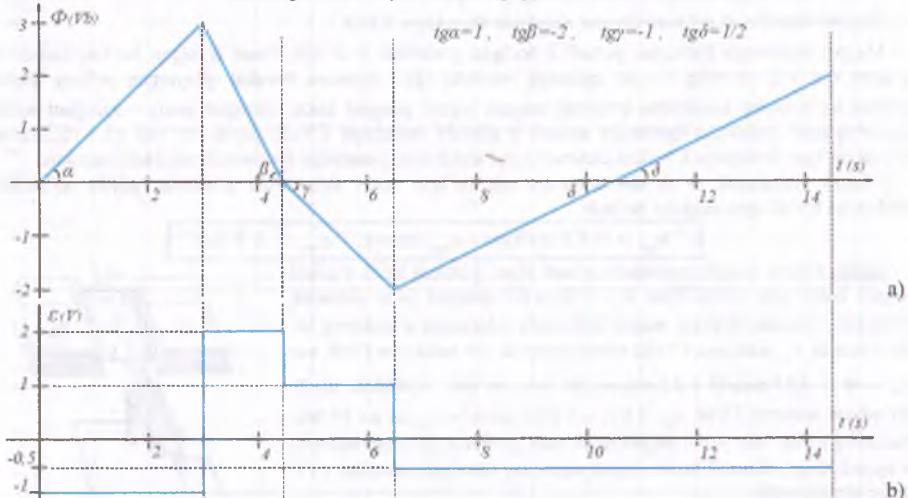
M.Faraday o'z tajribalariga tayangan holda 1831-yilda elektromagnit induksiyasini miqdori baholash uchun o'zining elektromagnit induksiya qonunini yaratdi.

Elektromagnit induksiya qonuni:

Yopiq konturda hosil bo'ladigan induksion EYUK shu kontur bilan chegaralangan yuza orqali o'tayotgan magnit oqimining o'zgarish tezligiga proporsionaldir.

$$\varepsilon_{ind} = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \quad yoki \quad \varepsilon_{ind} = -\Phi'$$

Elektromagnit iduksiya qonuniga ko'ra, agar magnit oqimi oshayotgan ($\Delta\Phi > 0$) bo'lsa, konturda manfiy induksiya EYUK ($\varepsilon_{ind} < 0$) paydo bo'ladi va aksincha, agar magnit oqimi kamayayotgan ($\Delta\Phi < 0$) bo'lsa, konturda musbat induksiya EYUK ($\varepsilon_{ind} > 0$) paydo bo'ladi. Agar magnit oqimi bir tekis o'zgarsa, u holda sim ramkada hosil bo'ladigan induksiya EYUKning qiymati doimiy bo'ladi (3.3.10.1-rasm)



3.3.10.1-rasm

Yuqoridagi rasmdan ham ko'rindikli, magnit oqimi va vaqt bog'langan ($\Phi = \Phi(t)$) grafikda grafikning gorizont bilan hosil qilgan burchak tangensi miqdor jihatidan konturda hosil bo'ladigan induksiya EYUKga teng bo'lar ekan.

Magnit oqimi uchun yozilgan $\Phi = BS \cos \alpha$ formuladagi kattaliklardan biri vaqt bo'yicha o'zgaruvchan bo'lsa, elektromagnit induksiya qonunidan yana xususiy formulalar kelib chiqadi.

Agar faqat magnit maydoni vaqt bo'yicha o'zgaruvchan bo'lsa, elektromagnit induksiya qonuni quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\varepsilon_{ind} = -\Phi' = -S \cos \alpha \frac{d\Phi}{dt}$$

Agar faqat kontur yuzasining kattaligi vaqt bo'yicha o'zgaruvchan bo'lsa, elektromagnit induksiya qonuni quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\varepsilon_{ind} = -\Phi' = -B \cos \alpha \frac{dS}{dt}$$

Agar S yuza bu yuzaga tik bo'lgan o'q atrofida $\alpha = \omega t$ qonunga ko'ra tekis aylanayotgan bo'lsa, elektromagnit induksiya qonuni quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\varepsilon_{ind} = -\Phi' = -BS \frac{d(\cos \omega t)}{dt} = BS \omega \sin \omega t$$

Agar konturning elektr qarshiligi ma'lum bo'lsa, induksion tokning kattaligini ham aniqlash mumkin bo'ladi.

$$i_{ind} = \frac{\varepsilon_{ind}}{R} = -\frac{1}{R} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \quad yoki \quad i_{ind} = -\frac{\Phi'}{R}$$

Elektromagnit inukdsiya hodisasi tufayli konturda induksiyaon tok paydo bo'lar ekan, demak, zaryadlari zarralarning bir tomonga ko'chkisi ham paydo bo'ladi. Natijada, konturning ko'ndalang kesimi yuzidan biror chekli Δt vaqt oraliq'ida $\Delta\Phi$ zaryad oqib o'tadi. Bu oqib o'tgan zaryad miqdorini hisoblab topish mumkin.

Konturning ko'ndalang kesimidan oqib o'tgan zaryad miqdori quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta Q_{ind} = \int_0^t I_{ind} dt = -\frac{1}{R} \int_0^t \frac{d\Phi}{dt} dt = -\frac{\Delta\Phi}{R}$$

Endi elektromagnit induksiya qonunining ba'zi tarbiqlari bilan tanishamiz.

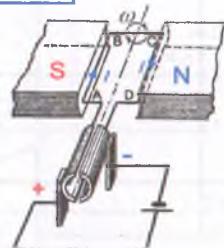
Magnit maydonda aylanuvchi sim ramkada induksiya EYUK :

Magnit maydonda kiritilgan yuzasi S bo'lgan g'altakka N ta sim o'ram o'ralgan bo'lsin hamda bu g'altak o'z o'qi atrofida $\alpha = \omega t$ qonunga muvofiq tekis aylanma harakat qilayotgan bo'lsin. Bunda g'altak ko'ndalang kesimidan o'tuvchi magnit oqimi (magnit kuch chiziqlar soni) o'zgargani uchun elektromagnit induksiya qonuniga asosan g'altakda inukdsiya EYUK paydo bo'ladi (3.3.10.2-rasm). Paydo bo'lgan induksiya EYUKni elektromagnit induksiya qonunidan foydalabani aniqlash mumkin.

Magnit maydonida N ta sim o'ramga ega bo'lgan tekis aylanuvchi g'altakda paydo bo'ladiyan inukdsiya EYUK quyidagicha bo'ladi:

$$E_{ind} = NBS\omega \sin \omega t = \epsilon_{max} \sin \omega t, \quad \epsilon_{max} = NBS\omega$$

Ishboti: G'altak magnit maydonida aylanar ekan, g'altakni kesib o'tuvchi magnit oqimi vaqt o'tishi bilan $\Phi = BS \cos \omega t$ qonunga ko'ra garmonik o'zgaradi. O'ramlar to'plami magnit maydonda aylanganda g'altakning har bir o'ramida ϵ_0 induksiya EYUKni induksiyalanadi. Bu induksiya EYUK esa $\epsilon_0 = -\Phi = -(BS \cos \omega t) = BS \omega \sin \omega t$ ga teng bo'ladi. G'altakda paydo bo'ladiyan umumiy EYUK $\epsilon_{ind} = N\epsilon_0 = NBS \omega \sin \omega t = \epsilon_{max} \sin \omega t$ bo'ladi. Induksiya EYUK ham xuddi magnit oqimi kabi garmonik qolnunga muvofiq o'zgaradi, faqat tebrinish fazasi magnit oqimining tebrinish fazasidan $\pi/2$ qadar orqada boradi.



3.3.10.2-rasm

Induksiya EYUKi garmonik qonunga ko'ra o'zgarar ekan, induksiya tok kuchi ham garmonik qonunga muvofiq o'zgaradi.

G'altakda hosil bo'ladiyan induksiya EYUKning vaqt bo'yicha o'zgarish tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

$$I_{ind} = \frac{\epsilon_{ind}}{R} = \frac{NBS\omega}{R} \sin \omega t = I_m \sin \omega t, \quad I_m = \frac{NBS\omega}{R}$$

G'altak magnit maydonida aylanar ekan, g'altak ko'ndalang kesimidan o'tuvchi magnit oqimi davriy ravishda kamayib va oshib turadi. Lens qoidasiga asosan, induksiya toki shunday yo'naladiki, bu induksion tok magnit oqimi ortayotganda ortishga va kamayayotganda kamayishga to'sqinlik qiluvchi ikkilamchi magnit maydonini hosil qiladi. Boshqacha aytganda ikkilamchi maydon magnit oqimining har qanday o'zgarishini cheklashga intiladi. Shuning uchun g'altakni magnit maydonda aylantirish uchun tashqi kuchlar ish bajarishi kerak, ya'ni tashqi burovchi moment bo'lishi kerak.

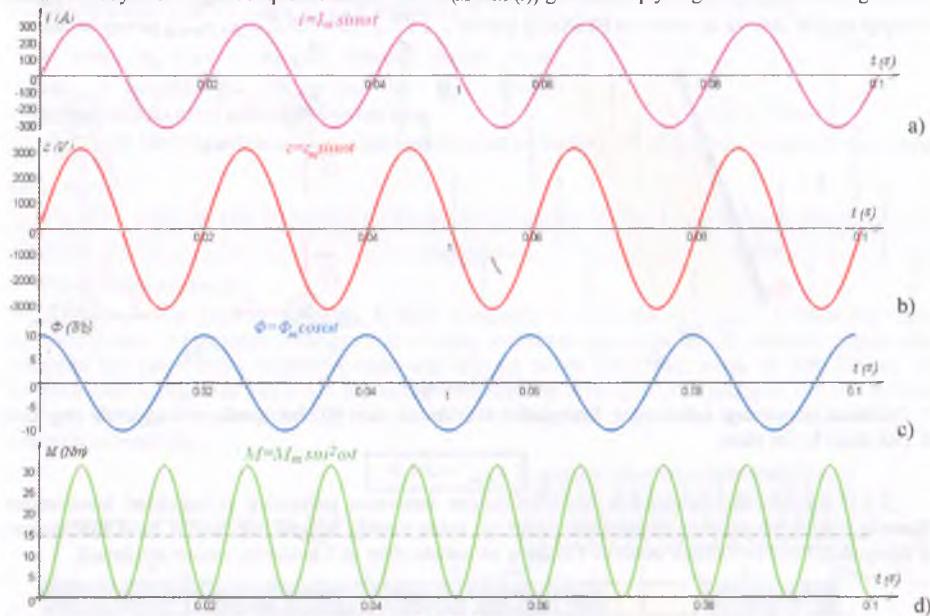
Doimiy magnit maydonida g'altakni tekis aylantirish uchun kerak bo'ladiyan tashqi burovchi moment quyidagicha bo'ladi.

$$M = \frac{N\omega}{R} B^2 S^2 \sin^2 \omega t = M_m \sin^2 \omega t, \quad M_m = \frac{N\omega}{R} B^2 S^2$$

Ishboti: 3.3.3-mavzuda doimiy I tok o'tib turgan sim ramka doimiy B magnit maydoniga kiritilganda, unda $M = B I S \sin \alpha$ burovchi moment paydo bo'lishini ko'rgan edik. Bu yerda α – sim ramka yuzasi normali \vec{n} va tashqi magnit maydoni \vec{B} orasidagi burchak bo'lib, mazkur holatda ramka tekis aylanma harakat qilgani uchun $\alpha = \omega t$ qonun bo'yicha o'zgaradi. O'ramlarga ega bo'lgan sim ramka (g'altak) doimiy magnit maydonida aylantirildganda g'altakda $i_{ind} = \frac{NBS\omega}{R} \sin \omega t$ induksiya EYUK paydo bo'ladi. SHularni e'tiborga olsak, g'altakni magnit maydonida aylantirish uchun

$M = B I S \sin \alpha = B I_{\text{ind}} S \sin \omega t = B \left(\frac{N B S \omega}{R} \sin \omega t \right) S \sin \omega t = \frac{N \omega}{R} B^2 S^2 \sin^2 \omega t$ ga teng burovchi moment kerak bo'ladi.

Simli ramka magnit maydonida aylantirilganda ramka tekisligini kesib o'tuvchi magnit oqimi ($\Phi = \Phi(t)$), ramkida hosil bo'ladigan induksion EYuK ($\varepsilon_{\text{ind}} = \varepsilon(t)$) hamda induksion tok kuchi ($i_{\text{ind}} = i(t)$) va ramkani aylantiruvchi tashqi burovchi moment ($M = M(t)$) grafiklari quyidagi rasmida tasvirlangan.



3.3.10.3-rasm

Yuqoridagi grafiklar kattaliklar qiyatlari $N = 100$, $B = 17T$, $S = 0,1 m^2$, $\omega = 100\pi rad/s$, $R = 10\Omega$ ga teng bo'lgan holat uchun keltirilgan.

Magnit maydonda harakatlanayotgan o'tkazgichda induksiya EYuK :

Tajribalar shuni ko'ssatadiki, agar biror uzunlikdagi o'tkazgich bo'lagi olib, uni magnit maydonida o'zgarmas tezlik bilan harakatlanirilganda ham bu o'tkazgichda induksion EYuK va o'tkazgich bo'ylab induksion tok hosil bo'lar ekan. Natijada, o'tkazgich uchlarida potensiallar ayirmasi paydo bo'lar ekan. Ana shu induksion EYuKni miqdoriy hisoblashi.

Agar induksiysi B bo'lgan magnit maydoniga uzunligi ℓ bo'lgan o'tkazgich kiritilgan bo'lsa va bu o'tkazgich maydonga ϑ burchak ostida ϑ tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, u holda o'tkazgichda hosil bo'ladigan induksiya EYuK quyidagicha bo'ladi:

$$\varepsilon_{\text{ind}} = B \ell \vartheta \sin \alpha$$

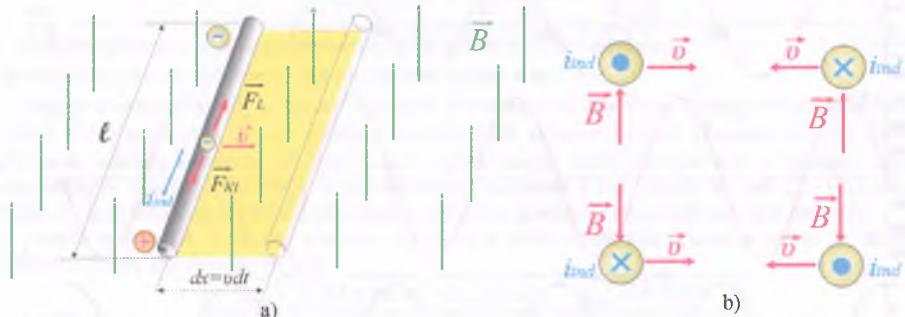
Isboti: Buni ikki xil usulda isbotlash mumkin:

1-usul

O'tkazgich magnit maydonida harakatlanganda, bu o'tkazgichning ichidagi har bir erkin elektron ham magnit maydonida harakatlanadi. Bu elektronlarga esa magnit maydoni tomonidan Lorens kuchi ta'sir etib, bu Lorens kuchi ularni o'tkazgichning bir tomoniga to'playdi. Natijada, o'tkazgichning bir uchida ortiqcha elektronlar tufayli manfiy potensial, ikkinchi uchida esa elektron etishmovchiligi tufayli musbat potensial paydo bo'ladi (3.3.10.4-a.rasm). O'tkazgich uchlaridagi potensiallar farqi toki erkin elektronga ta'sir etuvchi Lorens kuchi va Kulon kuchlari o'zarlo tengishguncha ($F_L = F_{KE}$) davom etadi. O'tkazgichning bir uchida turgan erkin elektronni Lorens kuchi Kulon kuchiga qarshi o'tkazgichning ikkinchi uchiga ko'chirishda ish bajaradi. Ya'ni, bajarilgan ish $A = F_K \cdot \ell = F_{KE} \cdot \ell = e \vartheta B \sin \alpha \cdot \ell$ bo'ladi. Zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish esa EYuKni ifodalar edi. Ya'ni o'tkazgichda paydo bo'ladigan induksiya EYuK $\varepsilon_{\text{ind}} = \frac{A}{e} = \frac{e \vartheta B \sin \alpha \cdot \ell}{e} = B \ell \vartheta \sin \alpha$ ga teng bo'ladi.

2-usul

O'tkazgich magnet maydonida maydonga nisbatan α burchak ostida harakatlanganda, biror kichik dt vaqt oraliq'ida o'tkazgich biror kichik $d\ell = \vartheta dt$ masofaga silib, magnet maydonida $dS = \ell dx \sin \alpha = \ell \vartheta \sin \alpha dt$ ga teng kichik yuzaga chizadi. Bunda shu yuzani kesib o'tuvchi magnet oqimi $d\Phi = B dS = B \ell \vartheta \sin \alpha dt$ ga teng bo'ladi. Elektromagnit induksiya qonuniga ko'ra esa induksiya EYuK miqdor jihatidan magnet oqimining o'zgarish tezligiga teng bo'ladi. Ya'ni, induksiya EYuKning qiymati $\varepsilon = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{B \ell \vartheta \sin \alpha dt}{dt} = B \ell \vartheta \sin \alpha$ ga teng bo'ladi.

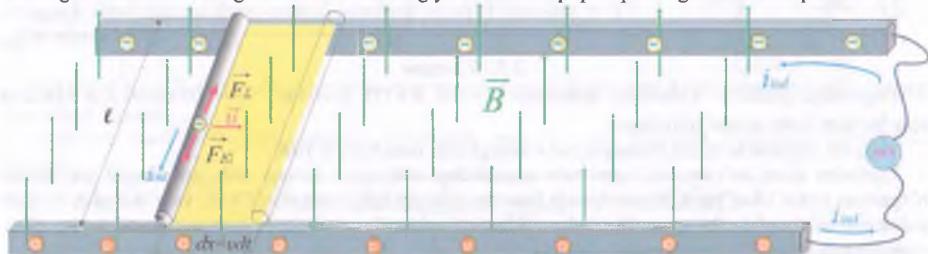


3.3.10.4-rasm

Demak, yuqoridaq ibotlangan formuladan ko'rinadiki, $\alpha = 90^\circ$ bo'lganda, o'tkazgichda eng katta EYuK hosil bo'lar ekan.

$$\varepsilon_{max} = B \ell \vartheta$$

3.3.10.4-b,rasmida o'tkazgichda hosil bo'ladigan induksion toklarning yo'nalishlari tasvirlangan. Rasmida o'tkazgich uzunligi chizma tekisligiga tikk holda turibdi. Magnet maydonida harakatlanayotgan o'tkazgichda hosil bo'ladigan induksion tokning yo'nalishi chap qo'l qoidasiga asosan aniqlanadi.



3.3.10.5-rasm

Agar chap qo'llimizni yoyilgan to'rt barmog'imiz o'tkazgich harakat yo'nalishini ko'rsatadigan qilib, magnet maydoni esa kaftimizga kiradigan qilish qilsak, 90°ga kerilgan bosh barmog'imiz esa induksion tok yo'nalishini ko'rsatadi.

Agar 3.3.10.5-rasmida o'tkazgich uchlari parallel o'tkazgich relslarida harakatlantirilsa, u holda relslardan biri (-), ikkinchisi esa (+) ishorali zaryadlanib qoladi hamda relslar orasidagi potensiallar farqi $\varphi_+ - \varphi_- = \varepsilon_{ind} = B \ell \vartheta \sin \alpha$ ga teng bo'ladi. Agar rels uchlariiga milliampermetr ulansa, u holda yopiq kontur hosil bo'lishi natijasida soat strelkasi bo'yicha aylanma tok paydo bo'ladi. Bu tokni manfiy zaryadlar-elektronlar hosil qilayotgani uchun, elektronlar harakati soat strelkasiga qarama-qarshi bo'ladi.

Agar magnet maydoniga kiritilgan ℓ uzunlikdagi o'tkazgichni bir uchi atrofida bior ω burchak tezlik bilan aylantirilsa, o'tkazgichda hosil bo'ladigan induksiya EYuK quyidagicha bo'ladi:

$$\varepsilon_{ind} = \frac{1}{2} B \omega \ell^2 \sin \alpha = B \frac{\vartheta_m}{2} \ell \sin \alpha$$

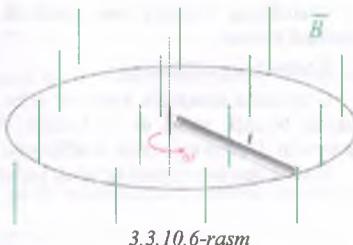
Isboti: Markaz boshidan ixtiyoriy r masofada elementar dr uzunlik olamiz. Bu elementar uzunlik magnet maydonida deyarli o'zgarmas $\vartheta = \omega r$ tezlik bilan harakatlanadi. Bu elementar qismida hosil bo'ladigan elementar

induksiya EYuK $d\varepsilon = B \ell \vartheta \sin \alpha = B dr (\omega r) \sin \alpha =$
 $= B \omega \sin \alpha r dr$ ga teng bo'ladidi. Buni $0 \leq r \leq \ell$ oraliqda
 integrallab butun o'tkazgichda hosil bo'ladigan induksiya EYuKning
 qiymatini topamiz.

$$\varepsilon = \int d\varepsilon = B \omega \sin \alpha \int_0^\ell r dr = B \omega \sin \alpha \frac{\ell^2}{2} = \frac{1}{2} B \omega \ell^2 \sin \alpha = B \frac{\vartheta_m}{2} \ell \sin \alpha$$

Bu yerda: $\vartheta_m = \omega \ell$ – o'tkazgich uchining chiziqli tezligi.
 Demak, ℓ uzunlikdagi o'tkazgichni bir uchi atrofida
 aylantirganda yoki uni o'rtasining tezligiga teng

$(\vartheta_m = \frac{\vartheta_0}{2})$ tezlik bilan ilgarilanma harakatlantirganda hosil bo'ladigan EYuKlarning qiymatlari o'zarlo teng
 bo'lar ekan.

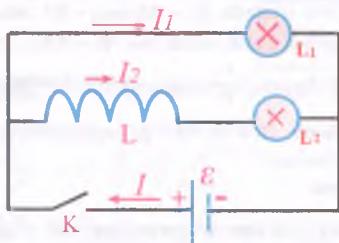


3.3.10.6-rasm

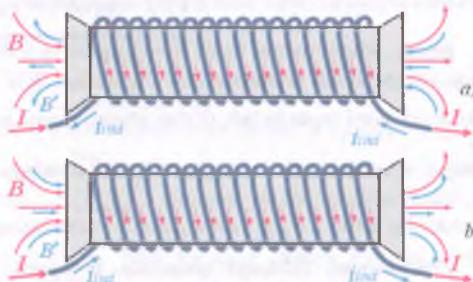
3.3.11. Mavzu: O'zinduksiya hodisasi. G'altakning induktivligi. Magnit maydon energiyasi

O'zinduksiya hodisasi:

3.3.11.1-rasmagi zanjirmi yig'aylik. K kalit ulanganda 1-lampa darhol yonadi, 2-lampa esa biroz kechikib yonadi. 1-lampadan o'tadigan tok o'zining maksimal qiymatiga darhol erishadi. 2-lampadan o'tadigan tok esa o'zining maksimal qiymatiga erishish uchun biroz vaqt kerak bo'ladi. Demak, 2-lampada kalit ulangandan keyin tok kuchining oshishiga qarshilik qiluvchi qandaydir bir to'sqinlikka uchraydi. Buning sababchisi esa L g'altakdir. K kalit ulanganda nima hodisa ro'y berishini 3.3.11.2-a,rasmida ko'rsatilgan.



3.3.11.1-rasm



3.3.11.2-rasm

Kalit ulangan paytda tok kuchi I osha boshlaydi. Shuning bilan birga g'altak yuzasini kesib o'tuvchi magnit oqimi ham osha boshlaydi. Elektromagnit induksiya hodisasiga ko'ra g'altakda induksion tok paydo bo'ladi. Lens qoidasiga ko'ra $\Delta\Phi > 0$ bo'lganda induksion tok hosil qilgan ikkilamchi B' maydon asosiy B maydonga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi. Shuningdek induksion tok i_{md} ham asosiy I tokka qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi. Ana shu sababdan ham 2-lampa kechikib yonadi.

K kalit uzilganda 1-lampa darhol o'chadi, 2-lampa esa biroz kechikib o'chadi. 1-lampadan o'tadigan tok o'zining minimal qiymatiga darhol erishadi. 2-lampadan o'tadigan tok esa o'zining minimal qiymatiga erishish uchun biroz vaqt kerak bo'ladi. Demak, 2-lampada kalit uzilgandan keyin tok kuchining kamayishiga to'sqinlik qiluvchi, tok kuchini qo'llab-quvvatlab turuvchi qandaydir yordamga, ko'makka duch keladi. Buning sababchisi esa L g'altakdir. K kalit ulanganda nima hodisa ro'y berishini 3.3.11.2-b,rasmida ko'rsatilgan. K kalit uzilganda nima hodisa ro'y berishini 3.3.11.2-b,rasmida ko'rsatilgan.

Kalit uzilgan paytda tok kuchi I kamaya boshlaydi. Shuning bilan birga g'altak yuzasini kesib o'tuvchi magnit oqimi ham kamaya boshlaydi. Elektromagnit induksiya hodisasiga ko'ra g'altakda induksion tok paydo bo'ladi. Lens qoidasiga ko'ra $\Delta\Phi < 0$ bo'lganda induksion tok hosil qilgan ikkilamchi B' maydon asosiy B maydon bilan mos yo'nalgan bo'ladi. Shuningdek induksion tok i_{uno} ham asosiy I tok bilan yo'nalishdosh bo'ladi. Ana shu sababdan ham 2-lampa kechikib o'chadi.

G'altakning tok kuchining har qanday o'garishiga ko'rsatadigan qarshilligini o'zinduksiya hodisasi deyiladi.

G'altakning o'rmlar soni qanchalik ko'p bo'lsa, kechikib yonish va kechikib o'chish shunchalik sezilarib bo'ladi.

G'altakning induktivligi:

G'altakdan qanchalik katta tok o'tsa, uning yuzasida ham shunchalik katta magnit induksiya oqimi paydo bo'ladi, ya'ni $\Phi \sim I$ bo'ladi. Proporsionallikdan tenglikka o'tishda g'altak induktivligi deb ataluvchi L proporsionallik koefitsienti kirgizamiz.

Agar g'altakdan tok o'tganda g'altak yuzasida hosil bo'luvchi magnit induksiya oqimi quyidagicha bo'ladi:

$$\Phi = LI$$

Bu yerda: $L = \frac{\Phi}{I} = \frac{Vb}{A}$ – g'altak induktivligi. Induktivlikni mexanikadagi massaga (inertlikka) o'xshatish mumkin. Massasi katta jismning tezligini o'zgartirish qiyin bo'lgani kabi, induktivligi katta bo'lgan g'altakdagisi tok kuchini ham o'zgartirish qiyin kechadi.

Agar g'altakdan $1A$ tok o'tganda uning yuzasida $1Vb$ magnit oqimi paydo bo'lsa, bunday g'altakning induktivligi $1Gn$ (*Genri*)ga teng bo'ladi.

$$1Gn = \frac{1Vb}{1A}$$

G'altak induktivligi g'altakning geometrik o'chamlari, o'rmlar soni va ferromagnit o'zakning magnit singdiruvchanligiga bog'liq bo'lgan kattalikdir. G'altakning induktivligi quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$L = \mu_0 S n N = \mu_0 S \frac{N^2}{\ell} \quad [Gn]$$

Isboti: Magnit oqimini topish formulasiga ko'ra g'altakning bitta o'rmasida $\Phi_0 = BS \cos \alpha = BS$ induksiya oqimi paydo bo'ladi. G'altakdagi jami o'rmlar soni N ta bo'lgani uchun g'altak yuzida jami $\Phi = N \Phi_0 = NBS$ induksiya oqimi paydo bo'ladi. G'altak ichidagi magnit induksiyasi $B = \mu_0 I \frac{N}{\ell} = \mu_0 I n$ ekanini hisobga olsak, magnit oqimi $\Phi = NBS = N \mu_0 I n S = \mu_0 I S \frac{N^2}{\ell}$ natijaga ega bo'lamiz. Buni $\Phi = LI$ ga tenglashtirib, g'altak induktivligi uchun $L = \mu_0 S n N = \mu_0 S \frac{N^2}{\ell}$ formulaga ega bo'lamiz.

Elektromagnit induksiya qonunidan foydalanim, kontur(g'altak)dan o'zgaruvchan tok o'tganda, konturning o'zida hosil bo'ladiqan o'zinduksiya EYuKni aniqlash mumkin.

$$\varepsilon_{o'zind} = -L \frac{\Delta I}{\Delta t} = -Li$$

Isboti: Elektromagnit induksiya qonuniga ko'ra $\varepsilon_{ind} = -\Phi$ edi. Bu yerda $\Phi = LI$ ekanini hisobga olsak, $\varepsilon_{o'zind} = (LI) = -Li = -L \frac{\Delta I}{\Delta t}$ formula kelib chiqadi.

Yuqoridagi formuladan shunday xulosa kelib chiqadi: *induktivligi 1Gn bo'lgan konturdan o'tayotgan tok kuchi 1 s da 1 A ga tekis o'zgarsa, konturda 1V o'zinduksiya EYuK paydo bo'ladi.*

Magnit maydon energiyasi va energich zichligi:

G'altakdan tok o'tmayotgan paytda unda magnit maydon mayjud bo'lmaydi va demak, magnit maydon energiyasi ham nolga teng bo'ladi. Agar g'altakni tok manbaiga ulasak, unda asta-sekin tok kuchi osha boradi va biroz vaqtidan keyin qandaydir I qiymatga erishadi. Bunda g'altak kesimida $\Phi = LI$ magnit oqimi paydo bo'ladi va demak, magnit maydoni paydo bo'lgani uchun bu maydon biror energiyaga ega bo'ladi. Ana shu magnit myydon energiyasini hisoblab topamiz.

G'altakdan I tok o'tayotganda biror kichik dt vaqt davomida g'altakdan $dq = I dt$ zaryad oqib o'tadi. Bu zaryadni ko'chirishda kichik $dA = \varepsilon_{o'zind} dq = \varepsilon_{o'zind} I dt = -\frac{d\Phi}{dt} I dt = -I d\Phi = -I L dl$ ga teng miqdorda ish bajariladi. Bu kichik ishni θ dan I gacha integrallasak, jami bajarilgan ish kelib chiqadi.

$$A = \int_0^l dA = - \int_0^l L I dI = - \frac{L I^2}{2}$$

Bu bajarilgan ish miqdor jihatidan g'altakda jamg' arilgan magnit maydon energiyasiga teng bo'ladi va u quyidagicha:

$$W = \frac{LI^2}{2} = \frac{\Phi I}{2} = \frac{\Phi^2}{2L}$$

G'altak tok manbaiga ulanganda uning tok kuchini I_1 dan I_2 gacha oshirishda tok manbai energiyalar farqiga teng bo'lgan ish bajaradi.

$$A = W_2 - W_1 = \frac{LI_2^2}{2} - \frac{LI_1^2}{2}$$

Agar solenoid tok manbaidan ajratilsa, solenoiddag'i tok kuchi asta-sekin kamayib, birozdan so'ng butunlay yo'qoladi. Shuningdek, magnit maydon energiyasi ham butunlay yo'qoladi. Bunda energiyaning saqlanish qonuni buzilmasdan, magnit maydon energiyasi issiqqlik tarzida ajaralib g'altak cho'lg'a mamlarini qizdiradi.

$$Q = W = \frac{LI^2}{2}$$

Manba tok manbaidan ajratilganda tok kuchini I_1 dan I_2 gacha kamayganda cho'lg'a mamlarda energiyalar farqiga teng bo'lgan issiqqlik miqdori ajaraladi.

$$Q = W_1 - W_2 = \frac{LI_1^2}{2} - \frac{LI_2^2}{2}$$

Cheksiz solenoid ichidagi magnit maydon energiyasini magnit maydon induksiysi va magnit maydon kuchlanganligi orqali ham ifodalash mumkin.

$$W = \frac{B^2}{2\mu\mu_0}V = \frac{BH}{2}V = \frac{\mu\mu_0H^2}{2}V$$

I'sboti: Cheksiz solenoid ichidagi magnit maydon induksiyasini aniqlash uchun topilgan $B = \mu\mu_0I$ $n = \mu\mu_0l \frac{N}{\ell}$ formuladan tok kuchinini topib, so'ngra uni magnit maydon energisi formulasiga qo'yamiz. $I = \frac{B\ell}{\mu\mu_0N}$, $\rightarrow W = \frac{LI^2}{2} = \frac{L}{2} \left(\frac{B\ell}{\mu\mu_0N} \right)^2$. Induktivlikni o'rninga $L = \mu\mu_0S \frac{N^2}{\ell}$ formulani qo'yib, so'ralgan kattalikni topamiz. $W = \frac{L}{2} \left(\frac{B\ell}{\mu\mu_0N} \right)^2 = \frac{1}{2} \mu\mu_0S \frac{N^2}{\ell} \cdot \frac{B^2\ell^2}{\mu^2\mu_0^2N^2} = \frac{B^2}{2\mu\mu_0}S\ell = \frac{B^2}{2\mu\mu_0}V$. Endi $B = \mu\mu_0H$ ekanini e'tiborga olsak, magnit maydon energiyasi uchun $W = \frac{B^2}{2\mu\mu_0}V = \frac{BH}{2}V = \frac{\mu\mu_0H^2}{2}V$ natijalarga ega bo'lamiz.

Bu formula bizga elektrostatika bo'limidagi $W = \frac{\epsilon\epsilon_0E^2}{2}V = \frac{ED}{2}V = \frac{D^2}{2\epsilon\epsilon_0}V$ elektr maydoni energiyasini eslatadi.

Hajm birligiga to'g'ri kelgan energiyasiga **energiya zichligi** deyiladi.

$$\omega = \frac{W}{V} = \left[\frac{J}{m^3} \right]$$

Magnit maydoni energiyasi zichligi quyidagicha bo'ladi:

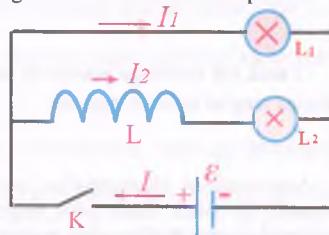
$$\omega = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} = \frac{BH}{2} = \frac{\mu\mu_0H^2}{2}$$

Bu formula bizga elektrostatika bo'limidagi $\omega = \frac{\epsilon\epsilon_0E^2}{2} = \frac{ED}{2} = \frac{D^2}{2\epsilon\epsilon_0}$ elektr maydoni energiyasi zichligini eslatadi.

3.3.12. Mavzu: G'altakdan tok o'tish jarayoni.

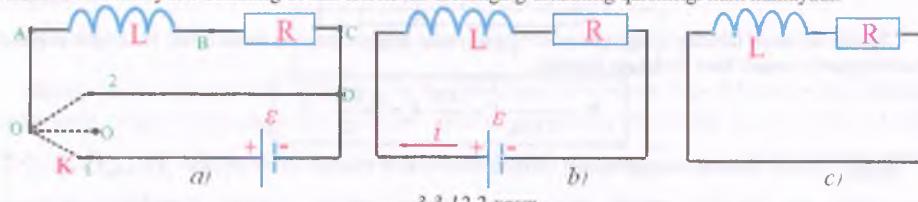
Har qanday induktiv g'altak elektr qarshilikka ega. Shuning uchun real induktiv g'altagini ketma-ket ulangan qarshiliksiz ideal induktiv g'altagi L hamda qarshilik R lardan iborat zanjir deb tasavvur qilish mumkin. Bunday zanjir RL zanjir deyiladi (3.3.12.1 va 3.3.12.2-rasmlar).

3.3.12.1-rasmdagidek zanjir yig'ib K kalit orqali o'zgarmas tok manbaiga ulaylik. Bunda 1-lampa darhol ravshan yonadi, ikkinchisi esa avval miltillab, birozdan keyin esa 1-lampa kabi ravshan yonadi. G'altak induktivligi L ni oshirsak, ravshanlashib yonish vaqt kechikadi-yu, ammo ravshanlik darajasi xuddi 1-lampa kabi bo'ladi. K kalitni q'shganda 1-lampada tok kuchi o'zining maksimal qiymatiga darhol erishadi, 2-lampada esa tok kuchi o'zining maksimal qiymatiga erishish uchun biroz vaqt kerak bo'ladi. Bunga sabab g'altakda bo'ladiqan o'zinduksiya hodisasiidir. Kalit qoshilganda g'altakdan o'tayotgan tok orta boshlagani bois, g'altak ortuvchan magnit maydoni hosil qiladi. Bu maydon esa g'altak cho'lg'amlarini kesib o'tganda g'altakning o'zida o'zinduksiya tokini hosil qiladi. O'zinduksiya toki esa Lens qoidasiga ko'ra asosiy tokka qarama-qarshi yo'naladi. Ana shu o'zinduksiya toki 2-lampa ravshanlashishining kechikishiga sabab bo'lmoqda. Keling, g'altakni o'zgarmas tok manbaiga ulaganda tok kuchining vaqtga bog'liqlik tenglamasini keltirib chiqaramiz.



3.3.12.1-rasm

3.3.12.2-rasmdagidek zanjir yig'ib, dastlab K kalit 0–0 holatda uzuq turgan bo'lsin. Ushbu RL zanjiri doimiy tok manbai ε ga ulansa, nima hodisa ro'y berar ekan? Buning uchun kalitni 0–1 holatga keltiramiz. Bunda 3.3.12.2-b rasmdagi zanjir hosil bo'ladi. Kalitni batareyaga qo'shish onidan boshlab zanjirda tok paydo bo'ladi va shu ondan boshlab g'altakda tok ortishini cheklaydigan induksiya EYUK paydo bo'ladi. Lekin tok ortib borishi bilan qarshilikdagi kuchlanish tushuvি ortib, g'altakdagи kuchlanish tushuvи esa kamayadi. SHuning uchun tok kuchi ortishiga g'altakning qarshiliги ham kamayadi.



3.3.12.2-rasm

Zanjirdagi tok ortish jarayonini Kirxgofning konturlar qonunidan keltirib chiqaramiz.

$$\varepsilon = U_L + U_R = L \frac{di}{dt} + iR \quad (1)$$

Bu yerda: R — g'altak, zanjir hamda manbaning qarshiliklaridan iborat to'la qarshilik.

Matematik almashtirishlardan so'ng (1) differentisl tenglamani quyidagi ko'rinishga keltiramiz:

$$\frac{di}{iR - \varepsilon} = -\frac{dt}{L} \quad (2)$$

(2)-ni integrallash hamda bir necha matematik amallardan so'ng $i = i(t)$ tenglamani olamiz:

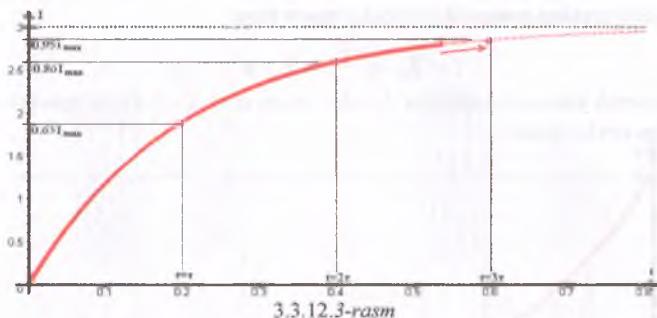
$$\int_{0}^{t} \frac{di}{iR - \varepsilon} = - \int_{0}^{t} \frac{dt}{L} \quad \rightarrow \quad \frac{1}{R} \ln \left(i - \frac{\varepsilon}{R} \right) \Big|_0^t = - \frac{t}{L} \Big|_0^t \quad \rightarrow \quad \frac{1}{R} \ln \left(\frac{i - \frac{\varepsilon}{R}}{\frac{\varepsilon}{R}} \right) = - \frac{t}{L} \quad \rightarrow \quad i = \frac{\varepsilon}{R} \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right).$$

Demak, g'altakni o'zgarmas tok manbaiga ulaganda tok ortish jarayoni quyidagi qonuniyat bo'yicha bo'lari ekan:

$$i = \frac{\varepsilon}{R} \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right) = \frac{\varepsilon}{R} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \quad (3)$$

Bu yerda: $\tau = R/L$ — RL zanjirning vaqt doimiysi deyiladi.

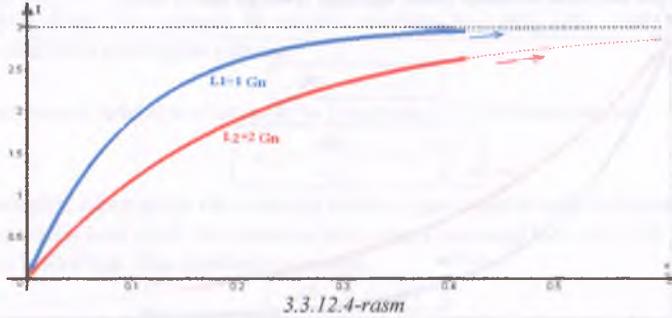
RL zanjirda tok kuchi oshish jarayonini kompyuter dasturidan foydalanib ko'rish mumkin. Elektr kattaliklar $\varepsilon = 30 V$, $R = 10 \Omega$ va $L = 2 Gn$ bo'lgan hol uchun quyidagi grafikkaga ega bo'lamiz:



3.3.12.3-rasm

Yuqoridagi rasmdan ko'riniib turibdiki, $t \rightarrow \infty$ da $I_{\max} = \varepsilon / R$ bo'lar ekan. $\tau = R/L$ vaqt doimiyisi deb nomlaniib, $t = \tau$ vaqt o'tganda tok kuchi $i \approx 0,63 I_{\max}$, ya'ni o'zining 63% qiymatiga etgan bo'ladi. Xuddi shu kabi $t = 2\tau$ vaqtidan keyin $i \approx 0,86 I_{\max}$, $t = 3\tau$ vaqtidan keyin esa $i \approx 0,95 I_{\max}$ tok kuchiga erishadi.

Induktivlik qancha kam bo'lsa, tok kuchining maksimumga erishish vaqt shuncha tez bo'ladi. Yuqoridagi masalani $L_1 = 1 \text{ Gn}$ va $L_2 = 2 \text{ Gn}$ bo'lgan ikki holat uchun qo'llasak, quyidagi animatsiyali grafikga ega bo'lamiz:



Yuqoridagi rasmdan ko'riniib turibdiki, g'altak induktivligi oshirilganda, tok ortishi sekin kechar ekan, lekin maksimal qiymati bir xil bo'lib qolaveran ekan.

Endi I -rasmda K kalit uzilsa, 1-lampa darhol o'chadi, lekin 2-lampa birozdan keyin o'chadi. G'altak induktivligi L ni oshirsak, 2-lampa xiralasha-xiralasha yanada uzozqroq vaqtida o'chadi. K kalitni o'chirganda 1-lampada tok kuchi o'zining minimal qiymatiga darhol erishadi, 2-lampada esa tok kuchi o'zining minimal qiymatiga erishish uchun biroz vaqt kerak bo'lar ekan. Bunga sabab g'altakda bo'ladigan o'zinduksiya hodisasiadir. Kalit o'chirilganda g'altakdan o'tayotgan tok kamaya boshlagani bois, g'altak kamayuvchan magnit maydoni hosil qiladi. Bu maydon esa g'altak cho'ig'amlarini kesib o'tganda g'altakning o'zida o'zinduksiya tokini hosil qiladi. O'zinduksiya toki esa Lens qoidasiga ko'ra asosiy tok bilan bir xil yo'nalib, uni kamayishini oldimi oladi. Go'yoki uni qo'llab-quvvatlab turadi. Ana shu o'zinduksiya toki 2-lampaning kechikib o'chishiga sabab bo'ladi. Keling, g'altakni tok manbaidan ajratganda tok kuchining vaqtga bog'liqlik tenglamasini keltirib chiqaramiz.

Buning uchun 3.3.12.2-a rasmida K kalitni $0 - 2$ holatga o'tkazsak, 3.3.12.2-v rasmga ega bo'lamiz. Bunda qarshilik tufayli elektr energiyasi issiqlikka aylanadi va nochiziqli ravishda tok kuchining kamayish jarayoni kechadi. Lekin induktivlik tufayli tok kuchi o'zining 0 qiymatiga darhol erishmaydi. Bu qonuniyatini topish uchun yana Kirxogning 2-qonuniga murojaat qilamiz.

$$0 = L \frac{di}{dt} + Ri \quad (4)$$

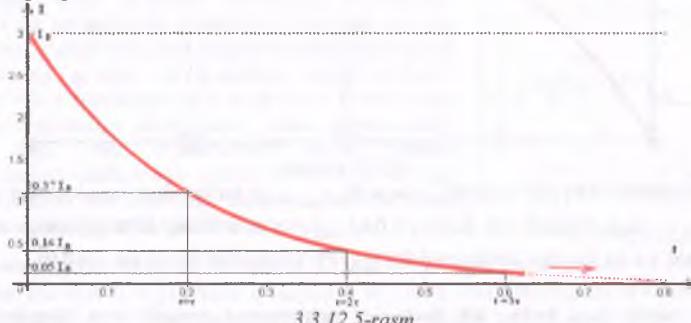
(4) differensial tenglamani echib, $i = i(t)$ tenglamani olamiz.

$$\int \frac{di}{i} = -\int \frac{R}{L} dt ; \quad \rightarrow \quad \ln i \Big|_{t_0}^t = -\frac{R}{L} t \Big|_{t_0}^t ; \quad \rightarrow \quad \ln \frac{i}{i_0} = -\frac{R}{L} t ; \quad \rightarrow \quad i = i_0 \cdot e^{-\frac{R}{L} t} = i_0 \cdot e^{-\frac{R}{L} t}$$

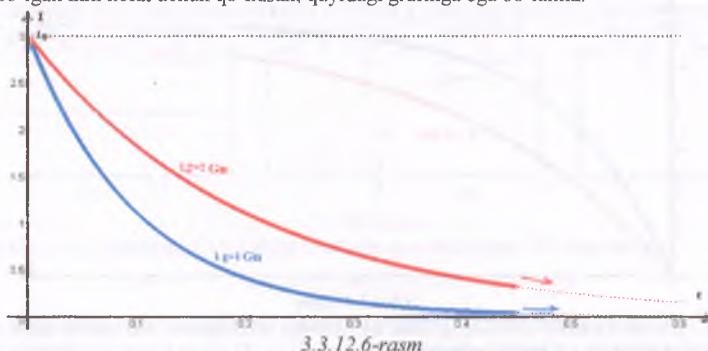
Demak, tok kuchi quyidagi qonuniyat bo'yicha o'zgarar ekan:

$$i = I_0 \cdot e^{-\frac{R}{L}t} = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{T}} \quad (5)$$

Tok kuchi kamayish jarayonini kattaliklar $I_0 = 3 A$, $R = 10 \Omega$ va $L = 2 Gn$ bo'lgan hol uchun qo'llasak quyidagi grafikga ega bo'lamiz:



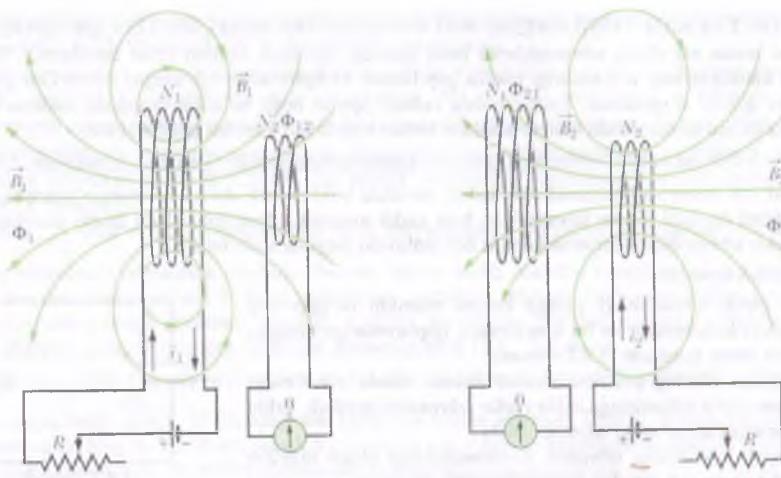
Induktivlik qancha kam bo'lsa, tok kuchi shuncha tez kamayadi. Yuqoridagi masalani $L_1 = 1 Gn$ va $L_2 = 2 Gn$ bo'lgan ikki holat uchun qo'llasak, quyidagi grafikga ega bo'lamiz:



Yuqoridagi rasmdan ko'rinib turibdiki, g'altak induktivligi oshirilganda tok kuchining kamayish jarayoni sustroq kechar ekan. Xulosa qilib shuni aytil mumkinki, g'altakni o'zgarmas tok manbaiga ulaganda yoki uzunganda tok kuchining o'zgarishi bir onda ro'y bermas ekan. Induktivlik tufayli hosil bo'lgan o'zinduskiya EYuKi tokning har qanday o'zgarishini cheklashgi intilar ekan, ya'ni tok ortayotganda ortishga va kamayayotganda kamayishga yo'il bermas ekan. Induktivlik qancha katta bo'lsa, g'altakning tok kuchi o'zgarishiga bu ta'siri shuncha kuchliroq sezilar ekan.

3.3.13. Mavzu: O'zaro induksiya hodisasi.

Bir-biriga yaqin masofada joylashgan hamda shakli va o'chamlari turilcha ikkita kontur olaylik (3.3.13.1-rasm). Mos holda konturlar induktivliklari L_1 va L_2 , ulardagisi tok kuchlari I_1 va I_2 hamda kontur yuzalarida hosil bo'layotgan magnit oqimlari Φ_1 va Φ_2 ga teng. I_1 tok tufayli 1-konturda hosil bo'ladigan Φ_1 magnit oqimining hammasi 2-kontur yuzini ham kesib o'tmasdan, balki uning biror Φ_{12} ($\Phi_{12} < \Phi_1$) qismi kesib o'tadi. Shuningdek, I_2 tok tufayli 2-konturda hosil bo'ladigan Φ_2 magnit oqimining hammasi 1-kontur yuzini ham kesib o'tmasdan, balki uning biror Φ_{21} ($\Phi_{21} < \Phi_2$) qismi kesib o'tadi. Agar konturlardagi I_1 va I_2 tok kuchlari o'zgarmas saqlansa, bu konturlarda hech narsa sodir bo'lmaydi. Aksincha konturlardagi tok kuchlari vaqt o'tishi bilan o'zgaruvchan bo'lsa, u holda elektromagnit induksiya hodisasiga asosan nima sodir bo'lishini tekshirib ko'ramiz.



3.3.13.1-rasm

1-konturdagi tok kuchining kichik dI_1 ga o'zgarishi unda qo'shimcha $d\Phi_1$ magnit oqimining o'zgarishini hosil qiladi. Bu o'zgargan $d\Phi_1$ magnit oqimining biror $d\Phi_{12}$ ($d\Phi_{12} < d\Phi_1$) qismi 2-kontur yuzini kesib o'tadi. Buni quyidagicha yozamiz:

$$d\Phi_{12} = L_{12} dI_1$$

Bu esa elektromagnit induksiya qonuniga ko'ra 2-konturda EYUKni induksiyalaydi.

$$\varepsilon_2 = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -L_{12} \frac{dI_1}{dt}$$

Xuddi shuningdek, 2-konturdagi tok kuchining kichik dI_2 ga o'zgarishi unda qo'shimcha $d\Phi_2$ magnit oqimining o'zgarishini hosil qiladi. Bu o'zgargan $d\Phi_2$ magnit oqimining biror $d\Phi_{21}$ ($d\Phi_{21} < d\Phi_2$) qismi 2-kontur yuzini kesib o'tadi. Buni quyidagicha yozamiz:

$$d\Phi_{21} = L_{21} dI_2$$

Bu esa elektromagnit induksiya qonuniga ko'ra 2-konturda EYUKni induksiyalaydi.

$$\varepsilon_1 = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21} \frac{dI_2}{dt}$$

Mazkur hodisa o'zinduksiya hodisasi deb ataladi.

Konturlardan biri orgali o'tayotgan tok kuchining o'zgarishi tufayli ikkinchi konturda induksiya EYUKning paydo bo'lishiga o'zaro induksiya hodisasi deyildi.

Yuqoridagi formulalarda L_{12} va L_{21} lar o'zarо induktivlik deb ataladi. Tajriba va nazariy yo'llar bilan ularning o'zarо tengligi isbot etilgan.

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

Undan tashqari o'zarо induktivlikning qiymati konturlarning geometrik shakliga, o'chamlariga, ulardagи o'ramlar soniga, konturlarni o'rab turgan muhitning magnit singdiruvchanligiga hamda konturlarning bir-biriga uzoq-yaqinligiga bog'liq bo'ladi.

Agar konturlar bir-biriga juda yaqin masofada joylashgan bo'lsa, konturlarning birida hosil bo'lgan magnit oqimi deyarli ikkinchisini ham kesib o'tadi va aksincha. Bunday holda o'zarо induktivlikning qiymati konturlarning L_1 va L_2 induktivliklari oralig'ida yotadi. Agar 2-konturning induktivligi 1-konturnikidan katta ($L_1 < L_2$) deb hisoblasak, quyidagi munosabat o'rinnli bo'ladi:

$$L_1 < L_{12} = L_{21} < L_2$$

O'zarо induktivlikning o'chov birligi xuddi induktivlikni kabi Genri (Gn)dir.

3.4. ELEKTR TEBRANISHLARI VA ELEKTROMAGNIT TO'LQINLARI

Ushbu bobda biz elektr tebranishlarini hosil qiluvchi tebranish konturi bilan tanishamiz. Elektr va mexanik kattaliklarning o'xshashligi haqida gap boradi. O'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni va Joul-Lens qonuni o'rganamiz. Ushbu bobda radioto'lqinlar hosil bo'lishi, targalishi, radioto'lqinlarni uzatish va qa'b ul qilish hamda radioto'lqinlarni turlari haqida ma'lumotga ega bo'lamiz.

3.4.1. Mavzu: Tebranish konturi. Elektr tebranishlar. Tomson formulasi.

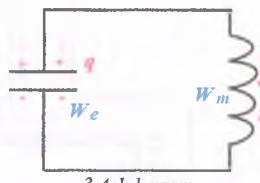
Zaryad, tok kuchi va kuchlanishning davriy ravishda yoki deyarli davriy ravishda o'zgarishiga **elektr tebranishlari** deyladi. Elektr tebranishlari ham xuddi mexanik tebranishlari kabi davriy jarayondir. Eng sodda elektr tebranishlari tebranish konturi deb ataluvchi zanjirda sodir bo'ladi.

Tebranish konturi:

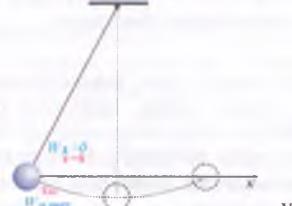
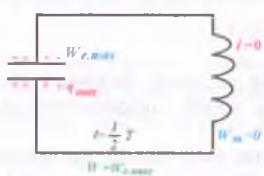
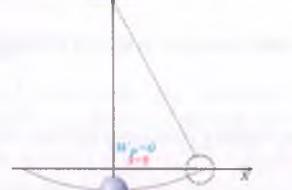
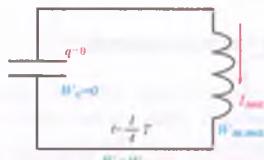
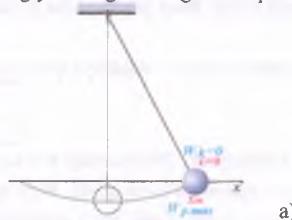
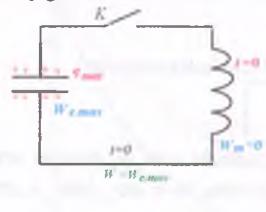
Erkin elektr tebranishlari yuzaga kelishi mumkin bo'lgan eng oddiy sxema kondensator va bu kondensator qoplamlariga uflangan g'altakdan iborat sxemadir (3.4.1.1-rasm).

Tashqidan bizning aralashuvimizsiz sxema ichida o'z-o'zidan kechadigan elektr tebranishiga **erkin elektr tebranishi** deyladi. Erkin elektr tebranishlari so'nmash tebranishlardir.

Tebranish konturidagi tebranish kondensatordagи elektr maydon va g'altakdagi magnit maydon energiyalarining davriy ravishda bir-biriga aylanib turishlari tarzida kechadi. Erkin elektr tebranishlari chog'ida elektr maydon va magnit maydon energiyalari davriy ravishda bir-biriga aylanib tebranma harakat qildi. Lekin, bu energiyalar yig'indisidan iborat to'la elektromagnit maydon energiyasi o'zgarmasligicha saqlanadi.



3.4.1.1-rasm



3.4.1.2-rasm

Agar sxema zanjiri simlaridagi qarshiliklami ham inobatga olansa, elektromagnit maydon energiyasi asta-sekin vaqt o'tishi bilan kamayib boradi, elektromagnit maydon energiyasi simlarni qizitib issiqlikka aylanadi. Bunday tebranishni **so'nvuchchi tebranish** deb ataladi. Agar zanjir qarshiligi tufayli kamaygan elektromagnit maydon energiyasini davriy ravishda manbadan zaryadlab to'ldirib turilsa, tebranish

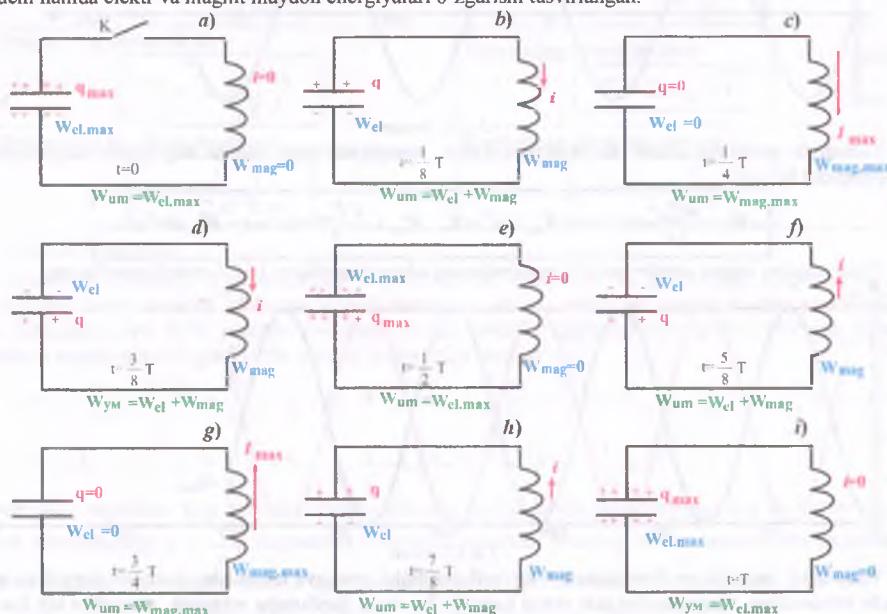
konturida **majburiy tebranish** deb ataluvchi elektr tebranishlar yuzaga keladi. Lekin, biz ushbu mavzuda faqatgina erkin elektr tebranishlarini o'rganish bilan cheklanamiz.

Elektr tebranishlari va manekin tebranishlari orasida o'xshashlik bor. Elektr maydon energiyasini potensial energiyaga, magnit maydon energiyasini esa kinetik energiyaga o'xshatish mumkin. Kondensatorni zaryadlab kalit ularish paytida maksimal elektr maydon energiyasiga ega bo'ladi. Buni x_m masosaga cho'zilgan prujinali mayatnik yoki muvozanat vaziyatidan maksimal og'dirilgan matematik mayatnikka qiyoslash mumkin. Chunki, bu paytda mayatniklar maksimal potensial energiyaga ega bo'ladi (3.4.1.2-a,rasm).

Oradan $t = \frac{T}{4}$ vaqt o'tganda kondensator to'la zaryadsizlanib bo'shaydi, g'altakdag'i tok kuchi esa o'zining maksimum qiyamatiga erishadi. Demak, bunda elektr maydon energiyasi nolga teng bo'lib, magnit maydon energiyasi esa o'zining maksimum qiyamatiga erishadi. Buni mayatniklarni muvozonat holatidan o'tish paytiga qiyoslash mumkin. Chunki, bu paytda potensial energiya nolga tenglashib, kinetik energiya va tezlik o'zining maksimal qiyamatiga etadi (3.4.1.2-b,rasm).

Oradan $t = \frac{T}{2}$ vaqt o'tganda kondensator qayta to'la zaryadlanadi, lekin endi qoplamlalar qarama-qarshi ishorali zaryadlanib qoladi. G'altakdag'i tok kuchi esa noltga aylanadi. Demak, bunda magnit maydon energiyasi nolga teng bo'lib, elektr maydon energiyasi esa o'zining maksimum qiyamatiga erishadi. Buni mayatniklarni muvozonat holating qarama-qarshi tomoniga maksimal siljish paytiga qiyoslash mumkin. Chunki, bu paytda kinetik energiya nolga tenglashib, potensial energiya o'zining maksimal qiyamatiga etadi (3.4.1.2-v,rasm).

Quyidagi 3.4.1.3-rasmida tebranish konturidagi bir marta to'la tebranish jarayoni, koturda zaryad, tok kuchi hamda elektr va magnit maydon energiyalari o'zgarishi tasvirlangan.



3.4.1.3-rasm

Yuqoridagi rasmdan ko'rinish turibdiki, kondensatoridagi zaryad miqdori kamayganda g'altakdag'i tok kuchi ortar ekan va aksincha zaryad miqdori ortganda esa tok kuchi kamayar ekan. Boshqacha aytganda tebranish konturida erkin tebranish jarayonida tok kuchi faza jihatidan zaryadga ko'ra $\pi/2$ qadar oldindida borar ekan.

Tebranish konturining kondensatoridagi zaryad miqdori va g'altakdag'i tok kuchining vaqtga bag'lanish tenglamalari quyidagicha bo'ladi:

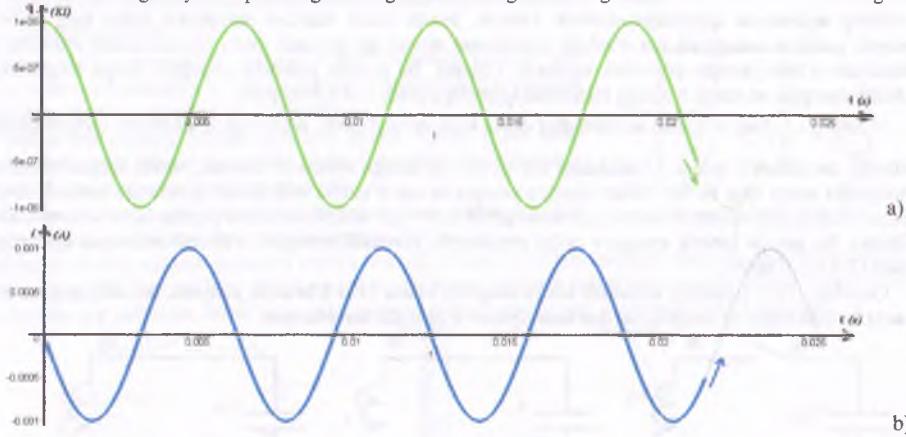
$$q = q_M \cos \omega t$$

$$I = -q_M \omega \sin \omega t = I_M \cos(\omega t + \frac{\pi}{2})$$

Istboti: Dastlab kuzatish onida to'la zaryadlangan kondensator g'altakka ulangani uchun zaryadning vaqtga bog'lanish tenglamasi kosinuslar qonuniga bo'yusunadi, ya'ni $q = q_M \cos \omega t$ bo'ladi. Tok kuchi zaryaddan vaqtga bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng bo'lgani uchun $i = \frac{dq}{dt} = q' = -q_M \omega \sin \omega t = I_M \cos(\omega t + \frac{\pi}{2})$ bo'ladi.

Demak, zaryad va tok kuchi tebranish fazalari orasida farq $\pi/2$ ga teng ekan.

Kondensatordagi zaryad miqdori va g'altakdag'i tok kuchining tebranish grafiklari 3.4.1.4-rasmida tasvirlangan.

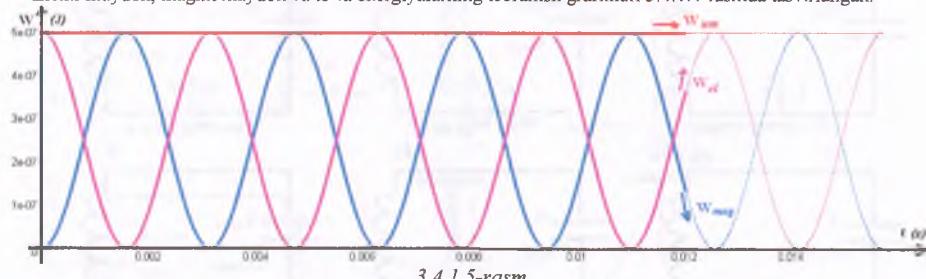


3. 4.1.4-rasm

Tebranish konturida elektr va magnit maydon energiyalarining vaqtga bog'lanish tenglamalari quyidagicha bo'ladi:

$$W_E = \frac{q_{\max}^2}{2C} \cos^2 \omega t = W_{um} \cos^2 \omega t; \quad W_M = \frac{L I_{\max}^2}{2} \sin^2 \omega t = W_{im} \sin^2 \omega t$$

Elektr maydon, magnit maydon va to'la energiyalarning tebranish grafiklari 3.4.1.4-rasmida tasvirlangan.



3. 4.1.5-rasm

Yuqoridagi rasmdan va formulalardan ko'rinish turibdiki, energiya tebranishi chastotasi zaryad va tok kuchi tebranislari chastotasidan ikki marta katta bo'lar ekan. Boshqacha aytganda, zaryad va tok kuchi bir marta tebranganda elektr va magnit maydon energiyalari ikki marta tebranar ekan.

Mexanikiy va elektr tebranishlarining o'xshashligi:

Mexanik tebranishda mexanik kattaliklar (koordinata, tezlik, tezlanish, kinetik va potensial energiyalar) vaqt o'tishi bilan davriy ravishda o'zgarsa, elektr tebranishlarida esa elektr kattaliklar (zaryad, tok kuchi, tok kuchining o'zgarish tezligi, magnit va elektr maydon energiyalar) vaqt o'tishi bilan davriy ravishda o'zgaradi. Demak, mexanik va elektr tebranishlari orasida o'xshashlik mavjud ekan. 1-jadvalda mexanik va elektr kattaliklari orasidagi o'xshashlik keltirilgan.

Mexanikaviy kattaliklar	Elektr kattaliklar
Koordinata x	Zaryad q
Tezlik \dot{x}	Tok kuchi i
Tezlanish \ddot{x}	Tok kuchining o'zgarish tezligi i'
Massa m	Induktivlik L
Prujina bikrligi k	Sig'imga teskari kattalik $\frac{1}{C}$
Potensial energiya $\frac{kx^2}{2}$	Elektr maydon energiyasi $\frac{q^2}{2C}$
Kinetik energiya $\frac{mv^2}{2}$	Magnit maydon energiyasi $\frac{Li^2}{2}$
Koordinatadan olingen ikkinchi tartibli xosilaning koordinataga bog'liqligi $x'' = -\frac{k}{m}x$	Zaryaddan olingen ikkinchi tartibli xosilaning zaryadga bog'liqligi $q'' = -\frac{1}{L \cdot C} q$
Prujinaning xususiy tebranish chastotasi $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$	Konturning xususiy tebranish chastotasi $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$
Prujinaning tebranish davri $T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$	Konturning tebranish davri $T = 2\pi \sqrt{LC}$
Prujinaning tebranish chastotasi $\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}$	Konturning tebranish chastotasi $\nu = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}$

Tomson formulasi:

Tebranish konturida kondensatordagi elektr maydon energiyasi va g'altakdag'i magnit maydon energiyasi davriy ravishda bir-biriga aylanib tebranadi. Ammo, elektr va magnit maydon energiyalarini yig'indisidan iborat to'la energiya vaqtning istalgan onida o'zgarmasligicha qoladi. SHuning uchun umumiy energiyadan vaqt bo'yicha olingen hosila nolga teng bo'ladi.

$$W_{\text{um}} = \frac{q_{\text{max}}^2}{2C} = \frac{LI_{\text{max}}^2}{2} = \frac{q^2}{2C} + \frac{Li^2}{2}, \rightarrow W'_{\text{um}} = 0; \rightarrow \left(\frac{q^2}{2C} + \frac{Li^2}{2} \right)' = 0, \rightarrow \frac{1}{2C} 2qq' + \frac{L}{2} 2ii' = 0,$$

$$\frac{q}{C} i + Lii' = 0, \rightarrow \frac{q}{C} i + ii' = 0, \rightarrow \frac{q}{C} + Lq'' = 0, \rightarrow q'' = -\frac{1}{LC} q.$$

Demak, zaryaddan vaqt bo'yicha olingen ikkinchi tartibli hosila yana zaryadga bog'liq bo'lar ekan. Buni mexanikadagi $x'' = -\frac{k}{m}x$ tenglamaga o'xshatish mumkin. SHuning uchun mexanikada koordinata kabi zaryadning ham vaqt bo'yicha o'zgarishi sinus yoki kosinus qonuniga bo'y sunar ekan.

$$q = q_{\text{max}} \cos \omega t; \rightarrow q' = i = -q_{\text{max}} \omega \sin \omega t; \rightarrow q'' = i' = -q_{\text{max}} \omega^2 \cos \omega t = -\omega^2 q$$

$$\text{Demak, zaryaddan olingen ikkinchi tartibli hosila uchun ikkita } q'' = -\omega^2 q \text{ va } q'' = -\frac{1}{LC} q \text{ o'xshash}$$

formulalar bor ekan. Bundan esa $\omega^2 = \frac{1}{LC}$ yoki $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ tebranish konturining siklik chastotasini

topish formulasi kelib chiqadi. Tebranish konturining tebranish chastotasi $\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ formuladan tebranish davri $T = \frac{1}{\nu} = 2\pi\sqrt{LC}$ formuladan aniqlanadi.

Shunday qilib, tebranish konturida siklik chastota, tebranish chastotasi va tebranish davri quyidagicha bo'ladi:

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}}, \quad \nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}, \quad T = 2\pi\sqrt{LC}$$

Tebranish konturidagi elektr tebranishlarning davrini topish formulasi **Tomson formulasi** deb ham yuritiladi.

$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$

Yuqoridagi formulalardan ko'rinib turibdiki, sig'im yoki induktivlik oshganda, tebranish davri oshib tebranish chastotasi esa kamayar ekan.

3.4.2. Mavzu: O'zgaruvchan tok zanjirida aktiv qarshilik.

3.3.10-mavzuda elektromagnit induksiya qonuni va uning turli tatbiqlari bilan tanishgan edik. Magnit maydonida aylanuvchi sim ramkada hosil bo'ladiyan induksiya EYuKning vaqtga bog'lanish tenglamasi $\varepsilon = \varepsilon_{\max} \sin \omega t$ ko'rinishda bo'lishi bilan ham tanishgan edik. Bundan keyin biz, magnit maydonida aylanuvchi sim ramka yoki cho'lg'amli ramkani o'zgaruvchan tok manbai deb ataymiz. Bunga misol qilib turli generatorlar, GESlar, IESlari va AESlarni keltirish mumkin. Tok manbaidan iste'molchilarga elektr energiyasi uzatilganda ularni transformatorlar yordamida bir necha marta kuchaytiladi va pasaytiriladi. Elektr energiyasining qandaydir biror qismi yo'llardagi liniya simlarining qarshiliqi tufayli isrof bo'ladi. SHuning uchun tok manbaidagi induksion EYuK $\varepsilon = \varepsilon_{\max} \sin \omega t$ ning iste'molchiga etib kelgan qismini $u = U_{\max} \sin \omega t$ bilan belgilaymiz. Tok manbai va iste'molchida kuchlanish bir xil fazada tebranadi va chastota ham o'zgarmas saqlanadi. O'zgaruvchan tok manbaiga ulangan iste'molchini bundan keyin **aktiv qarshilik** deb ataymiz.

O'zgaruvchan tok manbaiga aktiv qarshilik ulanganda kuchlanish va tok kuchining vaqtga bog'lanish tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

$$u = U_{\max} \sin \omega t$$

$$i = I_{\max} \sin \omega t$$

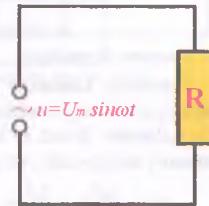
I'sboti: Elektromagnit induksiya qonuniga ko'ra tok manbaida

$\varepsilon = -\Phi' = -(NBS \cos \omega t) = NBS \omega \sin \omega t = \varepsilon_{\max} \sin \omega t$ ga teng induksiya EYuK hosil bo'ladi. Bu EYuKdan iste'molchi (aktiv qarshilik)ga etib kelgan kuchlanishni $u = U_{\max} \sin \omega t$ bilan belgilaymiz. Aktiv qarshilikdagi tok kuchi

$$i = \frac{u}{R} = \frac{U_{\max}}{R} \sin \omega t = I_{\max} \sin \omega t$$

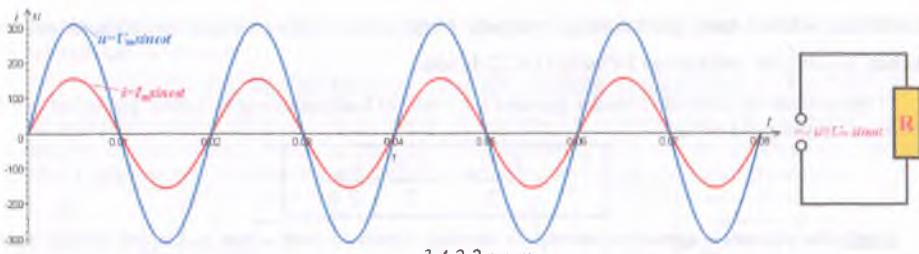
Tok kuchining amplitudaviy qiymati quyidagicha bo'ladi:

$$I_{\max} = \frac{U_{\max}}{R}$$



3.4.2.1-rasm

O'zgaruvchan tokka aktiv qarshilik ulanganda kuchlanish va tok kuchining vaqtga bog'lanish grafiklari quyidagi rasmida tasvirlangan.



3.4.2.2-rasm

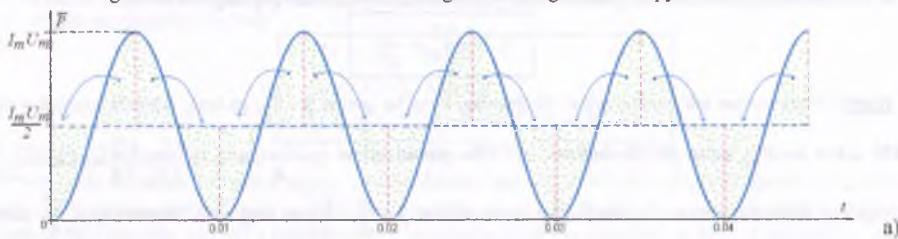
Rasmdan ham ko'rinib turibdiki, tok kuchi va kuchlanish bir vaqtida nol bo'lib, bir vaqtida maksimum yoki minimumga erishar ekan, ya'ni ular ayni bitta fazada tebranar ekan.

O'zgaruvchan tok zanjiriga aktiv qarshilik ulanganda zanjirdagi tok kuchi va kuchlanish orasidagi tebranish fazalari farqi nolga teng bo'ladi.

3.4.3. Mavzu: O'zgaruvchan tok zanjiriga aktiv qarshilik ulanganda o'rtacha quvvat.

Biz 3.4.1-bobda o'zgarmas tok zanjiri uchun quvvat va ishni aniqlash uchun Joule-Lens qonuni bilan tanishgan edik. Endi bizni o'zgaruvchan tok zanjiri uchun quvvat yoki ish qiziqtiradi. O'zgaruvchan tok zanjiriga aktiv qarshilik ulanganda, bu qarshilikdag'i tok kuchi va kuchlanishning qiymatlari $u = U_{\max} \sin \omega t$ va $i = I_{\max} \sin \omega t$ qonuniyatga ko'ra har onda o'zgarib turadi. Agar kuchlanish $v = 50 \text{ l/s}$ chastota bilan o'zgarsa, quvvatning har ondagi qiymati ham shiddat bilan o'zgaradi. Qaysidir vaqt onida quvvat $p = iu = 0$ bo'lsa, yana qaysidir paytda $p = iu = I_{\max} U_{\max}$ ga teng bo'ladi. Bizni quvvatning oniy qiymati emas, balki bir davrdagi o'rtacha qiymati qiziqtiradi. Boshqacha aytganda, bir davr davomida aktiv qarshilik tok manbaidan o'ziga qancha quvvat oldi, ya'ni nimani o'ziga yuqtira oldi.

Biz elektr qismida o'zgarmas tokning quvvati $P = JU = I^2R = \frac{U^2}{R}$ formulalar yordamida aniqlanishi bilan tanishgan edik. O'zgaruvchan tokning bir davrdagi o'rtacha quvvati uchun ham shunga o'xshash $\bar{p} = \bar{i} \bar{u} = \bar{i}^2 R = \frac{\bar{U}^2}{R}$ formula kiritamiz. Bu yerda: \bar{p} – o'zgaruvchan tokning bir davrdagi o'rtacha qiymati, \bar{i} va \bar{u} – o'zgaruvchan tok kuchi va kuchlanishning bir davrdagi o'rtacha qiymatlari.



3.4.2.2-rasm

O'zgaruvchan tokning bir davrdagi o'rtacha quvvatini aniqlaylik.

$$p = iu = I_{\max} \sin \omega t \cdot U_{\max} \sin \omega t = I_{\max} U_{\max} \sin^2 \omega t = I_{\max} U_{\max} \frac{1 - \cos 2\omega t}{2} = \frac{I_{\max} U_{\max}}{2} - \frac{I_{\max} U_{\max}}{2} \cos 2\omega t = \frac{I_{\max} U_{\max}}{2} = \bar{p}$$

Hosil qilingan formulada $\bar{p} = \frac{I_{\max} U_{\max}}{2} - \frac{I_{\max} U_{\max}}{2} \cos 2\omega t$ tenglamaning ikkinchi hadi

$\frac{I_{\max} U_{\max}}{2} \cos 2\omega t$ ning bir davrdagi o'rtacha qiymati nolga teng bo'ladi. Bunga quyidagi 3.4.2.2-a, rasmdan

ko'rib ham ishonch hosil qilish mumkin. Natijada, o'zgaruvchan tokning bir davrdagi o'rtacha quvvati uchun $\bar{p} = \frac{I_m U_m}{2}$ natijaga ega bo'lamiz (3.4.2.2-b,rasm).

O'zgaruvchan tok zanjirida o'rtacha quvvatni tok kuchi va kuchlanishning maksimal qiymatlari orqali ifodalash quyidagicha bo'ladi:

$$\bar{p} = \frac{I_m U_m}{2} = \frac{I_m^2 R}{2} = \frac{U_m^2}{2R}$$

Ishboti: Biz yuqorida o'zgaruvchan tokning bir davrdagi o'rtacha qiymati uchun $\bar{p} = \frac{I_{\max} U_{\max}}{2}$ natijani olgan edik. Om qonuni $I_{\max} = \frac{U_{\max}}{R}$ ga ko'ra $\bar{p} = \frac{I_{\max} U_{\max}}{2} = \frac{U_{\max}^2}{2R}$ yoki $U_{\max} = I_{\max} R$ ga asosan $\bar{p} = \frac{I_{\max} U_{\max}}{2} = \frac{I_{\max}^2 R}{2}$ bo'ladi. Bundan esa $\bar{p} = \frac{I_m U_m}{2} = \frac{I_m^2 R}{2} = \frac{U_m^2}{2R}$ natija kelib chiqadi.

Tok kuchining bir davrdagi o'rtacha qiymati kvadratidan olingan kvadratik ildizga tok kuchining ta'sir etuvchi qiymati deyiladi.

Tok kuchining ta'sir etuvchi (yoki effektiv yoki samarador) qiymati quyidagicha bo'ladi:

$$I = \sqrt{\bar{I}^2} = \frac{I_m}{\sqrt{2}}$$

Ishboti: O'zgaruvchan tok manbai uchun bir davrdagi o'rtacha quvvat $\bar{p} = \bar{I}^2 R$ ga teng. Ikkinchini tomondan tok kuchi uchun $i = I_{\max} \sin \omega t$ dan foydalansak, o'rtacha quvvat uchun $\bar{p} = I_m^2 R \sin^2 \omega t = \frac{I_m^2 R}{2} - \frac{I_m^2 R}{2} \cos 2\omega t = \frac{I_m^2 R}{2}$ natijaga ega bo'lamiz. Demak, bir davrdagi o'rtacha quvvat $\bar{p} = \bar{I}^2 R = \frac{I_m^2 R}{2}$ ga teng ekan. Bundan $\bar{I}^2 = \frac{I_m^2 R}{2}$ kelib chiqadigan ifadaning ikkala tomonidan kavdrat ildiz olinsa, $\sqrt{\bar{I}^2} = \frac{I_m}{\sqrt{2}} = I$ hosil bo'ladi.

Kuchlanishning bir davrdagi o'rtacha qiymati kvadratidan olingan kvadratik ildizga kuchlanishning ta'sir etuvchi qiymati deyiladi.

Kuchlanishning ta'sir etuvchi (yoki effektiv yoki samarador) qiymati quyidagicha bo'ladi:

$$U = \sqrt{\bar{U}^2} = \frac{U_m}{\sqrt{2}}$$

Ishboti: O'zgaruvchan tok manbai uchun bir davrdagi o'rtacha quvvat $\bar{p} = \frac{\bar{U}^2}{R}$ ga teng. Ikkinchini tomondan tok kuchi uchun $u = U_{\max} \sin \omega t$ dan foydalansak, o'rtacha quvvat uchun $\bar{p} = \frac{U_m^2}{R} \sin^2 \omega t = \frac{U_m^2}{2R} - \frac{U_m^2}{2R} \cos 2\omega t = \frac{U_m^2}{2R}$ natijaga ega bo'lamiz. Demak, bir davrdagi o'rtacha quvvat $\bar{p} = \frac{\bar{U}^2}{R} = \frac{U_m^2}{2R}$ ga teng ekan. Bundan $\bar{U}^2 = \frac{U_m^2}{2}$ kelib chiqadigan ifadaning ikkala tomonidan kavdrat ildiz olinsa, $\sqrt{\bar{U}^2} = \frac{U_m}{\sqrt{2}} = U$ hosil bo'ladi.

O'zgaruvchan tok zanjirida o'rtacha quvvatni tok kuchi va kuchlanishning ta'sir etuvchi qiymatlari orqali ifodalash quyidagicha bo'ladi:

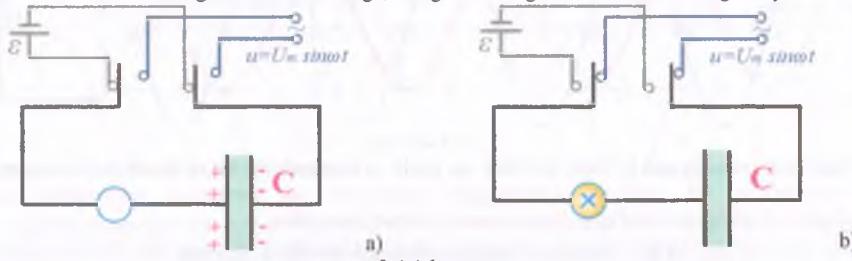
$$\bar{p} = I U = I^2 R = \frac{U^2}{R}$$

Shunday qilib, R iste'molchi o'zgarmas U kuchlanish manbaiga ulanganda ajraladigan quvvat va ta'sir etuvchi qiymati $U = \frac{U_{\max}}{\sqrt{2}}$ ga teng bo'lgan o'zgaruvchan kuchlanish manbaiga ulanganda ajraladigan quvvatlar bir xil bo'lar ekan. Uyimizda foydalananidan $U = 220V$ kuchlanishimiz o'zgaruvchan kuchlanishning ta'sir etuvchi qiymati bo'lib, uning maksimal qiymati esa $U_{\max} = \sqrt{2}U \approx 310V$ ga tengdir. Kuchlanish $v = 50Gs$ chastotada $-310V, 0V, +310V$ qiymatlar qa'bul qilib shiddat bilan

o'zgaradi. Unga biror aktiv qarshilik-iste'molchi ulanganda esa iste'molchiga $220V$ li o'zgarmas kuchlanish kabi ta'sir etadi.

3.4.4. Mavzu: O'zgaruvchan tok zanjirida kondensator.

Rasmdagidek zanjir yig'aylik. Ixtiyorimizda o'zgarmas va o'zgaruvchan tok manbalari bo'lib, o'zgarmas tok manbaining EYuK ε o'zgaruvchan kuchlanishning ta'sir etuvchi qiymatiga teng bo'lsin. Dastlab kondensatorni o'zgarmas tok manbaiga, so'ngra esa o'zgaruvchan tok manbaiga ulyaylik.



3.4.4.1-rasm

a) dastlab kondensatorni o'zgarmas tok manbaiga ulasak lampochka yonmaydi. Chunki kondensator qoplamlalari dielektrik bilan ajratilgan, ya'ni zanjir uuzilgan. Haqiqatda kondensator zaryadlanayotganda millisekunddan ham qisqa vaqt ichida lampa tołasi orqali tok o'tadi. Bu vaqtida lampa tołasi cho'g'lanishga ulgurmaydi, ozgina cho'g'lansa ham biz buni sezmaymiz. Juda qisqa vaqt ichida kondensator zaryadlanib bo'ladi va undan keyin esa zanjirdan tok o'tish to'xtaydi.

b) endi kondensatorni o'zguruvchan tok zanjiriga ulaganimizda lampa xira yonadi. Kondensatorning sig'imi qancha oshirsak lampa ravshanligi ham shuncha ortadi. Haqiqatda zanjir uzuq bo'lsa tok qanday paydo bo'ladi?

– Kuchlanish o'zgaruvchan bo'lganligi sababli kondensator qoplamlalari davriy ravidha zaryadlanib va zaryadsizlanib turadi. Qaya zaryadlanish paytida lampa tołalari orqali tok o'tadi va tola qizib lampa cho'g'lanadi. Lekin, hech qachon tok kondensatorning bir qoplamasidan boshqa qoplamasiga o'tmaydi. Faqat zaryadlanib va zaryadsizlanib turadi, xolos.

O'zgaruvchan tok manbaiga kondensator ulanganda zaryad, kuchlanish va tok kuchining vaqt bo'yicha o'zgarishi quyidagicha bo'ladi:

$$\begin{cases} U = U_M \sin \omega t \\ q = C U_M \sin \omega t \\ i = q' = C U_M \omega \sin(\omega t + \pi/2) \end{cases}$$

Istboti: O'zgaruvchan kuchlanishni yuzaga keltiruvchi tok manbai (GES, AES, IES va h.)da EYuK $\varepsilon = \varepsilon_{\max} \sin \omega t$ qonun bo'yicha o'zgarsa, iste'molchilar ham shu qonuniyat bo'yicha o'zgaradi. O'zgaruvchan tok tok manbaidan iste'molchilarga uzatilishda bir necha marta transformatorlar vositasida kuchaytilishi yoki susaytilishi mumkin. Ammo bu jarayonda elektr kattalikning tebranish chastotasi va fazasi o'zgarmaydi. SHuning uchun iste'molchilardagi kuchlanish $u = U_{\max} \sin \omega t$ qonun bo'yicha o'zgaradi deyish mumkin. U holda kondensator qoplamlalari zaryad esa $q = C u = C U_{\max} \sin \omega t$ qonun bo'yicha o'zgaradi. Tok kuchi esa zaryaddan vaqt bo'yicha olingen birinchi tartibili hosilaga teng. SHuning uchun tok kuchi vaqt bo'yicha $i = q' = C u' = C U_{\max} \omega \cos \omega t = I_{\max} \sin(\omega t + \pi/2)$ qonunga muvofiq o'zgarar ekan.

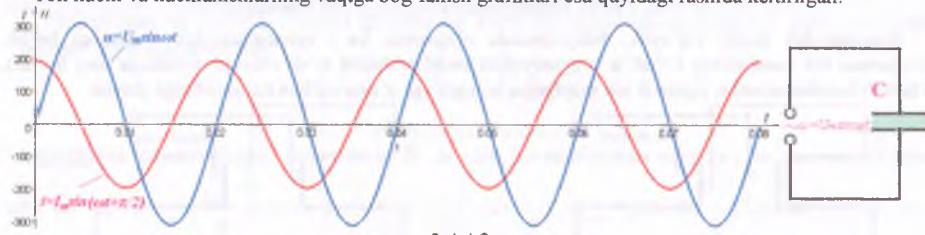
Tok kuchi bilan kuchlanishning amplituda qiymatlarining bog'liqligi va sig'im qarshilik quyidagicha bo'ladi:

$$I_{\max} = \omega C U_{\max} = \frac{U_{\max}}{X_C}, \quad X_C = \frac{1}{\omega C}$$

Yuqoridagi formuladan ham ko'rinish turibdiki, sig'im qarshilikning qiymati kondensator sig'imi va tok chastotasiga teskari proporsional bo'lar ekan. Shuning uchun ham kondensatorning o'zgarmas tokka ko'rsatadigan qarshiligi cheksiz katta bo'lib, o'zgaruvchan tokka ko'satadigan ta'siri esa chekli $X_C = \frac{1}{\omega C}$

qiyatga ega bo'lar ekan. Boshqacha aytganda 3.4.4.1-b.rasmida o'zgaruvchan tok chastotasi yoki kondensator sig'imi oshirilganda lampa ravshanligi ham ortar ekan.

Tok kuchi va kuchlanishlarning vaqtga bog'lanish grafiklari esa quyidagi rasmda keltirilgan:



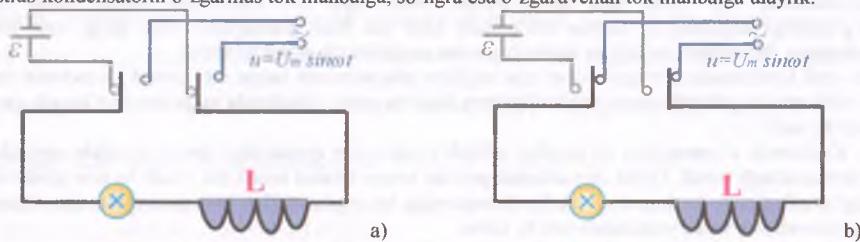
3.4.4.2-rasm

Yuqorida rasmdan ham ko'rinish turibdiki, tok kuchi va kuchlanishlar bir xil fazada tebranmayapti.

O'zgaruvchan tok zanjiriga kondensator ulanganda tok kuchining tebranishlar fazasi kuchlanishing tebranishlar fazasidan pi/2 qadar oldindan borar ekan.

3.4.5. Mayzu: O'zgaruvchan tok zanjirida g'altak.

Rasmdagidek zanjir yig'aylik. Ixtiyorimizda o'zgarmas va o'zgaruvchan tok manbalari bo'lib, o'zgarmas tok manbaining EYU K ε o'zgaruvchan kuchlanishing ta'sir etuvchi qiyatiga teng bo'lsin. Dastlab kondensatorni o'zgarmas tok manbaiga, so'ngra esa o'zgaruvchan tok manbaiga uaylik.



3.4.5.1-rasm

a) dastlab g'altakni o'zgarmas tok manbaiga ulasak lampochka biroz vaqtadan keyin ravshan yona boshlaydi. Bunga sabab o'zinduksiya hodisasiidir. Endi g'altak induktivligini oshirib yana o'zgarmas tok manbaiga ulasak, lampa xuddi avvalgidek ravshan yonadi, faqat cho'g'lanish vaqt ortib ketadi.

b) endi g'altakni o'zgaruvchan tok manbaiga ulasak, o'zgarmas tokka ulangandagiga qaraganda xiraroq yonadi. Agar g'altakning induktivligi oshirila borilsa, lampaning xiralashishi yanada ortadi. Nima uchun o'zgaruvchan tokka ulanganda lampa xiraroq yonadi?

- O'zgaruvchan tok shiddat bilan o'zgargani uchun g'altakdagi tok kuchi manbaning o'zidagi tok kuchining har bir oniy qiyatiga mos holda erishishiga ulgurmaydi, har bir oniy qiyatiga mos qadam tashlay olmaydi. Boshqacha aytganda, intuktivlik tok kuchining amplitudasini chekladi. O'zgaruvchan tok zanjiriga g'altak ulanganda tok kuchi va kuchlanishning vaqt bo'yicha o'zgarishi quyilagicha bo'ladi:

$$\begin{cases} u = \omega L I_{\max} \sin(\omega t + \pi/2) = U_{\max} \sin(\omega t + \pi/2) \\ i = I_{\max} \sin \omega t \end{cases}$$

Isboti: g'altakdagi tok kuchi ortib borganda undagi magnit oqimi g'am ortib boradi. Lens qoidasiga asosan bu ortayotgan magnit maydoni g'altak cho'lg'aming o'zida induksion tokni yuzaga keltiradi. Induksion tok yo'nalishi esa asosiy tok yo'nalishiga qarama-qarshi yo'naladi. Shu sababdan ham kuchlanish va induksion EYU K teskarli ishora bilan bog'langan.

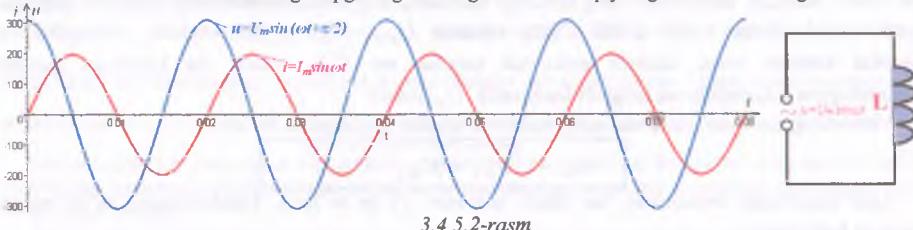
$$u = -E_{\text{geom}} = -(-\Phi) = \Phi' = (L_i)' = (L I_{\max} \sin \omega t)' = L I_{\max} \omega \cos \omega t = \omega L I_{\max} \sin(\omega t + \pi/2) = U_{\max} \sin(\omega t + \pi/2).$$

Tok kuchi va kuchlanish amplitudalari orasidagi bog'lanish hamda induktiv qarshilik quyidagicha bo'ladi:

$$I_{\max} = \frac{U_{\max}}{\omega L} = \frac{U_{\max}}{X_L}, \quad X_L = \omega L$$

Yuqoridagi formuladan ham ko'riniib turibdiki, induktiv qarshilikning qiymati g'altak induktivligi va tok chastotasiga to'g'ri proporsional bo'lar ekan. Shuning uchun ham g'altakni o'zgarmas tokka ulaganda dampa ravshanligi, o'zgaruvchan tokka ulagandagi ravshanlikdan yuqori bo'lar ekan. Induktivlik qancha oshirib borilsa, g'altakdagi tok kuchi shuncha kamayib borar ekan, ya'ni induktivlik tok kuchining maksimal qiymatini cheklar ekan(3.4.5.1-b,rasm).

Tok kuchi va kuchlanishlarning vaqtga bog'lanish grafiklari esa quyidagi rasmda keltirilgan:



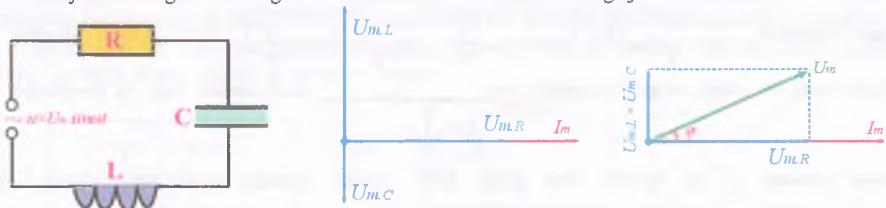
3.4.5.2-rasm

Yuqoridagi rasmdan ham ko'riniib turibdiki, tok kuchi va kuchlanishlar bir xil fazada tebranmayapti.

O'zgaruvchan tok zanjiriga holtak ulanganda kuchlanishning tebranishlar fazasi tok kuchining tebranishlar fazasidan pi/2 qadar oldindida borar ekan.

3.4.6. Mavzu: O'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni (*ketma-ket ulanganda*).

Oldingi mavzularda biz o'zgaruvchan tok zanjiriga aktiv qarshilik, kondensator va induktiv g'altaklar alohida-alohida ulanganda nima hodisalar ro'y berishi bilan tanishib o'tgan edik. Agar o'zgaruvchan tok zanjiriga aktiv qarshilik, kondensator va induktiv g'altaklar, birlgilikda ketma-ket qilib, ulansa nima hodisa ro'y beradi degan savol tug'iladi. Ushbu mavzuda ana shu savolga javob beramiz.



3.4.6.1-rasm

3.4.6.1-rasmda aktiv qarshilik, kondensator va induktiv g'altaklar o'zgaruvchan tok zanjiriga ketma-ket ulangani tasvirlangan. Elementlarning har birida kuchlanish va tok kuchi faza jihatidan farq qilgani uchun zanjirda kechayotgan hodisalarini tushuntirishda vektor diagrammadan foydalananamiz. Aktiv qarshilik, kondensator va induktiv g'altaklar o'zaro ketma-ket bo'lgani sababli uchala elementda ham tok kuchi ayni bir fazada tebranadi. Boshqacha aytganda, ularning har birida tok kuchi bir vaqtida nol bo'lib, ayni bir vaqtida maksimumga erishadi. Shuning uchun zanjirdagi tokning amplitudasi va fazasi aktiv qarshilik, sig'im qarshilik va induktiv qarshilikda bir xil bo'ladi.

$$I_M = I_{M.R} = I_{M.C} = I_{M.L}$$

Vektor diagrammada tok kuchini gorizontal o'qqa joylashtiramiz.

O'zgaruvchan tok zanjiriga aktiv qarshilik, kondensator va g'altak ketma-ket qilib ulanganda qarshilikda, kondensatorda va g'altakdagi kuchlanishning amplituda qiymatlari quyidagicha:

$$U_{M.R} = I_M R, \quad U_{M.C} = \frac{I_M}{\omega C}, \quad U_{M.L} = I_M \omega L$$

Aktiv qarshilik, kondensator va induktiv g'altaklarda kuchlanishning tebranish fazalari esa bir-biridan farq qiladi. Boshqacha aytganda, ularning har birida kuchlanish bir vaqtida nol bo'lib, ayni bir vaqtida maksimumga erishmaydi. Ulardan biri nolga teng bo'lganda boshqasi maksimum yoki minimum qiymatga erishadi.

Kondensatordagagi kuchlanish fazasi tok kuchi fazasidan pi/2 qadar orqada, g'altakdagi kuchlanish fazasi esa tok kuchi fazasidan pi/2 qadar oldindida boradi.

Aktiv qarshilikda tok kuchi va kuchlanish fazaları bir xil bo'lgani sababli, tok kuchi va kuchlanishni tok kuchi kabi gorizontallı chiziqqa joylashtiriladi. Kondensatordagi kuchlanish tok kuchidan $\pi/2$ qadar orqada bo'lgani uchun, kuchlanishning maksimal qiymati tok kuchinikidan $-\pi/2$ burchakka ochilib vertikal pastga yo'naladi. Induktiv g'altakdagı kuchlanish tok kuchidan $\pi/2$ qadar oldinda bo'lgani uchun, kuchlanishning maksimal qiymati tok kuchinikidan $+\pi/2$ burchakka ochilib vertikal tepaga yo'naladi. Natijada, kondensator va g'altakdagı kuchlanishning tebranishlari fazasa π ga farq qilib, ular qarama-qarshi fazaga tushib qoladi. Ularni ayirmasi $U_{ML} - U_{MC}$ to'g'ri burchakli uchburchakning vertikal katetida yotsa, ikkinchi gorizontal katetida esa U_{MR} yotadi. Bu katetlarga qurilgan parallelogram diagonalida esa natijaviy kuchlanish U_M yotadi.

Vektor diagrammadan kuchlanishning maksimal qiymati quyidagicha bo'ladi.

$$U_M = \sqrt{U_{MR}^2 + (U_{ML} - U_{MC})^2}$$

Agar yuqoridagi formulaning har ikkala tomonini $\sqrt{2}$ ga bo'linsa, kuchlanishning ta'sir etuvchi qiymati kelib chiqadi.

$$U = \sqrt{U_R^2 + (U_L - U_C)^2}$$

O'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni quyidagicha bo'ladi:

$$I_M = \frac{U_M}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

$$\text{yoki } I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

Isboti: Yuqorida keltirib chiqarilgan $U_M = \sqrt{U_{MR}^2 + (U_{ML} - U_{MC})^2}$ formuladagi kuchlanishlarni tok kuchlari orqali ifodalasak $U_M = \sqrt{(I_{MR}R)^2 + \left(I_{ML}\omega L - I_{MC}\frac{1}{\omega C}\right)^2} = I_M \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$ kelib chiqadi. Bundan esa o'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni $I_M = \frac{U_M}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$ kelib chiqadi. Agar bu formulaning har ikkala tomonini $\sqrt{2}$ ga bo'linsa, Om qonuni ta'sir etuvchi qiymatlar orqali kelib chiqadi, ya'ni

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

O'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni va 3.4.6.1-rasmdagi vektor diagrammadan foydalanib, umumiy qarshilik hamda kuchlanish bilan tok kuchi orasidagi fazalar siljishini aniqlash mumkin.

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$$

Isboti: Yuqorida Om qonunidan $I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} = \frac{U}{Z}$ desak, o'zgaruvchan tok zanjirining umumiy qarshiliği uchun $Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$ ifoda kelib chiqadi. Vektor diagrammada katetlar nisbatidan foydalansak, $\operatorname{tg} \varphi = \frac{U_{ML} - U_{MC}}{U_{MR}} = \frac{I_M X_L - I_M X_C}{I_M R} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$ kelib chiqadi.

Yuqoridagi formuladan quyidagi xulosalar chiqarish mumkin:

1) Agar $U_{ML} > U_{MC}$ yoki $\omega L > \frac{1}{\omega C}$ bo'lsa, fazalar siljishi $\varphi > 0$ bo'ladi, ya'ni kuchlanish faza jihatidan tok kuchidan oldinda boradi;

2) Agar $U_{ML} < U_{MC}$ yoki $\omega L < \frac{1}{\omega C}$ bo'lsa, fazalar siljishi $\varphi < 0$ bo'ladi, ya'ni kuchlanish faza jihatidan tok kuchidan orqada boradi;

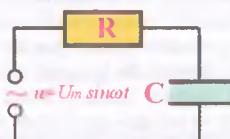
3) Agar $U_{ML} = U_{MC}$ yoki $\omega L = \frac{1}{\omega C}$ bo'lsa, fazalar siljishi $\varphi = 0$ bo'ladi, ya'ni kuchlanish va tok kuchi bir xil fazada tebranadi. Bu hodisa rezonans hodisisi deb atalib, bunda o'zgaruvchan tok zanjirining umumiyligi eng minimal $Z = R$ qiyamatga, tok kuchi esa eng maksimal $I = \frac{U}{R}$ qiyamatga etadi.

O'zgaruvchan tok zanjiriga aktiv qarshilik, kondensator va induktiv g'altaklardan ikkitasini ketma-ket qilib ulansa, umumiyligi qarshilik, fazalar siljishi va vektor diagramma qanday ko'rinishda bo'lisliga birmabir bir-xatlib o'tamiz.

O'zgaruvchan tok zanjiriga ketma-ket ulangan aktiv qarshilik va kondensator uchun umumiyligi qarshilik, hamda fazalar siljishi quyidagicha bo'ladi:

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{1}{R \omega C}$$



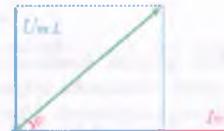
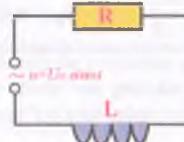
3.4.6.2-rasm

Yuqoridagi formula va rasmdan ko'rinish turibdiki, aktiv qarshilik va kondensator ketma-ket ulanganda, har doim $\varphi < 0$ bo'lar ekan, ya'ni kuchlanish tok kuchidan faza jihatidan orqada yurar ekan.

O'zgaruvchan tok zanjiriga ketma-ket ulangan aktiv qarshilik va induktiv g'altak uchun umumiyligi qarshilik, hamda fazalar siljishi quyidagicha bo'ladi:

$$Z = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{R}$$



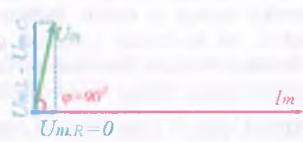
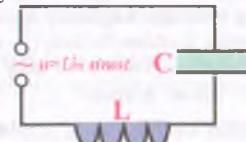
3.4.6.3-rasm

Yuqoridagi formula va rasmdan ko'rinish turibdiki, aktiv qarshilik va induktiv g'altak ketma-ket ulanganda, har doim $\varphi < 0$ bo'lar ekan, ya'ni kuchlanish tok kuchidan faza jihatidan oldinda yurar ekan.

O'zgaruvchan tok zanjiriga ketma-ket ulangan kondensator va induktiv g'altak uchun umumiyligi qarshilik, hamda fazalar siljishi quyidagicha bo'ladi:

$$Z = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \pm 90^\circ$$

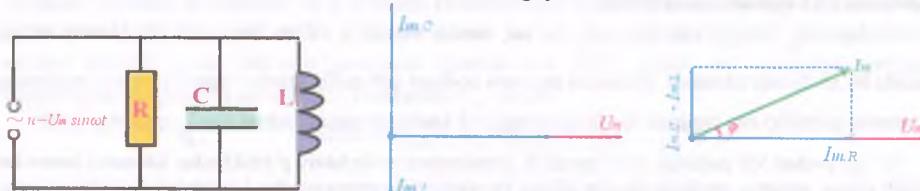


3.4.6.4-rasm

Yuqoridagi formula va rasmdan ko'rinish turibdiki, kondensator va induktiv g'altak ketma-ket ulanganda, har doim $\varphi = \pm 90^\circ$ bo'lar ekan. Agar $U_{ML} > U_{MC}$ yoki $\omega L > \frac{1}{\omega C}$ bo'lsa, fazalar siljishi $\varphi = +90^\circ$ bo'lib, kuchlanish tebranishlari faza jihatidan tok kuchidan oldinda boradi. Agar $U_{ML} < U_{MC}$ yoki $\omega L < \frac{1}{\omega C}$ bo'lsa, fazalar siljishi $\varphi = -90^\circ$ bo'lib, kuchlanish tebranishlari faza jihatidan tok kuchidan orqada boradi.

3.4.7. Mavzu: O'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni (parallel ulanganda).

Oldingi mavzuda biz o'zgaruvchan tok zanjiriga aktiv qarshilik, kondensator va induktiv ketma-ket qilib ulanganda nima hodisalar ro'y berishi bilan tanishib o'tgan edik. Agar o'zgaruvchan tok zanjiriga aktiv qarshilik, kondensator va induktiv g'altaklar, birlgilikda parallel qilib, ulansa nima hodisa ro'y beradi degan savol tug'iladi. Ushbu mavzuda ana shu savolga javob beramiz.



3.4.7.1-rasm

3.4.7.1-rasmda aktiv qarshilik, kondensator va induktiv g'altaklar o'zgaruvchan tok zanjiriga parallel holda ulangan tasvirlangan. Elementlarning har birida kuchlanish va tok kuchi faza jihatidan farq qilgani uchun zanjirda kechayotgan hodisalarni tushuntirishda vektor diagrammada foydalanamiz. Aktiv qarshilik, kondensator va induktiv g'altaklar o'zaro parallel bo'lgani sababli uchala elementda ham kuchlanish ayni bir fazada tebranadi. Boshqacha aytganda, ularning har birida kuchlanish bir vaqtida nol bo'lib, ayni bir vaqtida maksimumga erishadi. Shuning uchun zanjirdagi kuchlanishning amplitudasi va fazasi aktiv qarshilik, sig'im qarshilik va induktiv qarshilikda bir xil bo'ladi.

$$U_M = U_{M,R} = U_{M,C} = U_{M,L}$$

Vektor diagrammada kuchlanishni gorizontal o'qqo joylashtiramiz.

O'zgaruvchan tok zanjiriga aktiv qarshilik, kondensator va g'altak parallel qilib ulanganda qarshilikda, kondensatorda va g'altakdagagi tok kuchining amplituda qiymatlari quyidagicha:

$$I_{M,R} = \frac{U_M}{R}, \quad I_{M,C} = U_M \omega C, \quad I_{M,L} = \frac{U_M}{\omega L}$$

Aktiv qarshilik, kondensator va induktiv g'altaklarda tok kuchining tebranish fazalari esa bir-biridan farq qiladi. Boshqacha aytganda, ularning har birida tok kuchi bir vaqtida nol bo'lib, ayni bir vaqtida maksimumga erishmaydi. Ulardan biri nolga teng bo'lganda boshqasi maksimum yoki minimum qiymatga erishadi.

Kondensatordagi tok kuchi fazasi kuchlanish fazasidan $\pi/2$ qadar oldinda, g'altakdagagi tok kuchi fazasi esa kuchlanish fazasidan $\pi/2$ qadar orqada boradi.

Aktiv qarshilikda kuchlanish va tok kuchi fazalari bir xil bo'lgani sababli, tok kuchi va kuchlanishni tok kuchi kabi gorizontal chiziqli joylashtiriladi. Kondensatordagi tok kuchi kuchlanishdan $\pi/2$ qadar oldinda bo'lgani uchun, tok kuchining maksimal qiymati kuchlanishnikidan $\pi/2$ burchakka ochilib vertikal tegpa yo'naladi. Induktiv g'altakdagagi tok kuchi kuchlanishdan $\pi/2$ qadar orqada bo'lgani uchun, tok kuchining maksimal qiymati kuchlanishnikidan $-\pi/2$ burchakka ochilib vertikal pastga yo'naladi. Natijada, kondensator va g'altakdagagi tok kuchlarining tebranishlari fazasa π ga farq qilib, ular qarama-qarshi fazaga tushib qoladi. Ularni ayirmasi $I_{M,L} - I_{M,C}$ to'g'ri burchakli uchburchakning vertikal katetida yotsa, ikkinchi gorizontal katetida esa $I_{M,R}$ yotadi. Bu katetlarga qurilgan parallelogram diagonalida esa natijaviy kuchlanish I_M yotadi.

Vektor diagrammadan kuchlanishning maksimal qiymati quyidagicha bo'ladi.

$$I_M = \sqrt{I_{M,R}^2 + (I_{M,C} - I_{M,L})^2}$$

Agar yuqoridagi formulaning har ikkala tomonini $\sqrt{2}$ ga bo'linsa, tok kuchining ta'sir etuvchi qiymati kelib chiqadi.

$$I = \sqrt{I_R^2 + (I_C - I_L)^2}$$

O'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni quyidagicha bo'ladi:

$$I_M = U_M \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L} \right)^2}$$

yoki

$$I = U \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L} \right)^2}$$

Isboti: Yuqorida keltilib chiqarilgan $I_M = \sqrt{I_{M,R}^2 + (I_{M,L} - I_{M,C})^2}$ formuladagi tok kuchlarini kuchlanishlar orqali ifodalasak $I_M = \sqrt{\left(\frac{U_{M,R}}{R}\right)^2 + \left(U_{M,C} \omega C - \frac{U_{M,L}}{\omega L}\right)^2} = U_M \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2}$ kelib chiqadi. Bu esa o'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni $I_M = U_M \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2}$ ni ifodalaydi. Agar bu formulaning har ikkala tomonini $\sqrt{2}$ ga bo'linsa, Om qonuni ta'sir etuvchi qiymatlar orqali kelib chiqadi, ya'ni $I = U \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2}$ bo'ladi.

O'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni va 3.4.6.1-rasmida vektor diagrammada foydalaniib, umumiy qarshilik hamda kuchlanish bilan tok kuchi orasidagi fazalar siljishini aniqlash mumkin.

$$\frac{1}{Z} = \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) R$$

Isboti: Yuqorida Om qonunidan $I = U \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2} = \frac{U}{Z}$ desak, o'zgaruvchan tok zanjirining umumiy qarshiligi uchun $\frac{1}{Z} = \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2}$ ifoda kelib chiqadi. Vektor diagrammada katetlar nisbatidan foydalansak,

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{I_{M,C} - I_{M,L}}{I_{M,R}} = \frac{\frac{U_M}{X_C} - \frac{U_M}{X_L}}{\frac{U_M}{R}} = \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) R \text{ kelib chiqadi.}$$

Yuqoridagi formuladan quyidagi xulosalar chiqarish mumkin:

1) Agar $I_{M,C} > I_{M,L}$ yoki $\omega C > \frac{1}{\omega L}$ bo'lsa, fazalar siljishi $\varphi > 0$ bo'ladi, ya'ni tok kuchi faza jihatidan kuchlanishdan oldinda boradi;

2) Agar $I_{M,C} < I_{M,L}$ yoki $\omega C < \frac{1}{\omega L}$ bo'lsa, fazalar siljishi $\varphi < 0$ bo'ladi, ya'ni tok kuchi faza jihatidan kuchlanishdan orqada boradi;

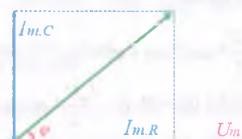
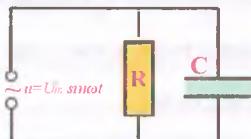
3) Agar $I_{M,C} = I_{M,L}$ yoki $\omega C = \frac{1}{\omega L}$ bo'lsa, fazalar siljishi $\varphi = 0$ bo'ladi, ya'ni tok kuchi va kuchlanish bir xil fazada tebranadi. Bunda o'zgaruvchan tok zanjirining umumiy qarshiligi eng maksimal $Z = R$ qiymatga, tok kuchi esa eng minimal $I = \frac{U}{R}$ qiymatga etadi.

O'zgaruvchan tok zanjiriga aktiv qarshilik, kondensator va induktiv g'altaklardan ikkitasini parallel qilib ulansa, umumiy qarshilik, fazalar siljishi va vektor diagramma qanday ko'rinishda bo'lishiga birmabir to'xtalib o'tamiz.

O'zgaruvchan tok zanjiriga parallel qilib ulangan aktiv qarshilik va kondensator uchun umumiy qarshilik, hamda fazalar siljishi quyidagicha bo'ladi:

$$Z = \frac{R}{\sqrt{1 + (\omega C)^2}}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = R \omega C$$



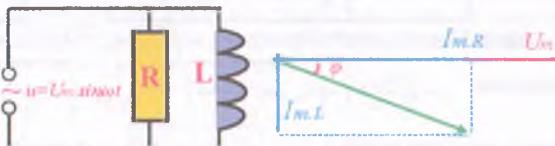
3.4.7.2-rasm

Yuqoridagi formula va rasmdan ko'rinish turibdiki, aktiv qarshilik va kondensator o'zaro parallel ulanganda, har doim $\varphi > 0$ bo'lar ekan, ya'ni tok kuchi kuchlanishdan faza jihatidan oldinda yurar ekan.

O'zgaruvchan tok zanjiriga parallel qilib ulangan aktiv qarshilik va induktiv g'altak uchun umumiylar qarshilik, hamda fazalar siljishi quyidagicha bo'ladi:

$$Z = \frac{R \omega L}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{\omega L}$$



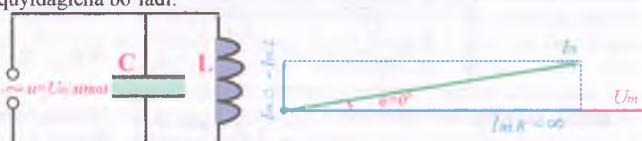
3.4.7.3-rasm

Yuqorida formula va rasmdan ko'rinish turibdiki, aktiv qarshilik va induktiv g'altak o'zaro parallel ulanganda, har doim $\varphi < 0$ bo'lar ekan, ya'ni tok kuchi tok kuchlanishdan faza jihatidan orqada yurar ekan.

O'zgaruvchan tok zanjiriga parallel qilib ulangan kondensator va induktiv g'altak uchun umumiylar qarshilik, hamda fazalar siljishi quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{1}{Z} = \omega C - \frac{1}{\omega L}$$

$$\varphi = 0^\circ$$



3.4.7.4-rasm

Yuqorida formula va rasmdan ko'rinish turibdiki, kondensator va induktiv g'altak o'zaro parallel ulanganda, har doim $\varphi = 0^\circ$ bo'lar ekan. Aktiv qarshilik $R = 0$ bo'ladigan bu holat odatda rezonans hodisasi deb atalib, tebranish konturlarini ishlashi aynan $R = 0$ bo'lgan hol uchundir. Bunda konturdagi tok kuchi maksimal darajagacha oshib boradi.

3.4.8. Mavzu: Ixtiyoriy o'zgaruvchan tok zanjirida o'rtacha quvvat.

Biz oldingi mazularda aktiv qarshilik, kondensator va induktiv g'altakning ketma-ket va parallel holda ulangan turli kombinatsiyalari bilan tanishib, ushu zanjirlar uchun Om qonunini o'rgandik. Endi bizni o'sha zanjirlarda quvvat qanday bo'lishi qiziqitiradi.

Ixtiyoriy o'zgaruvchan tok zanjirida tok kuchi va kuchlanish tebranish fazalari farqi φ ga teng bo'ladi. Aytaylik tok kuchi $i = I_m \sin \omega t$ qonun bo'yicha tebransa, kuchlanish esa $u = U_m \sin(\omega t + \varphi)$ qonun bo'yicha tebranadi. Tok kuchi va kuchlanishlarning qiymatlari har onda o'zgarib turgani bois, o'zgaruvchan tok zanjiridagi quvvat ham tinimsiz o'zgarib turadi. Shuning uchun bizni o'zgaruvchan tok zanjiridagi oniy quvvat emas, balki quvvatning bir davrdagi o'rtacha qiymati qiziqitiradi. O'zgaruvchan tok zanjiridagi quvvatning bir davrdagi o'rtacha qiymatini hisoblash formulasini keltirib chiqaramiz.

Oniy quvvatni p bilan, quvvatning bir davrdagi o'rtacha qiymatini esa \bar{p} bilan belgilaymiz. Oniy quvvat tok kuchi va kuchlanishning oniy qiymatlari ko'paytmasidan topiladi.

$$p = iu = I_m \sin \omega t \cdot U_m \sin(\omega t + \varphi) = I_m U_m \sin \omega t \cdot \sin(\omega t + \varphi) = \frac{I_m U_m}{2} [\cos(\omega t + \varphi - \omega t) - \cos(\omega t + \varphi + \omega t)] =$$

$$= \frac{I_m U_m}{2} [\cos \varphi - \cos(2\omega t + \varphi)] = \frac{I_m U_m}{2} \cos \varphi - \frac{I_m U_m}{2} \cos(2\omega t + \varphi)$$

Demak, oniy quvvat $p = \frac{I_m U_m}{2} \cos \varphi - \frac{I_m U_m}{2} \cos(2\omega t + \varphi)$ bo'lar ekan. Bu yerda 2-had $\frac{I_m U_m}{2} \cos(2\omega t + \varphi)$ ning bir davrdagi o'rtacha qiymati nolga teng bo'ladi. SHuning uchun bir davrdagi o'rtacha quvvat $\bar{p} = \frac{I_m U_m}{2} \cos \varphi$ ga teng bo'ladi.

Ixtiyoriy o'zgaruvchan tok zanjiri uchun o'rtacha quvvatni tok kuchi va kuchlanishning maksimal va ta'sir etuvchi qiymatlari orqali ifodalanishi quyidagicha bo'ladi:

$$\bar{P} = \frac{I_m U_m}{2} \cos \varphi = \frac{I_m^2 R}{2} \cos \varphi = \frac{U_m^2}{2R} \cos \varphi$$

$$\bar{P} = I U \cos \varphi = I^2 R \cos \varphi = \frac{U^2}{R} \cos \varphi$$

Bu yerda: $\cos \varphi$ – quvvat koefitsienti deyiladi. O'rtacha quvvatning qiymatini oshirish uchun zanjir shunday yig'ilish kerakki, unda quvvat koefitsienti ilozi boricha birga yaqinlashtiriladi. Tok kuchi va kuchlanishning ta'sir etuvchi qiymatlari qanchalik katta bo'lmasin, agar $\varphi = 90^\circ$ bo'lsa, o'zgaruvchan tok manbai energiyasidan foydalanim bo'lmaydi. Birinchi yarim davr mobaynida iste'molchiga tok manbaidan energiya kelib tursa, keyingi yarim davrda esa shu energiya tok manbaining o'ziga to'liq qaytariladi. Iste'molchilar bir davr mobaynida o'zgaruvchan tok manbaidan o'ziga hech narsa olmaydi. O'zgaruvchan tok manbaiga ulangan kondensator yoki g'altakni misol qilish mumkin. Bunda $\varphi = \pm 90^\circ$ bo'lgani uchun g'altak yoki kondensatorning bir davrdagi o'rtacha quvvati nolga teng bo'ladi.

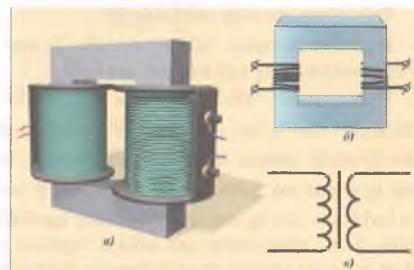
3.4.9. Mavzu: Transformator va unda elektr energiyasini uzatish.

Turmushda foydalananidan elektr jihozlarining hammasi ham ayni bir $220V$ ga mo'ljallangan emas. Bu elektr asboblaridan foydalinish uchun kuchlanishni o'zgartirish kerak bo'ladi. Bunday vazifani odatda transformatorlar bajaradi.

Transformator:

O'zgaruvchan kuchlanishni o'zgartirib berish uchun mo'ljallangan qurilmaga transformator deyiladi.

Transformator umumiyl po'lat o'zakka kiydirilgan ikkita izolyasiyalangan sim cho'lg'amli g'altakdan iborat (3.4.9.1-rasm). G'altaklarni birini birlamchi cho'lg'am ikkinchisini esa ikkilamchi cho'lg'am deyiladi. Birlamchi cho'lg'am yuzasida hosil bo'lgan magnit oqimi ikkilamchi cho'lg'amda ham hosil bo'lishi uchun o'zaklar odatda magnit singdiruvchanligi yuqori bo'lgan ferromagnit materiallardan tayyorlanadi. Bu ferromagnit o'zaklarda aylamma-Fuko toklari hosil bo'lib, o'zak qizib ketmasligi uchun o'zak bir-biri bilan



3.4.9.1-rasm

ajratilgan plastinalar shaklida tayyorlanadi.

Birlamchi cho'lg'amdag'i o'ramlar soni N_1 , kuchlanish U_1 , tok kuchi I_1 bo'lsa, ikkilamchi cho'lg'amda esa o'ramlar soni N_2 , kuchlanish U_2 , tok kuchi I_2 bo'ladi. Birlamchi cho'lg'amga berilgan U_1 kuchlanish cho'lg'amning har bir o'ramida teng $e = \frac{U_1}{N_1}$ ga tengkuchlanish hosil qiladi. Birlamchi cho'lg'amdan chiquvchi magnit oqimining deyarli hammasi ferromagnit o'zak bo'ylab yo'naladi va yonidagi ikkilamchi cho'lg'amni ham kesib o'tadi. G'altakda tok o'zgarganda g'altak yuzini kesib o'tuvchi magnit oqimi ham o'zgaradi. Bu o'zgaruvchan magnit oqimi yonidagi ikkilamchi cho'lg'am yuzini ham kesib o'tadi. Natijada, ikkilamchi cho'lg'amning har bir o'ramida e ga teng induksion EYuK hosil bo'ladi. Ikkilamchi cho'lg'amning chiqishidagi kuchlanish $U_2 = e N_2 = \frac{N_2}{N_1} U_1$ ga teng bo'ladi.

Bundan $\frac{U_2}{U_1} = \frac{N_2}{N_1} = k$ kattalik kelib chiqib, k – transformatsiya koefitsienti deyiladi.

Cho'lg'amlardagi kuchlanishlar nisbati mos holda o'ramlar soni nisbatiga teng bo'lib, bu nisbatga transformatsiya koefitsienti deyiladi.

$$k = \frac{U_2}{U_1} = \frac{N_2}{N_1}$$

Transformatorlar uchun k koefitsient muhim ahamiyatga ega. Kuchlanishni qancha o'zgartirish kerakligiga qarab k ning qiymati tanlanadi. Ayniqsa, transformatsiya koefitsientining qiymati birdan katta yoki kichik bo'lishiga qarab kuchaytiruvchi yoki pasaytiruvchi bo'lishi mumkin.

Agar $k > 1$ bo'lса, u holda $U_2 < U_1$ bo'lib, bunday transformator pasaytiruvchi hisoblanadi.

Agar $k = 1$ bo'lса, u holda $U_2 = U_1$ bo'lib, bunday transformatorda o'zgarish bo'lmaydi.

Agar $k < 1$ bo'lса, u holda $U_2 > U_1$ bo'lib, bunday transformator kuchaytiruvchi hisoblanadi.

Transformatorning F.I.K.

Transformator ikkilamchi cho'lg'amidagi quvvatning birlamchi cho'lg'amidagi quvvatga nisbatiga transformatorning ish rejimidaqu quvvatl deyiladi.

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{I_2 U_2}{I_1 U_1}$$

Odatda transformatorlarning foydalish ish koefitsientini 100% ga juda yaqin bo'lib, u $\eta = 98 - 99,5\%$ oraliqda bo'ladi. Masalalar ishlaganda $\eta = 100\%$ deb ketiladi.

Transformator kuchlanishni necha marta oshirib bersa, tok kuchini esa shuncha marta kamaytiradi. Shuning uchun quvvatni hech qachon oshirib uzatib bo'lmaydi. Buni xuddi mexanikaning oltin qoidasiga o'xshatish mumkin. Chunki, energiyaning saqlanish qoidasiga asosan ishdan yoki energiyadan yutuq beradigan qurilma yasash mumkin emas. Cho'lg'amlarning qizishini hisobga olmaganda ikkala cho'lg'amidagi quvvat deyarli bir xil bo'ladi.

$$P_2 \approx P_1, \quad I_1 U_1 \approx I_1 U_1, \quad \frac{U_1}{U_2} = \frac{N_1}{N_2}$$

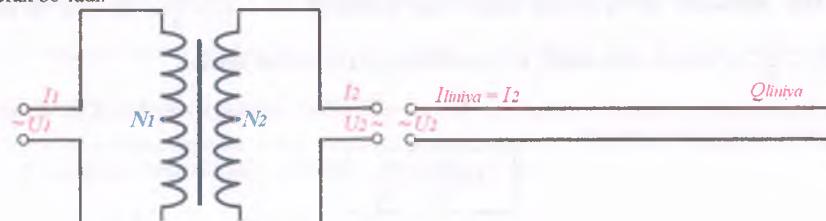
Transformatorning salt ishlashi:

Transformatorning ikkilamchi cho'lg'ami iste'molchi-nagruckaga ulanmagan holda ishlashiga transformatorning salt ishlashi deyiladi.

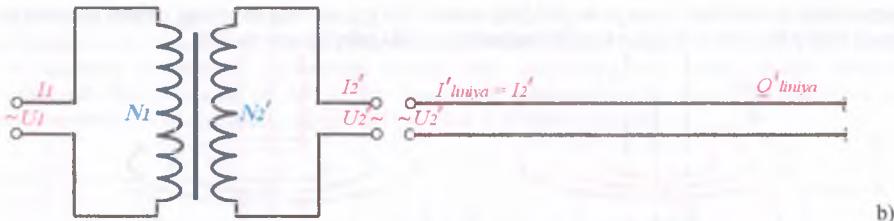
Transformator salt ishlaganda ikkilamchi cho'lg'amda chiqish kuchlanishi U_2 ga teng bo'lib, ikkilamchi cho'lg'am uzuq bo'lgani uchun undagi tok kuchi $I_2 = 0$ bo'ladi. Shuning uchun ikkilamchi cho'lg'amda quvvat isrofi ham bo'lmaydi, ya'ni $P_2 = 0$ bo'ladi. Lekin, transformatorning birlamchi cho'lg'amida tok kuchi $I_1 \neq 0$ va quvvat $P_1 \neq 0$ bo'ladi. Chunki, birlamchi cho'lg'am uzuq bo'lmagani va birlamchi cho'lg'am simining elektr qarshiligi mayjudligi tufayli ham ana shunday bo'ladi. SHunday qilib, transformatorning salt ishslash rejimida energiya isrofi faqat birlamchi cho'lg'amda sodir bo'lar ekan, ya'ni bu rejimda faqat birlamchi cho'lg'amda qizish kuzatilar ekan.

Transformator yordamida elektr energiyasini uzoq masofalarga uzatish:

Transformatorlardan o'zgaruvchan tokni o'zgartirish uchun foydalanishdan tashqari o'zgaruvchan toklarni uzoq masofalarga uzatib, eltilib berishda ham foydalaniladi. Elektr energiyasini ular ishlab chiqiladigan GES, IES va AESlaridan uzoq masofalarga – yuzlab, minglab kilometrlarda joylashgan aholi punktlariga, zavod, fabrika va boshqa iste'molchilarga isrofsiz etkazib berish katta ahamiyatga ega. Elektr energiyasini uzoq masofalarga mumkin qadar yo'qotishlarsiz, nesnobud qilmasdan uzatish kerak bo'ladi, ya'ni tok uzatuvchi liniya simlaridagi isrof bo'ladigan elektr energiyasi mumkin qadar kamaytirilishi talab etiladi. Buning uchun Joul-Lensi qonunu $Q = I^2 R \Delta t$ ga ko'ra liniyadagi tok kuchi iloji boricha kamaytiriladi. Liniyadagi tok kuchi esa bu transformatorning ikkilamchi cho'lg'amidagi chiqish tok kuchi bo'lgani uchun ikkilamchi cho'lg'amidagi chiqish kuchlanishni mumkin qadar oshirish kerak bo'ladi.



a)



b)

3.4.9.2-rasm

Ixtiyorimizda ikkita transformator bo'lib, bu transformatorlarning birlamchi cho'lg'amlarida bir xil N_1 ta, ikkilamchi cho'lg'amlarida esa turlicha N_2 ta va N_2' ta o'ramlar soni bo'lsin. Transformatorlarda kirisht kuchlanishi U_1 , kirisht tok kuchi I_1 ga teng bo'lib, chiqish kuchlanishlari va tok kuchlari turlicha bo'ladi. Chiqishdagi kuchlanish va tok kuchining qiyatlari mos holda 1-transformatorda U_2 va I_2 bo'lsa, 2-transformatorda esa U_2' va I_2' bo'ladi (3.4.9.2-rasm). Elektr energiyasini uzoq masofalarga 1-transformator yordamida uzatilganda liniya simlaridagi energiya isrofi Q_{liniya} bo'lsa, 2-transformator yordamida uzatilganda esa liniya simlaridagi energiya isrofi Q'_{liniya} bo'ladi (3.4.9.2-rasm).

Agar liniyadagi tok kuchi I_2 bo'lganda yo'ldagi isrof bo'lgan energiya Q_{liniya} bo'lsa, Agar liniyadagi tok kuchi I_2' bo'lganda esa yo'ldagi isrof bo'lgan energiya Q'_{liniya} quyidagicha bo'ladi:

$$Q_{liniya} = \left(\frac{I_2}{I_2} \right)^2 Q_{liniya} = \left(\frac{I_2}{I_2'} \right)^2 Q'_{liniya}$$

I'sboti: Ikkala holda liniya simlarida ajralgan issiqlik miqdorlari $\frac{Q_{liniya}}{Q'_{liniya}} = \frac{I_2^2 R \Delta r}{I_2'^2 R \Delta r}$ ga teng bo'ladi. Bu ikkala

tenglmaslar nisbati $\frac{Q_{liniya}}{Q'_{liniya}} = \frac{I_2^2 R \Delta r}{I_2'^2 R \Delta r} = \left(\frac{I_2}{I_2'} \right)^2$ bo'lib, undan esa $\frac{Q'_{liniya}}{Q_{liniya}} = \left(\frac{I_2'}{I_2} \right)^2 = \left(\frac{U_2}{U_2'} \right)^2$ kelib chiqadi. Shunday qilib,

so'ralsan kattalik $Q'_{liniya} = \left(\frac{I_2}{I_2'} \right)^2 Q_{liniya} = \left(\frac{U_2}{U_2'} \right)^2 Q_{liniya}$ ga teng bo'ladi.

Yuqoridagi formuladan shunday xulosalar qilish mumkin ekan:

- Agar ikkilamchi cho'lg'amdagi kuchlanish n marta oshirilsa (yoki undagi tok kuchi n marta kamaytirilsa), elektr energiyasini uzatuvchi liniya simlaridagi energiya isrofi n^2 marta kamayagan bo'lasi, ikkilamchi cho'lg'amdagi kuchlanish \sqrt{n} marta oshirilgan (yoki undagi tok kuchi \sqrt{n} marta kamaytirilgan) bo'lar ekan.
- Agar elektr energiyasini uzatuvchi liniya simlaridagi energiya isrofi n marta kamayagan bo'lsa, ikkilamchi cho'lg'amdagi kuchlanish \sqrt{n} marta oshirilgan (yoki undagi tok kuchi \sqrt{n} marta kamaytirilgan) bo'lar ekan.

3.4.10. Mavzu: Elektromagnit to'lqinlari.

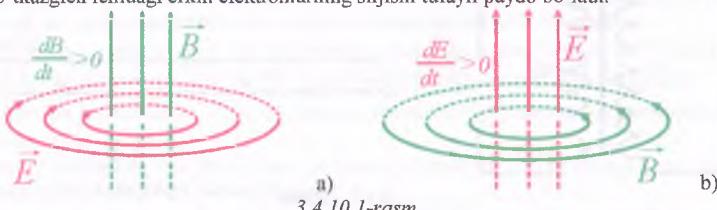
Elektromagnit maydon nazariyasi:

XIX asrning 60-yillarda ingлиз olimi Jorj Maksvell elektr va magnit maydonlarining yagona elektromagnit nazariyasini yaratdi. Maksvell bu nazariyani yaratishda o'sha vaqtgacha o'tkazilgan fundamental tajribalarga tayandi. O'sha vaqtgacha elektr va magnit maydonlari ayri-ayri holda mavjud bo'lishi ta'kidalanar edi. Maksvellning elektromagnit nazariyasiga asosan elektr va magnit maydonlari yagona elektromagnit maydonning ikki komponentalari ekan. Elektromagnit nazariya asosida elektr va magnit maydonlarining uszvi bog'lanishda ekanligini tasdiqlovchi ikki g'oya yotadi:

- Vaqt davomida o'zgaruvchan elektr maydoni o'zgaruvchan magnit maydonini vujudga keltiradi;
- Vaqt davomida o'zgaruvchan magnit maydoni o'zgaruvchan elektr maydonini vujudga keltiradi;

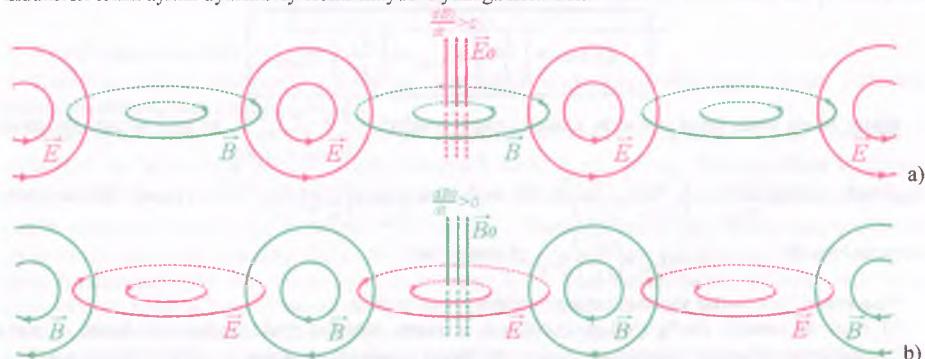
Elektr maydoni siljiganda yoki o'zgarganda bu elektr maydoni bilan o'ng vint hosil qiluvchi magnit maydoni paydo bo'ladi. Demak, paydo bo'lgan magnit maydoni uni yuzaga keltirgan elektr maydoniga

perpendikulyar tekislikda yotar ekan (3.4.10.1-a,rasm). To'g'ri tokning atrofidagi magnit maydoni ham aynan tokli o'tkazgich ichidagi erkin elektronlarning siljishi tufayli paydo bo'ladi.



3.4.10.1-rasm

Magnit maydoni siljiganda yoki o'zgarganda bu elektr maydoni bilan chap vint hosil qiluvchi elektr maydoni paydo bo'ladi. Demak, paydo bo'lgan elektr maydoni uni yuzaga keltirgan magnit maydoniga perpendikulyar tekislikda yotar ekan (3.4.10.1-b,rasm). O'zgaruvchan magnit maydoni hosil qilgan elektr maydonini uyurmaviy elektr maydoni deb ham ataladi. Uyurmaviy elektr maydoni elektrostatik maydonidan tubdan farq qiladi. Elektrostatik maydon potensial xarakterga ega bo'lib, u zaryaddan boshlanib zaryadda tugar edi, ya'ni elektrogostatik maydonning boshi va oxiri bor. Uyurmaviy elektr maydoni esa zaryaddan boshlanib, zaryadda tugamaydi, uning boshi va oxiri yo'q. Uyurmaviy elektr maydoni kabi uyurmaviydir. Uyurmaviy elektr maydoni ochiq o'tkazgichga ta'sir etganda o'tkazgich uchlarida potensial farqi hosil qiladi, berk o'tkazgichga ta'sir etganda esa erkin elektronlarini harakatga keltirib elektr tokini induksiyalaydi. Elektromagnit induksiya hodisasida konturda hosil bo'ladigan induksion tokni aynan uyurmaviy elektr maydoni yuzaga keltiradi.



3.4.10.2-rasm

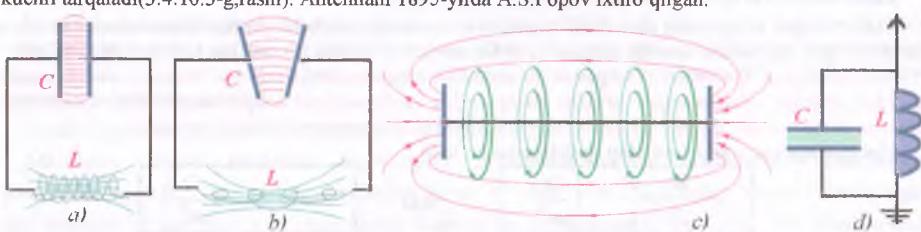
Shunday qilib, elektr va magnit maydonlarini bir-biridan ajratish mumkin emas ekan. Elektr maydoni o'zgargan joyda magnit maydoni va aksincha, magnit maydoni o'zgargan joyda esa elektr maydoni paydo bo'laverar ekan. Fazoning biror sohasida magnit maydoni o'zgarayotgan yoki siljiyotgan bo'lsa, shu sohada albatta elektr maydoni ham paydo bo'ladi. O'zgaruvchan elektr va magnit maydonlari biri-birini dunyoga keltiraveradi (3.4.10.2-rasm).

Gers tajribalari:

Davriy ravishda o'zgaruvchan elektromagnit maydonining fazoda tarqalish jarayoniga **elektromagnit to'lqini** deyiladi.

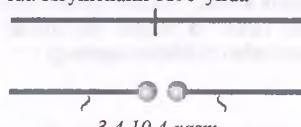
Tebranish konturi yordamida elektromagnit to'lqini hosil qilish mumkinligini oldindan aytgan. Haviqatan ham tebranish konturi yordamida elektromagnit to'lqini hosil qilish mumkin, lekin bunda atrofga tarqaladigan elektromagnit to'lqining energiyasi juda ham kam bo'ladi. Chunki, elektr maydon energiyasi kondensator qoplamlari orasida, magnit maydon energiyasi esa g'altakda to'plangani uchun atrofga juda kam to'lqin tarqalad. Bunday konturni **berk tebranish konturi** deb ataladi (3.4.10.3-a,rasm). To'lqinlarning atrofga tarqalishi sezilarli bo'lishi uchun chastotani oshirish kerak. Chastotani oshirish uchun $\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ formulaga muvofiq induktivlik va sig'imni kamaytish kerak bo'ladi. Bunga esa kondensator qoplamlari va g'altak o'ramlari orasidagi masofani oshirib erishish mumkin (3.4.10.3-

b,rasm). Chastotani yanada oshirish uchun g'altak o'ramlari o'rniga to'g'ri sim olish kerak. kondensator qoplamlari orasi yanada uzoqlashtirib **ochiq tebranish konturi** holiga keltirish lozim (3.4.10.3-v.rasm). Berk konturida kondensator qoplamasiga vertikal sim –antennna ulansa atrofga to'lqin tarqalishi yaxshilanadi. Bunda antenna bo'ylab to'lqin tarqalmaydi, antennaga perpendikulyar tekislikda esa eng kuchli tarqaladi(3.4.10.3-g.rasm). Antennani 1895-yilda A.S.Popov ixtiro qilgan.



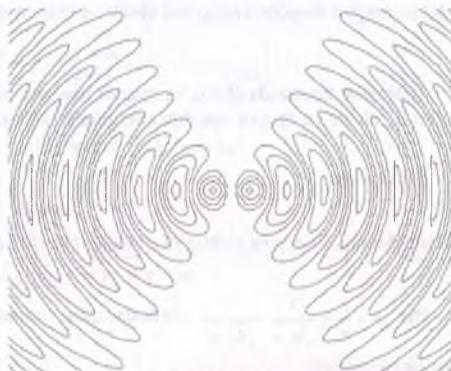
3.4.10.3-rasm

Ochiq tebranish konturini to'g'ri sim – sterjen olib, uni o'rtasidan ikkiga bo'lib ham hosil qilish mumkin. Kesilgan joyni yo'g'onlashtirib shar shakliga keltirilsa, sig'im oshadi. Bu kesilgan joyni uchqun oraliq deyiladi. Ana shunday soddagini qurilmadan foydalaniib, 1888-yilda dunyoda 1-marta nemis fizigi Gers sun'iy yo'l bilan elektromagnit to'lqinlarini hosil qildi. Bu qurilma uning sharafiga **Gers vibratori** deb nomlandi (3.4.10.4-rasm). Gers o'z tajribalarida 10^8 Gs tartibda, ya'ni to'lqin uzunligi 0,6–10 m bo'lgan oraliqda elektromagnit to'lqinlarini hosil qilishga muvaffaq bo'ldi. Keyinchalik 1895-yilda P.N.Lebedev juda kichik vibrator yordamida uzunligi 0,6 mm bo'lgan elektromagnit to'lqinlarini hosil qildi. Yana ham qisqaroq, uzunligi 0,1 mm tartibida bo'lgan elektromagnit to'lqinlarini keyinchalik 1923-yilda Glagoleva va Arkadevalar hosil qilishdilar.



3.4.10.4-rasm

Tebranish konturida zaryadli zarralar tebranma harakat qilgani bois, elektromagnit to'lqinini tebranma harakat qilayotgan zaryadli zarralar hosil qilar ekan deyish mumkin. Elektromagnit to'lqininni hosil qilishning eng oson usuli elektr dipolini tebranma harakatga keltirishdir. Boshqacha aytganda, elkasi ℓ ga teng bo'lgan elektr dipol zaryadlari orasidagi masofa $-\ell < r < \ell$ o'zgarib tebranma harakat qilsa, bu elektr dipolidan atrofga elektromagnit to'lqini tarqaladi. 3.4.10.5-rasmida elektr diporli tebranganda hosil bo'ladigan elektromagnit to'lqinining oniy tasviri keltirilgan. Dipol elkasidan juda katta masofalarda elektromagnit to'lqini deyarli sferik ko'rinishda bo'ladi.



3.4.10.5-rasm

Elektromagnit to'lqinlarning xossalari:

Elektromagnit to'lqinlar bir qator xossalarga ega bo'lib, shulardan ba'zilarini sanab o'tamiz:

- 1) Elektromagnit to'lqinlarining tezligi yorug'likning vakuumdagi tezligi $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ ga tengdir.
- 2) Elektromagnit to'lqinlari ko'ndalang to'lqinlar sirasiga kirib, unda \vec{E} va \vec{H} vektorlari o'zaro perpendikulyar tekislikda tebranadi.
- 3) Elektromagnit to'lqinlarning muhitdagi tezligi vakuumdagidan kichik ($\beta < c$). SHuningdek, vakuumdan muhitiga o'tganda elektromagnit to'lqinining to'lqin uzunligi ham kichrayadi, chastotasi esa o'zgarmsa saqlanadi.

4) Elektromagnit to'lqini to'g'ri chiziq bo'ylab tarqaladi. Undan tashqari metall to'siqlarga duch kelganda undan qaytishi, paraffindan yasalgan uchburchakli prizmada sinishi, parafin linzada fokuslanishi mumkinligi tajribada isbotlangan.

5) Elektromagnit to'lqini mexanik to'lqnirlari kabi interferensiyalanish vadifraksiya xossalriga ega.

Elektromagnit to'lqin intensivligi:

Elektromagnit to'lqinin shunchaki tarqalishi emas, uning qanchalik shiddat bilan, intensiv ravishda tarqalayotgani muhimdir. Ana shu maqsadda elektromagnit to'lqining intensivligi tushunchasi kiritiladi.

Elektromagnit to'lqining tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar birlik yuzadan birlik vaqtida ko'chib o'tuvchi elektromagnit to'lqini energiyasiga elektromagnit to'lqin intensivligi deb ataladi. Boshqacha aytganda, intensivlik birlik yuzadan o'tuvchi elektromagnit to'lqin quvvatidir.

Elektromagnit to'lqin intensivligi quyidagicha bo'ladi:

$$I = \frac{W}{St} = \frac{P}{t} \quad \left[\frac{Vt}{m^2} \right]$$

yoki

$$I = \omega \cdot c \quad \left[\frac{Vt}{m^2} \right]$$

Bu yerda: S – elektromagnit to'lqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar holda joylashgan ixtiyoriy shakldagi kontur yuzasi, W – yuzadan o'tgan to'lqin energiyasi, t – energiya o'tish vaqt, ω – energiya oqim zichligi, $[\omega] = [J/m^3]$.

Umov-Poynting vektori:

Elektrmagnit maydoni elektr zaryadlari yoki tokli o'tkazgichlarsiz ham mavjud bo'ladi. Faqat, bunda elektromagnit maydoni o'zini to'lqin tarzida namoyon qilib atrofga $c = 3 \cdot 10^8 m/s$ ga teng tezlikda tarqalib ketadi. Elektromagnit maydoni energiyaga ega ekan, elektromagnit to'lqini ham tarqalganda o'zi bilan elektr va magnit maydonlari energiyasini eltadi. Oldingi boblarda elektr va magnit maydoni energiyalari zichliklari quyidagi

$$\omega_e = \frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2}, \quad \omega_m = \frac{\mu \mu_0 H^2}{2}$$

ekanligi bilan tanishgan edik. Elektromagnit to'lqini tarqalganda bu energiyalar birqalikda tarqaladi, ya'ni elektromagnit maydon energiyasi elektr va magnit maydon energiyalari yig'indisiga tengdir.

$$\omega = \omega_e + \omega_m = \frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu \mu_0 H^2}{2}$$

Tebranish konturida elektr va magnit maydon energiyalari davrida ravishda bir-biriga aylanib turishini eslasak, elektr va magnit maydon energiyalari o'zarlo tengligi kelib chiqadi.

$$\omega = \omega_e + \omega_m = 2\omega_e = 2\omega_m, \quad \text{yoki} \quad \omega = \epsilon \epsilon_0 E^2 = \mu \mu_0 H^2$$

Bundan esa

$$\sqrt{\omega} = \sqrt{\epsilon \epsilon_0} E = \sqrt{\mu \mu_0} H$$

Kelib chiqadi. Energiya zichligini quyidagicha ifodalash ham mukin:

$$\omega = \sqrt{\omega} \cdot \sqrt{\omega} = \sqrt{\epsilon \epsilon_0} E \cdot \sqrt{\mu \mu_0} H = \sqrt{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0} EH$$

Biz $\vartheta = \frac{c}{n} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ formula bilan tanishmiz. Shuning uchun yuqoridagi formula quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\omega = \frac{EH}{\vartheta}$$

Natijada, biz energiya oqim zichligi deb ataluvchi ushbu formulaga ega bo'lamiz:

$$S = \omega \vartheta = EH \quad \left[\frac{Vt}{m^2} \right]$$

Elektromagnit to'lqining tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar birlik yuzadan birlik vaqtida ko'chib o'tuvchi elektromagnit to'lqini energiyasiga energiya oqim zichligi deb ataladi.

Elektromagnit to'lqin intensivligi $I = \frac{W}{St}$ ni esga olsak, intensivlik va energiya oqim zichligi ayni bir narsa ekan.

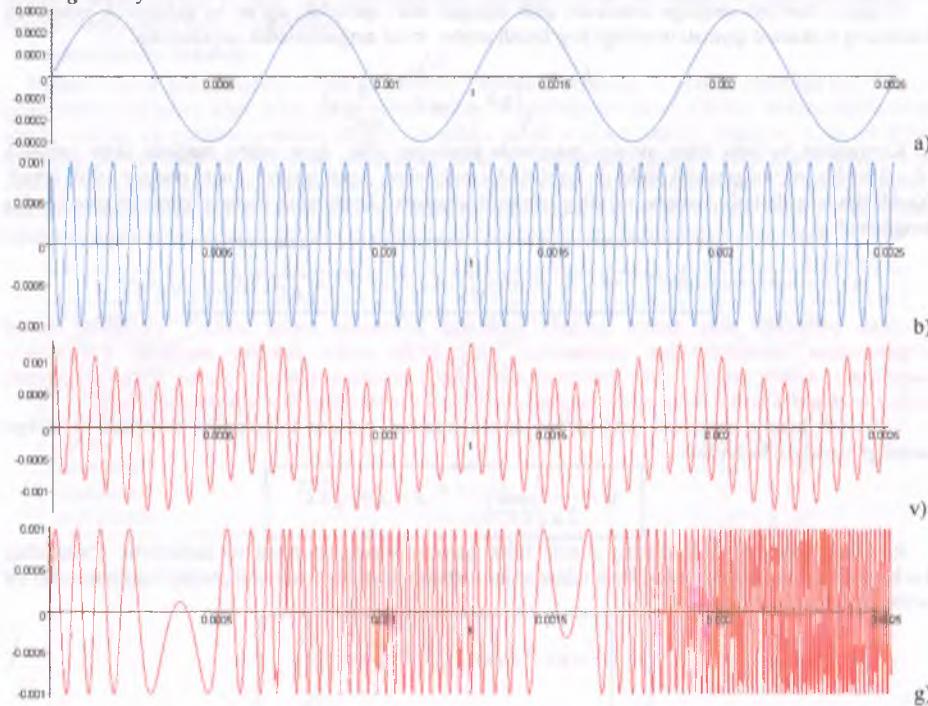
\vec{E} va \vec{H} vektorlari o'zaro va to'lqin tarqalishg yo'nalishiga perpendikulyardir. Boshqacha aytganda, \vec{E} va \vec{H} vektorlari va to'lqin tarqalish yo'nalishi bilan o'ng vint hosil qiladi. SHundan foydalani, energiya oqim zichligini vektorli ko'rinishda ham yozish mukin bo'ladi.

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$$

Energiya oqim zichligi vektori tushunchasini birichi bo'lib 1874-yilda rus olimi N.A.Umov umumiy holda to'lqinlar uchun kiritgan edi. Bu tushunchani 1884-yilda ingliz fizigi J.G.Poynting xususiy holda aynan elektromagnit to'lqinlari uchun qo'llagan. Shuning uchun energiya oqim zichligi vektorini **Umov-Poynting vektori** deb yuritiladi.

Radioaloqa, televideniya va radiolatsiya haqida tushuncha:

Ma'lumki, tovush to'lqinlari tebranishlari $20 - 20000\text{ Gs}$ oralig'ida bo'lib, radioaloqada foydalilanidigan $10^4 - 10^{11}\text{ Gs}$ chastotalardan ko'ra $10^3 - 10^7$ marta kichikdir. Vibrator nurlaydigan elektromagnit to'lqin energiyasi chastotaning 4-darajasiga proporsionaldir ($\omega \sim v^4$). Shu sababi tovush to'lqini elektr signallariga aylantirilganda u deyarli nurlanmaydi, tarqalmaydi. Elektromagnit to'lqini nurlanishi uchun esa past chastotali tovush signallini yuqori chastotali tebranishlari bilan qo'shiladi, ya'mi modulyasiyalanadi. Bunda hosil bo'lgan tebranishlarni **modulyasiyalangan tebranishlar**, tovush tebranishlarini **modullovchi tebranishlar**, yuqori chastotali elektr tebranishlarini esa **eltuvchi tebranishlar** deb ataladi. Past chastotali tovush tebranishlari bilan modulyasiyalangan radioto'lqining **radiosignal** deyiladi.



3.4.10.6-rasm

Agar modulyasiyalash natijasida tebranish amplitudasi o'zagarsa, amplituda modulyasiyasi, chastota o'zgarsa, chastota modulyasiyasi hosil bo'ladi. 3.4.10.6-a,rasmida past chastotali tovush tebranishlari, 3.4.10.6-b,rasmida yuqori chastotali elektr tebranishlari hamda 3.4.10.6-v,g,rasmida esa amplitudasi va chastotasi modulyasiyalangan tebranishlar tasvirlangan.

Radioto'lqinlar *qa'bul qilgich (priyomnik)* deb ataladigan maxsus qurilmalar yordamida tutiladi va tovush signallariga aylantiriladi. Lekin, bunda yuqori chastotali tovush signalini inson qulog'i eshitmaydi. Shu boisdan ham bu signallar ichidan past chastotali tovush signalari ajratib olinadi, ya'ni modulyasiyalashga teskar iish amalga oshiriladi.

Q'a'bul qilgichlar yordamida modulyasiyalangan tebranishlardan past chastotali tovush tebranishlarini ajratib olish usuliga *detektorlash* deb ataladi.

Radioaloqadan radioeshtittirishlarni uzatishda va turli ovozli aloqalarda foydalanilsa, televideniyadan esa tasvirlarni uzatishda foydalaniladi. Teleko'rsatuvlarda har sekundda 25ta kadr ketma-ket almashib turadi. Lekin, biz buni sezmaymiz. Har bir kadr videosignalga aylantiriladi hamda yuqori chastotali elektr signali bilan qo'shib modulyasiyalani. Bu modulyasiyalashni amalga oshirish uchun esa o'ta yuqori chastotali elektr tebranishlaridan foydalanish kerak bo'ladi. Boshqacha aytganda, eltvuchi tebranish chastotasi ultraqisqa sohaga tegishli bo'lishi kerak bo'ladi. Lekin ultraqisqa to'lqinlari orqali uzatilgan videosignalari Yer sirtida yutiluvchan va ionosfera qatlamidan o'tib ketuvchan xususiyatga ega bo'ladi. Natijada teleko'rsatuvlarni ko'z ko'rish diapozoniga uzatilishi mumkin bo'ladi. Teleko'rsatuvlarni uzoqroq masofalarga uzatish uchun ularni balandroq nuqtalardan – teleminalardan turib uzatiladi. Ostankino teleminorasining balandligi 540 m bo'lib, uni 130 km ga, Toshkent teleminorasining balandligi esa 375 m bo'lib, uni 100 km ga benouson uzatish mumkin.

Radioaloqa va televideniyaning ishslash prinsipi tebranish konturida bo'ladigan rezonans hodisasiiga asoslangan. Uzatkich va q'a'bul qilgichni tebranish konturlaridagi tebranish konturlari ayni bir chastotaga sozlangandagina rezonans hodisasi ro'y beradi.

O'zgaruvchan tok zanjiriga ketma-ket qilib ulangan aktiv qarshilik, sig'im va induktivlik uchun tok kuchining maksimal qiymati orasidagi bog'lanish ushbu avval aytganimizdek quyidagicha:

$$I_{st} = \frac{U_M}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}}$$

Ko'rinishda bo'lishi bilan avvalgi mazularda tanishgan edik. Agar ushbu zanjirda aktiv qarshilik $R = 0$ bo'lib, sig'im qarshilik induktiv qarshilikka tenglashsa, zanjirdagi tok kuchi cheksiz oshib ketadi. Xuddi shu holatda tashqi manba tokining tebranish chastotasi konturning xususiy tebranish chastotasiga tenglashadi.

$$X_C = X_L, \rightarrow \omega L = \frac{1}{\omega C}, \rightarrow \omega = \sqrt{\frac{1}{LC}} = \omega_0$$

Aktiv qarshiliği juda kichik bo'lgan tebranish konturida uning xususiy chastotasi tashqi o'zgaruvchan kuchlanishning chastotasiga teng bo'lib qolsa, tokning majburiy tebranishlar amplitudasi keskin ortadi. Elektr tebranish konturidagi rezonans shundan iborat. Rezonans paytida tashqi kuchlanish fazasi bilan konturidagi tok kuchi fazasi o'rtaqidagi faza siljishi nolga teng.

Tebranish konturi tarqatishi yoki qa'bul qilishi mumkin bo'lgan to'lqinning chastotasi va to'lqin uzunligi quyidagicha bo'ladi:

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}, \quad \lambda = 2\pi c \sqrt{LC}$$

Rezonans paytida tok kuchining o'sishi bilan barobar kondensatordag'i va induktivlik g'altagidagi kuchlanishlar xam keskin ortadi. Bu kuchlanishlar kattaligi jihatidan tenglashib, tashqi kuchlanishdan bir necha marta ortib ketadi.

$$\left\{ \begin{array}{l} U_{M,REZ} = I_{M,REZ} \cdot \frac{1}{\omega C} = I_{M,REZ} \cdot \sqrt{\frac{L}{C}} \\ U_{M,REZ} = I_{M,REZ} \cdot \omega L = I_{M,REZ} \cdot \sqrt{\frac{L}{C}} \end{array} \right.$$

Radiolokatsiya detsimetri radioto'lqinlarning turli jismlar va buyumlar sirtidan qaytishiga asoslangan. Bunda 200 – 300 km masofadagi quyuq tuman ortiga yashiringan yoki qorong'ulikdagi yirik buyumlar, aysbergalar, kema va samolyotlarning turgan o'mi aniqlanadi. Bu maqsadda foydalaniladigan qrilmani *radiolokatorlar* deb ataladi.

Radiolakatordan signallar qisqa-qisqa impulslar tarzida jo'natiladi. Bitta impulsning davomiyligi $\tau \sim 10^{-6}$ s tartibida bo'lib, impulslar oralig'idagi vaqt esa birmuncha kattaroq, ya'ni $T \sim 10^{-3}$ s tartibida bo'ladi. To'siqdan qaytgan impulslar amplitudasi yuborilgan impulsnikidan ancha kichik bo'ladi. Chunki, to'siqqa borib kelguncha to'lqin intensivligi susayib qoladi. Radar ekranidan yuborilgan va qaytgan impulslarni bitta qarashda amplitudalar orasida farqdan bilib olish mumkin bo'ladi.

Radiolakatordan to'siqqacha bo'lgan masofaga *kuzatish chuqurligi* deyiladi. Yuborilgan impuls to'siqdan qaytguncha kuzatish chuqurligidan 2 marta ko'p yo'l o'tadi. Impulsning borib kelish vaqtini bilgan holda kuzatish chuqurligini aniqlash mumkin bo'ladi.

Radardan kuzatuv chuqurligi (ob'ektgachagacha bo'lgan masofa) quyidagicha bo'ladi:

$$R = \frac{c\tau}{2}$$

Bu yerda: τ – impulsning borib kelish vaqt.

Agar radar biror t vaqt ichida N ta impuls nurlasa, bitta impulsning borib kelish vaqt τ va kuzatuv chuqurligi R quyidagicha bo'ladi:

$$\tau = \frac{t}{N}, \quad R = \frac{c\tau}{2} = \frac{ct}{2N}$$

Hozirgi vaqtida radiolokatsiya keng rivojlangan bo'lib, undan faqatgina ko'immay turgan jismalarning o'rmini aniqlash maqsadida foydalaniilmaydi. Undan tashqari tabiat hodisalarini o'rganishda, bulutlar hosil bo'lishi, dovul, bo'ron va turli yog'ingarchiliklarni oldindan aytish va odamlarni ogohlantirishda va boshqa maqsadlarda ham foydalaniлади.

Radioto'lqinlar shkalasi:

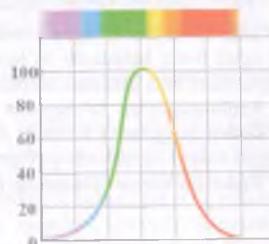
Radioto'lqinlar juda keng dipazonda qo'llaniladi. Ishlatilish sohasiga va qancha masofaga uzatilishiga qarab ularni o'ta uzun, uzun, o'rta, qisqa va ultraqisqa to'lqinlarga bo'linadi. Chunki, radioto'lqinlarning sinish, qaytish va yutilish xossalari to'lqin uzunlikka qarab o'zgarib boradi. Masalan, uzun va o'rta to'lqinlar Yer sirtidan va ionosfera qatlamanida xuddi ko'zgudan qaytgandek ko'p marta qaytib Yer sirtining ko'rinniyadigan sohalariga ham aylanib o'ta olsa, ultraqisqa to'lqinlar esa Yer sirtida yutilib, ionosfera qatlamanid esa o'tib ketadi. Shu boisdan ham ultraqisqa to'lqinlardan faqat ko'rinniyadigan sohalarda foydalanimish mumkin bo'ladi. Radioto'lqinlar diapazoni quyidagi jadvalda keltirilgan.

I-jadval

To'lqin nomi	To'lqinlar diapazoni, m	Chastotalar diapozoni, Gs
O'ta uzun to'lqinlar	10 000 m.dan katta	$3 \cdot 10^4$ dan katta
Uzun to'lqinlar	10 000-1000	$3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^5$
O'rta to'lqinlar	1000-100	$3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^6$
qisqa to'lqinlar	100-10	$3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$
Ultraqisqa to'lqinlar:		
-metrli	10-1	$3 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^8$
-detsimetrlı	1-0,1	$3 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^9$
-santimetrlı	0,1-0,01	$3 \cdot 10^9 - 3 \cdot 10^{10}$
-millimetrlı	0,01-0,001	$3 \cdot 10^{10} - 3 \cdot 10^{11}$

4 – BO‘LIM. OPTIKA

Optika – elektromagnit to‘lqinlarining inson ko‘zi sezadigan qismini o‘rganuvchi fizikaning bir bo‘limidir. Elektromagnit to‘lqinlari radioto‘lqinlar, mikroto‘lqinlar, infraqizil nurlar, oq yorug‘lik, ultrabinafsha nurlar, Rentgen nurlari va gamma nurlardan tashkil topgan bo‘lib, shulardan to‘lqin uzunligi $\lambda = 400 - 760 \text{ nm}$ bo‘lgan nurlar oq yorug‘lik deb ataladi. Oq yorug‘lik inson ko‘ziga tushganda unda ko‘rish tuyg‘usi hosil qiladi. Optika bo‘limida ana shu oq yorug‘lik, uning xususiyatlari, turli moddalar bilan ta’siri va shu bilan bog‘liq turli qonunlar o‘rganiladi.



Ushbu kitobda optika bo‘limini 4 qismga bo‘lib o‘rganamiz.

- 4.1. Fotometriya asoslari
- 4.2. Geometrik optika
- 4.3. Fizik optika
- 4.4. Yorug‘likning kvant tabiatи

4.1. FOTOMETRIYA ASOSLARI

Fotometriya - Yorug‘lik energiyasining o‘lchash usullarini o‘rganuvchi optikaning bir bo‘limi.

Bunda fazoviy burchak, yorug‘lik oqimi, yorug‘lik kuchi, yoritilganlik, ravshanlik kabi yangi tushunchalar o‘rganiladi. Inson miyasining psixofizialogik xususiyati, ya’ni ko‘rish tuyg‘usi bilan baholanadigan yangi kattaliklar kiritiladi.

4.1.1. Mavzu: Yorug‘lik va uning manbalari. Nuqtaviy manba. Fazoviy burchak

Yorug‘lik va uning manbalari:

Qadimgi olimlarning yorug‘lik to‘g‘risidagi tasavvurlari juda sodda edi. Ular ko‘zdani juda kichik maxsus paypaslagichlar chiqadi va narsalarni borib paypaslaganlarida ko‘rish tuyg‘usi hosil bo‘ladi deb hisoblaganlar. Hozirda esa yorug‘lik ko‘zimizga tushganda miyada ko‘rish tuyg‘usi hosil bo‘lishi natijasida narsalarni ko‘rishimiz hech kimga sir emas. Agar jism biror yorug‘lik manbaidan yoki biror sirtdan ko‘zimizga tushmas ekan, biz manbani va narsalarni ko‘rishimiz mumkin emas.

Yorug‘likning tabiatи qanday degan savolga javob tariqasida XIIlasarda deyarli bir vaqtدا bir-biriga mutlaqo zid bo‘lgan ikki nazariya paydo bo‘ldi. Bu nazariyalardan biri Nyuton nomi bilan, ikkinchisi esa Gyugens nomi bilan bog‘liq edi. Nyuton yorug‘likning korpuskulyar nazariysi ijodchisi edi. Uning nazariyasiga ko‘ra yorug‘lik – manbadan har tarafga sochiluvchi korpuskulalar (zarralar)dan iborat. Gyugensning tasavvuriga ko‘ra esa hamma narsani, olamni qamragan va barcha jismlarga singib kirgan alohida faraziy *efir* deb nomlangan elastik muhit mavjud bo‘lib, yorug‘lik ana shu efirda tarqaladi (xuddi mehanik to‘lqinlar elastik muhitda tarqalgani kabi). Ikkala nazariya ham uzoq vaqt bir-birining ustidan g‘olib chiqsa olmadi, faqat Nyutonning obro‘sigina ko‘philik olimlarni o‘z tomonga og‘dirishga sabab bo‘ldi. Yorug‘likning to‘g‘ri chiziq bo‘ylab tarqalishi va bunda aniq soyalar hosil bo‘lishini korpuskulyar nazariya yaxshi tushuntirib bera oldi. Ammo ikkita yorug‘lik dastasi kesishganda ular bir-biriga xalaqit bermasdan va sochilmasdan to‘g‘ri chiziqdan og‘ishmasligi sababini to‘lqin nazariya yaxshi tushuntirib bera oldi. XX asrning boshlariga kelibgina yorug‘likning asl tabiatи, *korpuskulyar-to‘lqin dualizmi* yaratildi. Unga ko‘ra yorug‘lik to‘lqin va zarra xususiyatlarini o‘zida jamlagan materianyaning bir ko‘rinishidir.

Hozirgi zamonaviy tasavvurlarga ko‘ra elektromagnit nurlanishlari juda keng diopazonda bo‘lib, bu nurlanishlarning inson ko‘zi ko‘radigan qismi yorug‘lik deb yuritiladi. Yorug‘likni ba‘zida ko‘rinadigan nurlar yoki oq yorug‘lik deb ham atashadi.

Yorug‘lik nurlanishi elektromagnit nurlanishning ko‘rish tuyg‘usi bilan baholanadigan qismini tashkil qiladi.

Zamonaviy tasavvurlarga ko‘ra biror temperaturadagi har qanday jism o‘zidan elektromagnit nurlari chiqaradi, va bu nurlarni past temperaturalarda ko‘rmaymiz. Jismni isitgan sari qizarib borishini bilamiz. Demak, har qanday isitilgan jism yorug‘lik manbai bo‘lishi mumkin. Yorug‘lik manbalariga ko‘plab misollar keltirish mumkin. Masalan, pechka, plita, sham, elekrolampa, Quyosh, Oy va yulduzlar.

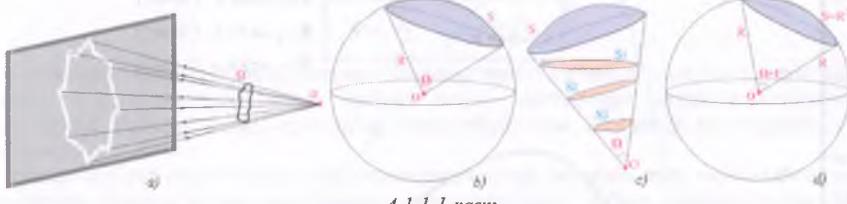
Nuqtaviy manba:

Yorug'lik manbalari odatda barcha yo'nalishlar bo'ylab bir tekis yorug'lik chiqarmaydi. Agar manbaning o'lchami yorug'lik ta'siri baholanayotgan masofadan ancha kichik bo'lsa, bunday yorug'lik manbasini nuqtaviy manba deyish mumkin. Undan tashqari nuqtaviy manbalar barcha yo'nalishlar bo'yicha bir tekis yorug'lik tarqatadi deb hisoblanadi. Masalan, yulduzlar bizdan juda olsida bo'lgani tufayli o'lchamlari nihoyatda katta bo'lishiiga qarmasdan nuqtaviy manbaning eng yaxshi modelidir. Nuqtaviy manba ham xuddi fizikada qa'b ul qilingan boshqa (moddiy nuqta, ideal gaz, absalyut qattiq jism, absalyut qora jism) modellari kabi ideallashtirilgan modeldir.

Yorug'lik manbaidan kuzatilayotgan nuqtagacha masoфа ortib borgan sari manba nuqtaviy manbaga yaqinlashib boradi. Agar kuzatilayotgan nuqtagacha masoфа manba o'lchamlaridan 10 martadan ko'prod ortiq bo'lsa, manbani nuqtaviy deb hisob-kitob qilish ishni osonlashtiradi va yo'l qo'yilgan xatolik uncha katta bo'lmaydi. Masalan, 25sm radiusli yorug'lik tarqatuvchi sharni nuqtaviy deb faraz qilsak, shar sirtidani 50 sm masofadagi nuqta uchun xatolik 25%, 2m masofadagi nuqta uchun 1,5%, 5m masofadagi nuqta uchun esa 0,25%dan oshmaydi.

Fazoviy burchak:

Devordan shakli istalgancha qilib yuzacha chizaylik, va bu yuzachani chegaralovchi egri chiziq nuqtalarini yuzachadan uzozroqda joylashgan O nuqta bilan tutashtiraylik. Bu chiziqlar fazoda konus shaklidagi soha hosil qiladi. Fazoning bunday sohasini **fazoviy burchak** deb ataladi va Ω bilan belgilanadi (4.1.1.1,a-rasm). Markazi O nuqtada bo'lgan R radiusli sfera bor deb faraz qilaylik. Fazoviy Ω burchak sferadan yuzasi S bo'lgan segment ajratadi.



4.1.1.1-rasm

Segment yuzining sfera radiusi kvadratiga nisbatiga teng kattalik fazoviy burchakning kattaligini beradi (4.1.1.1,b-rasm).

$$\Omega = \frac{S}{R^2}$$

Agar S yuza sfera markazidan Ω fazoviy burchak ostida ko'rinsa, S yuzani tutib turuvchi konus ichida olingan ixtiyoriy $S_1, S_2, S_3, \dots, S_n$ yuzalar ham sfera markazidan o'sha Ω fazoviy burchak ostida ko'rinnadi (4.1.1.1,c-rasm).

Fazoviy burchak yassi burchakdan farqli ravishda steradian(sr)larda o'lchanadi.

Sferadan radius kvadratiga teng yuza ajratuvchi fazoviy burchak $1sr$ fazoviy burchak deyiladi.

$$\Omega = \frac{S}{R^2} = \frac{1 M^2}{1 M^2} = 1 [sr]$$

Nuqta atrofidagi butun fazoni qamrovchi to'liq fazoviy burchak quyidagicha bo'ladi:

$$\Omega = \frac{S}{R^2} = \frac{4\pi R^2}{R^2} = 4\pi [sr]$$

4.1.2. Mavzu: Elektromagnit nurlanish. Yorug'lik oqimi. Yorug'lik kuchi

Elektromagnit nurlanish:

Oldingi boblarda biz tebranish konturi yordamida radioto'lqinlar hosil qilinishini ko'rgan edik. Radioto'lqin uzun to'lqinlari elektromagnit to'lqinidir. Hozirgi zamonaviy hisob-kitoblarga binoan elektromagnit to'lqinlarini har qanday qizigan jism nurlashi mumkin ekan.

Har qanday jism sirtiga nur tushganda uning qandaydir qismi yutilsa, qolgan qismi qaytariladi. Sirtiga tushgan elektromagnit to'lqinining hammasini yutuvchi jismiga **absalyut qora jism**, hammasini qaytaruvchi jismga esa **absalyut oq jism** deyiladi. Tabiatda absalyut oq jism ham, absalyut qora jism ham

yo'q. Shuning uchun odamlar yozda isib ketmaslik uchun oqish kiyim, qishda esa soviq qotmaslik uchun qoramtiq kiyimlar kiyishadi. Har qanday jism unga tushayotgan nurlarning qandaydir qismini yutsa, qolgan qismini qaytaradi. Qaysi jism tushayotgan nurlarning ko'proq'ini yutsa, o'sha jism qoraroq hisoblanadi. Tabiatda eng qora jism – qora kuya uchun $\lambda=400-760$ nm to'lqin uzunlikli nurlarning 99%ini yutadi. Jism nurlayotgan elektromagnit to'lqin energiyasi to'lqin uzunlik va temperaturaga bog'liq ekan.

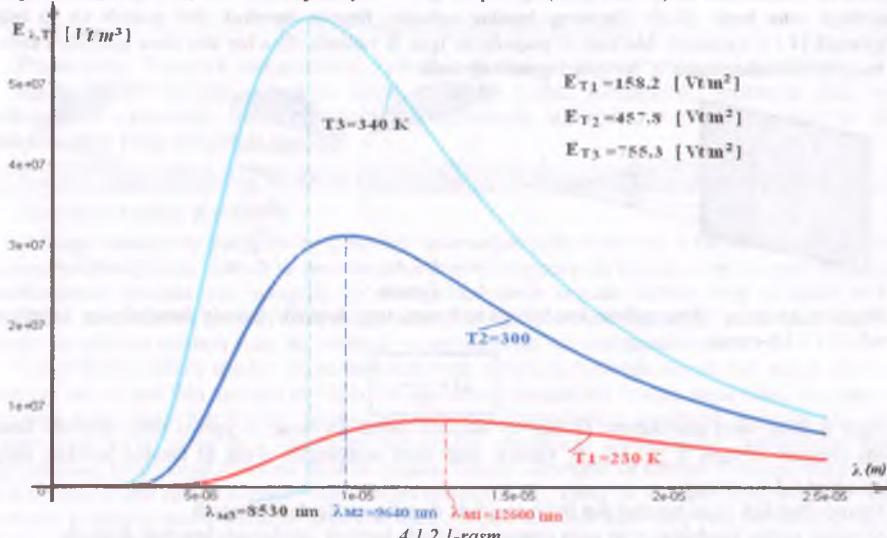
Sirtning 1m^2 yuzasidan chiqayotgan elektromagnit nurlanish qvvatiga sirtning nur chiqarish qobiliyati deyiladi.

Absalyut qora jism qiziganda boshqa jismalarga ko'ra ko'proq elektromagnit to'lqinlari nurlar ekan. Stefan-Bolsman qonuniga ko'ra absalyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyati temperaturaning to'rtinchi darajasiga bog'liq ravishda ortadi.

$$E_T = \sigma \cdot T^4 \left[\frac{Vt}{m^2} \right]$$

Bu erda: $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \left[\frac{Vt}{m^2 K^4} \right]$ – Stefan-Bolsman doimiysi bo'lib, tajribalar asosida topilgan.

Stefan va Bolsmanlar absalyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining λ ga bog'liqlik grafigini turli temperatura ($T_1 < T_2 < T_3$) lar uchun tajriba yo'li bilan aniqladilar (4.1.2. 1-rasm).



Bu tajribadan quyidagi 2ta xulosa kelib chiqadi:

- Absalyut qora jismning nurlanishi uzlucksizdir.
- Har bir temperaturaga oid bo'lgan nurlanishing energetik taqsimotini ifodalovchi egri chiziqda aniq bita maksimum mavjud bo'lib, u temperatura oshgan sari qisqa to'lqinli sohaga siljiydi.

Vinning siljish qonunuiga ko'ra esa absalyut qora jism nur chiqarish qibiliyatining maksimumiga mos keluvchi λ_M to'lqin uzunlikning absalyut temperaturaga ko'paytmsi o'zgarmas kattalikdir.

$$\lambda_M \cdot T = b$$

Bu erda: $b = 2,898 \cdot 10^{-3} / m \cdot K$ – Vin doimiysi.

Yuqoridaq rasmdan ko'rinishicha, T qancha yuqori bo'lsa, λ_M shuncha kichraya boradi.

Yuqoridaq tajriba yo'li bilan topilgan grafikning qaysi qonuniyatga bo'yusunishi haqida olimlar ko'p bosh qotirishdi. Plank o'zining gipotezasiga asoslanib va statistik fizika qonunlaridan foydalananib absalyut qora jism nur chiqarish qibiliyati uchun quyidagi formulani hosil qildi.

$$E_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k T}} - 1} \left[\frac{Vt}{m^2} \right]$$

Plank formulasi asosida hosil qilingan qiymatlar tajribada topilgan qiymatlar bilan to'lqin uzunligining barcha sohasida ustma-ust tushdi. Bu formula T temperaturadagi absalyut qora jismning $1m^2$ sirtidan λ to'lqin uzunlikli elektromagnit nurlanishining quvvatini bildiradi.

Yuqoridagi rasmdan ko'rindiki, taxminan xona temperaturasidagi ($t = 27^\circ C$) absalyut qora jismning har $1m^2$ sirtidan har sekundda jami $457,8 J$ ga teng elektromagnit nurlanishi chiqar ekan. Bunda maksimumga to'g'ri keluvchi to'lqin uzunlik $\lambda = 10^{-5} m = 10\,000 nm$ ga teng bo'lib, to'lqin uzunligi $\lambda = 400 - 760 nm$ ga teng nurlanislarni esa rasmdan ilg'ab bo'lmaydi. Hisob-kitoblarga asosan bu temperaturada absalyut qora jismning birlik sirtidan har sekundiga taxminan $10^{-19} J$ ga teng yorug'lik nurlanlar ekan. Buni esa ko'z yordamida umuman ilg'ab bo'lmaydi. Ana shuning uchun ham past temperaturalarda jismlar sirtidan chiqayotgan nurlanislarni ilg'ab bo'lmaydi. Jismni qizdirib borish bilan u qizara boshlaydi, yuqori temperaturalarda qip-qizil tusga kiradi, o'ta yuqori temperaturalarda (masalan, payvand, gaz gorelkasi) esa ko'kish yoki binafsha tuslarga kiradi.

Yorug'lik oqimi:

Boshqa to'lqinlar kabi elektromagnit nurlanish ham biror muhitda tarqalayotganida bir nuqtadan boshqa nuqtaga energiya olib o'tadi. Agar elektromagnit to'lqinlar manbaidan biror masofada ixtiyoriy yuzachani fikran ajratsak, bu yuzachadan vaqt birligida biror nurlanish energiyasi o'tadi.

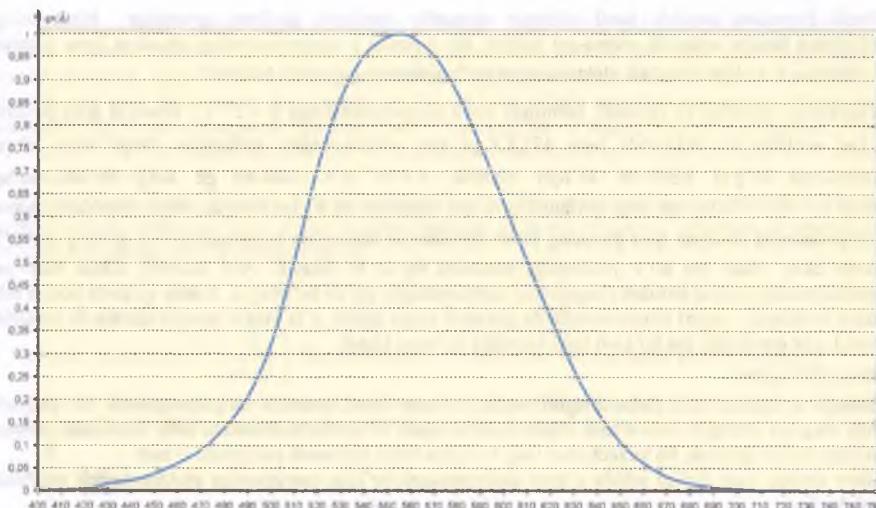
Biror sirdan vaqt birligi ichida o'tgan elektromagnit to'lqin energiyasiga *elektromagnit nurlanish oqimi* deyiladi.

$$\Phi = \frac{W}{t} \quad [J/s = Vt]$$

Elektromagnit nurlanish oqimi quvvatning o'lchamiga egadir. Bu erda W – sirt orqali o'tuvchi to'lqin uzunligi $0 \leq \lambda \leq \infty$ oraliqda bo'lgan bo'lgan barcha elektromagnit to'lqinlar (radioto'lqinlar, mikroto'lqinlar, infraqizil nurlar, oq yorug'lik, ultrabinafsha nurlar, Rentgen nurlari va gamma nurlar) energiyasidir.

Optikada bizni sirt orqali o'tuvchi to'liq elektromagnit to'lqin energiyasi emas, balki bu elektromagnit to'lqinlarning bevosita ko'zga ta'sir etadigan qismi qiziqitiradi. To'lqin uzunligi $\lambda = 400 - 760 nm$ oraliqda bo'lgan nurlar oq yorug'lik (ko'rindigan nurlar) deb ataladi. Oq yorug'lik inson ko'ziga tushganda unda ko'rish tuyg'usi hosil qildi. Lekin, ko'zga ko'rinvuchi nurlarning barchasi bir xil ko'rish tuyg'usi hosil qilmaydi. Binda oq yorug'likning har bir tor oraliqlari uchun bir xil quvvatga ega spektrlar olish imkoniyati bo'lsin. Bu spektrlar inson ko'ziga tushganida, ularning barchasi birdek sezgirlik uyg'otmas ekan. Shulardan $\lambda = 555 nm$ ($\nu = 540 TGs$) to'lqin uzunlikdagi yashil nurlarni inson ko'zi juda yaxshi sezar ekan.

Keling, quvvati $P = IVt$ bo'lgan lampa faqat $\lambda = 555 nm$ to'lqin uzunlikdagi yashil nurlar chiqaryapti deb faraz qilaylik. Ana shu yashil nurlar ko'zda hosil qilgandek ko'rish tuyg'usini hosil qilish uchun $\lambda = 610 nm$ uzunlikdagi qizg'ish to'lqin chiqaruvchi lampaning quvvati $P = 2Vt$, $\lambda = 495 nm$ uzunlikdagi havorang to'lqin chiqaruvchi lampaning quvvati esa $P = 4Vt$ bo'lishi kerak ekan. Ko'z sezgirligining to'lqin uzunligiga bog'liqligini baholash maqsadida tajribalarga asoslangan holda yangi sezgirlik koeffitsienti $\phi(\lambda)$ degan kattalik kirgizamiz. Sezgirlik koeffitsientining qiymati eng yaxshi ko'rinvuchi yashil ($\lambda = 555 nm$) nur uchun $\phi(\lambda) = 1$ bo'lib, qolgan barcha nurlar uchun $\phi(\lambda) < 1$ bo'ladi, jumladan $\lambda = 610 nm$ uzunlikdagi qizg'ish to'lqin uchun $\phi(\lambda) = 0,5$ ga, $\lambda = 495 nm$ uzunlikdagi havorang to'lqin uchun $\phi(\lambda) = 0,25$ ga teng bo'ladi. Sezgirlik koeffitsientining to'lqin uzunligiga bog'lanish grafigi *sezgirlik egri chizig'i* deyiladi. Sezgirlik egri chizig'i 4.1.2.1-rasmda tasvirlangan bo'lib, son qiymatlari esa 1-jadvalda berilgan.



4.1.2.2-rasm

I-jadval

λ, nm	φ_λ						
400	0,0004	495	0,260	590	0,757	685	0,0126
405	0,0007	500	0,323	595	0,694	690	0,0082
410	0,0012	505	0,408	600	0,631	695	0,0060
415	0,0024	510	0,503	605	0,567	700	0,0041
420	0,004	515	0,605	610	0,503	705	0,0031
425	0,009	520	0,710	615	0,442	710	0,0021
430	0,016	525	0,786	620	0,381	715	0,00155
435	0,019	530	0,862	625	0,343	720	0,00105
440	0,023	535	0,914	630	0,265	725	0,00078
445	0,030	540	0,954	635	0,220	730	0,00052
450	0,038	545	0,978	640	0,175	735	0,00038
455	0,047	550	0,995	645	0,140	740	0,00025
460	0,06	555	1,000	650	0,107	745	0,00018
465	0,074	560	0,995	655	0,083	750	0,00012
470	0,091	565	0,977	660	0,061	755	0,00009
475	0,113	570	0,952	665	0,046	760	0,00006
480	0,139	575	0,918	670	0,032	765	0,00003
485	0,170	580	0,870	675	0,024	770	0,00001
490	0,208	585	0,816	680	0,017		

Yorug'lik energiyasini baholash uchun alohida kattalik – *yorug'lik oqimi* kiritilgan.

Biror sirt orqali vaqt birligidi o'tadigan va ko'rish sezgisi bilan baholanadigan yorug'lik energiyasiga yorug'lik oqimi deb ataladi.

Boshqacha aytganda, yorug'lik oqimi yorug'lik nurlarining biz ko'zimiz bilan baholaydigan quvvatidir. Yorug'lik oqimi biror asbob bilan qayd etiladigan yoki o'chanadigan kattalik bo'lmasdani, balki inson miyasining psixofiziologik xususiyati, ya'ni ko'rish tuyg'usi bilan baholanadigan kattalikdir. Shuning uchun bu kattalik quvvat birligi Vt larda emas, balki yangi kattalik $lyumen(lm)$ larda o'chanadi. Endi quvvat birligi Vt hamda yorug'lik oqimi birligi lm orasida bog'lanishni aniqlashimiz kerak.

Hisob-kitoblarning ko'rsatishicha ko'rinvchanligi $\varphi(\lambda) = 1$ ga teng bo'lgan tor diapozondagi yashil ($\lambda = 555 \text{ nm}$) nur dastasining quvvati $P = 1Vt$ bo'lganda, bu yorug'lik oqimi $\Phi = 683 \text{ lm}$ ga teng bo'lar ekan. Xuddi shunday quvvatlari bir xil $P = 1Vt$ bo'lgan $\lambda = 610 \text{ nm}$ uzunlikdagi qizg'ish nur $\Phi = 0,5 \cdot 683 \text{ lm} = 343,5 \text{ lm}$ ga teng, $\lambda = 495 \text{ nm}$ uzunlikdagi favorang nur esa $\Phi = 0,25 \cdot 683 \text{ lm} = 170,75 \text{ lm}$ ga

teng yorug'lik oqimi hosil qilar ekan. Boshqacha qilib aytganda, $\Phi = 1 \text{ lm}$ ga teng aynan bir xil yorug'lik oqimi hosil qilish uchun yashil nuring quvvati $P = \frac{1}{683} V_l = 0,01464 V_l$ ga teng, qizg'ish nuring quvvati

$P = \frac{1}{0,5} \cdot \frac{1}{683} V_l = 0,02928 V_l$ ga teng, havorang nuring quvvati esa $P = \frac{1}{0,25} \cdot \frac{1}{683} V_l = 0,05856 V_l$ ga teng bo'lish kerak.

Maksimal ko'rinvchan yashil ($\lambda = 555 \text{ nm}$) nur dastasi yordamida 1 lm ga teng yorug'lik oqimi hosil qilish uchun kerak bo'lgan quvvatga **yorug'likning mexanik ekvivalenti** deyiladi.

$$A = \frac{1}{683} \left[\frac{V_l}{\text{lm}} \right] = 0,01464 \left[\frac{V_l}{\text{lm}} \right]$$

Agar quvvati P bo'lgan yorug'lik manbai to'lqin uzunligi λ bo'lgan monoxromatik nurlar chiqarayotgan bo'lsa, bu yorug'likning oqimi quydigicha bo'ladi.

$$\Phi = \varphi(\lambda) \cdot \frac{P}{A} = 683 \varphi(\lambda) \cdot P \quad [\text{lm}]$$

Quvvatlari $P_1, P_2, P_3, \dots, P_n$ bo'lgan bitta joyda turgan yorug'lik manbalari mos ravishda uzunliklari $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_n$ bo'lgan ko'rinvchi monoxromatik to'lqinlar nurlayotgan bo'lsa, bu manbalar hosil qilgan natijaviy yorug'lik oqimi quydigicha bo'ladi:

$$\Phi_{nat} = 683 (\varphi_1 P_1 + \varphi_2 P_2 + \varphi_3 P_3 + \dots + \varphi_n P_n) = 683 \sum_{i=1}^n \varphi_i P_i \quad [\text{lm}]$$

Tabiiy yorug'lik manbaining tarkibida $0 \leq \lambda \leq \infty$ oraliqda bo'lgan bo'lgan barcha elektromagnit to'lqinlar, shuningdek $\lambda = 400 - 760 \text{ nm}$ uzunlikdagi ko'rinvchi nurlar ham bor. Tabiiy yorug'lik manbai hosil qilgan yorug'lik oqimini topish uchun ko'rinvchi to'lqinlarni $d\lambda$ qalillikdagi elementar tasmalarga bo'lamiz. Manbaning ichtiyoriy λ va $\lambda + d\lambda$ oraliqdagi qismining nurlanish qobiliyatini $E_\lambda = \frac{\partial P}{\partial \lambda}$, uning sezgirlik koefitsienti φ , elementar nurlanish quvvati $dP = E_\lambda d\lambda = \frac{\partial P}{\partial \lambda} d\lambda$ va elementar yorug'lik oqimi $d\Phi = 683 \varphi dP = 683 \varphi \frac{\partial P}{\partial \lambda} d\lambda$ bo'lsin. Buni $\lambda = 400 - 760 \text{ nm}$ oraliqda integrallash orqali tabiiy yorug'lik manbai hosil qilgan to'la yorug'lik oqimini topish mumkin.

$$\Phi = \int_{400 \text{ nm}}^{760 \text{ nm}} d\Phi = 683 \int_{400 \text{ nm}}^{760 \text{ nm}} \varphi E_\lambda d\lambda = 683 \int_{400 \text{ nm}}^{760 \text{ nm}} \varphi \frac{\partial P}{\partial \lambda} d\lambda$$

Yorug'lik kuchi:

Real yorug'lik manbalari turli yo'nalishlarda turlicha oqim tarqatadi. Yorug'lik manbai chiqarayotgan yorug'lik oqimining nurlanish yo'nalishiga bog'liqligini xarakterlash uchun yorug'lik kuchi degan yangi kattalik kiritiladi.

O'chamlari kichik bo'lgan manbaning yorug'lik kuchi shu manbaning berilgan yo'nalishda birlik fazoviy burchak ichida tarqatayotgan yorug'lik oqimiga miqdor jihatidan teng kattalikdir.

$$J = \frac{\Phi}{\Omega}$$

Yorug'lik manbaining biror yo'nalishdagi yorug'lik kuchini aniqlashda juda kichik $d\Omega$ fazoviy elementar $d\Phi$ yorug'lik oqimi o'lchanada va hisoblanadi.

$$J = \frac{d\Phi}{d\Omega}$$

Tabiiy yorug'lik manbalarida barcha yo'nalishlar bo'yicha turlicha yorug'lik tarqaladi. Demak, turli yo'nalishlarda yorug'lik kuchi ham turlicha bo'ladi. Bundan keyin masalalar echishda yorug'likning barcha yo'nalishdagi kuchi bir xil bo'ladi deb hisoblaymiz.

Agar yorug'lik manbasi barcha yo'nalish bo'yicha bir xil yorug'lik tarqatsa, bu manbaning butun fazo bo'yicha o'rtacha sferik kuchi quydigicha bo'ladi:

$$J = \frac{\Phi}{4\pi}$$

SI sistemasida yorug'lik kuchining o'lchov birligi kandela bo'lib, bu asosiy o'lchov birligi hisoblanadi.

1-ta'rif: $v=540 \text{ TGs}$ (yoki $\lambda=555 \text{ nm}$) chastotali monoxromatik nurlanish chiqarayotgan manbadan yorug'lik tarqalish yo'nalishida 1 st fazoviy burchakdan 1s. vaqtida 1/683 J yorug'lik energiyasi o'tsa, bu yorug'likning kuchi 1kd deb qa'bul qilingan.

2-ta'rif: Erigan platinaning qotish temperaturasida (2046,6 K) 1/60 sm² yassi sirtidan perpendikulyar ravigishda hosil qiladigan yorug'lik kuchiga 1 kandela (kd) bo'ladi.

Demak, 1sr fazoviy burchak ichida 1lm yorug'lik oqimi tarqalayotgan bo'lsa, yorug'lik manbasining kuchi 1kd ga teng bo'ladi deyish mumkin.

1 Vt elektr quvvatiga to'g'ri kelgan yorug'lik oqimiga lampanning yorug'lik berishi deyiladi.

$$k = \frac{\Phi}{P} \quad \text{yoki} \quad k = \frac{\varphi(\lambda)}{A} = 683 \cdot \varphi(\lambda)$$

Masalan, 100Vt quvvatli elektrolampa 100 kd.ga yaqin o'rtacha yorug'lik kuchiga ega bo'lib, lampanning atrofga beradigan yorug'lik oqimi $\Phi = 4 \cdot 3,14 \cdot 100 \text{ kd} = 1256 \text{ lm}$ ga teng bo'ladi. Yorug'lik berishi esa $k = 1256 \text{ lm} / 100 \text{ Vt} = 12,56 \text{ lm/Vt}$ ga teng bo'ladi. Quyidagi jadvalda har xil quvvatga ega bo'lgan cho'g'lanma lampalarning yorug'lik berishi keltirilgan.

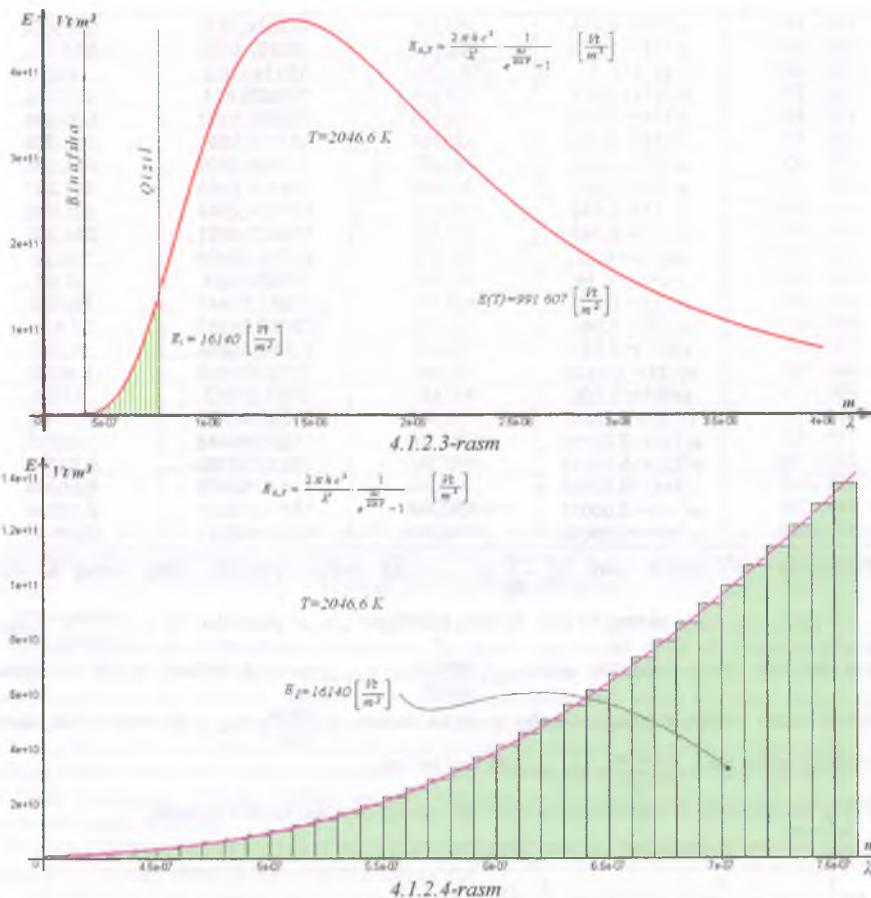
2-jadval

Quvvati, Vt	To'la yorug'lik oqimi, lm	Yorug'lik berishi, lm/Vt	Yorug'likning o'rtacha sferik kuchi, sham
15	124	8,25	10
25	225	9,00	18
40	380	9,50	30
60	645	10,75	51
100	1275	12,75	103
150	2175	14,50	173
200	3050	15,25	243
300	4875	16,25	388
500	8725	17,45	695
1000	19000	19,00	1530

Cho'g'lanma lampalarning yorug'lik berishi juda past, shuningdek FIK ham juda past taxminan $\eta = 5 - 6\%$ dan oshmaydi. Sarflanayotgan elektr energiyasining katta qismini infraqizil nurlar, ya'ni issiqlik tarzida nurlaydi. Kunduzgi lampalarning yorug'lik berishi va FIK cho'g'lanma lampalarga qaranganda ancha yuqori bo'ladi. Kunduzgi lampalar sarflanayotgan elektr energiyasining asosiy qismini yorug'likka aylantirib beradi. Shuning uchun kunduzgi lampalar cho'g'lanma lampalar kabi qizimaydi.

Yugorida yorug'lik kuchi birligiga berilgan 2-ta'rifda 2046,6 K temperaturadagi platinaning 1/60 sm² yuzasidan tik holda hosil qilgan yorug'lik kuchi ekanligi ta'kidlandi. Bunda qanday elektromagnit nurlanishi va yorug'lik oqimi hosil bo'lishini hisoblab ko'raylik.

Platina sirtini abalyut qora jism deb uning qotish temperaturasida to'la nur chiqarish qobiliyati ($0 < \lambda < \infty$) Stefan-Bolsman qonuniga ko'ra $E_T = 991607 Vt/m^2$ ekanligi topiladi (4.1.2.3-rasm). Shundan $400 \text{ nm} \leq \lambda \leq 760 \text{ nm}$ oraliqdagi ko'rinvuchni nurlarni nurlash qobiliyati esa zamonaviy hisobkitoblarga ko'ra $E_T = 16140 Vt/m^2$ ekanligi aniqlanadi (4.1.2.4-rasm). Demak, platina sirtidan nurlanayotgan jami energyaning taxminan 1,63 % yorug'lik energiyasiga aylanar ekan.



Axborot texnologiyalaridan foydalangan holda to'lqin uzunligi $400 \text{ nm} \leq \lambda \leq 760 \text{ nm}$ bo'lgan ko'rinvuvchi nurlarni eni $\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$ bo'lgan yuzachalarga ajratamiz va har bir yuzacha uchun nur chiqarish qobiliyati, yorug'lik oqimi va sirtning yorug'lik berishi hisoblaymiz.

3-jadval

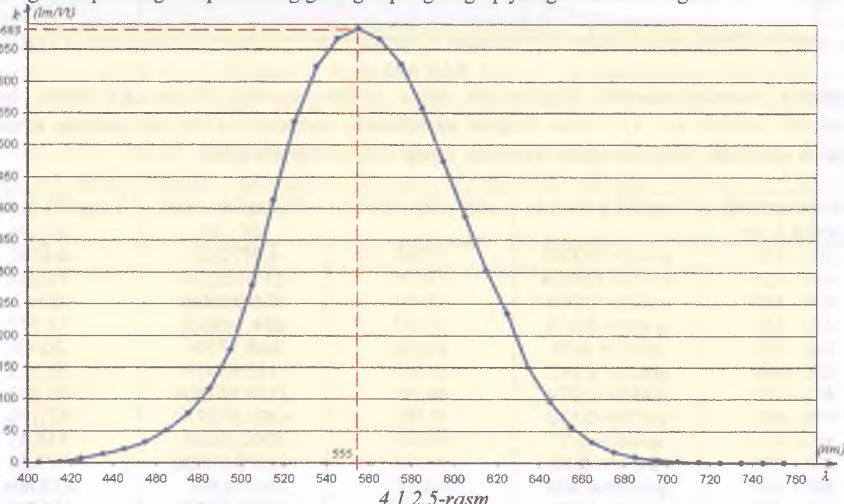
To'lqin uzunlik oraliqi, nm	Sezgirlik k-ti $\phi(\lambda)$	Quvvati $\Delta P, Vt$	Yorug'lik oqimi $\Delta\Phi, lm$	Yorug'lik berishi $k, lm/Bm$
400 – 410	$\phi(405)=0,0007$	9,783	4,6772523	0,4781
410 – 420	$\phi(415)=0,0024$	13,159	21,5702328	1,6392
420 – 430	$\phi(425)=0,009$	17,405	106,988535	6,147
430 – 440	$\phi(435)=0,019$	22,667	294,149659	12,977
440 – 450	$\phi(445)=0,03$	29,096	596,17704	20,49
450 – 460	$\phi(455)=0,047$	36,851	1182,953951	32,101
460 – 470	$\phi(465)=0,074$	46,092	2329,581864	50,542
470 – 480	$\phi(475)=0,113$	56,982	4397,813778	77,179
480 – 490	$\phi(485)=0,17$	69,681	8090,66091	116,11
490 – 500	$\phi(495)=0,26$	84,346	14978,16268	177,58
500 – 510	$\phi(505)=0,408$	101,125	28179,897	278,664
510 – 520	$\phi(515)=0,605$	120,161	49652,32762	413,215
520 – 530	$\phi(525)=0,786$	141,585	76008,20823	536,838

530 – 540	$\phi(535) = 0,914$	165,515	103324,7249	624,262
540 – 550	$\phi(545) = 0,978$	192,054	128287,0786	667,974
550 – 560	$\phi(555) = 1$	221,294	151143,802	683
560 – 570	$\phi(565) = 0,977$	253,306	169028,814	667,291
570 – 580	$\phi(575) = 0,918$	288,146	180665,8131	626,994
580 – 590	$\phi(585) = 0,816$	325,854	181607,5581	557,328
590 – 600	$\phi(595) = 0,694$	366,452	173698,9809	474,002
600 – 610	$\phi(605) = 0,567$	409,942	158754,5489	387,261
610 – 620	$\phi(615) = 0,442$	456,312	137754,2044	301,886
620 – 630	$\phi(625) = 0,343$	505,532	118430,4761	234,269
630 – 640	$\phi(635) = 0,22$	557,554	83778,06404	150,26
640 – 650	$\phi(645) = 0,14$	612,320	58550,0384	95,62
650 – 660	$\phi(655) = 0,083$	669,751	37967,51444	56,689
660 – 670	$\phi(665) = 0,046$	729,760	22927,59968	31,418
670 – 680	$\phi(675) = 0,024$	792,245	12986,48004	16,392
680 – 690	$\phi(685) = 0,0126$	857,094	7375,979545	8,6058
690 – 700	$\phi(695) = 0,006$	924,185	3787,31013	4,098
700 – 710	$\phi(705) = 0,0031$	993,386	2103,296178	2,1173
710 – 720	$\phi(715) = 0,00155$	1064,560	1126,996444	1,05865
720 – 730	$\phi(725) = 0,00078$	1137,563	606,0253126	0,53274
730 – 740	$\phi(735) = 0,00038$	1212,244	314,6258078	0,25954
740 – 750	$\phi(745) = 0,00018$	1288,449	158,4019201	0,12294
750 – 760	$\phi(755) = 0,00009$	1366,023	83,96943381	0,06147

Platinaning $1m^2$ sirtidan jami $P_{UM} = \sum_{i=1}^{30} \Delta P_i \approx 16\ 140 V_l$ quvvat nurlanib, uning yorug'lik oqimi

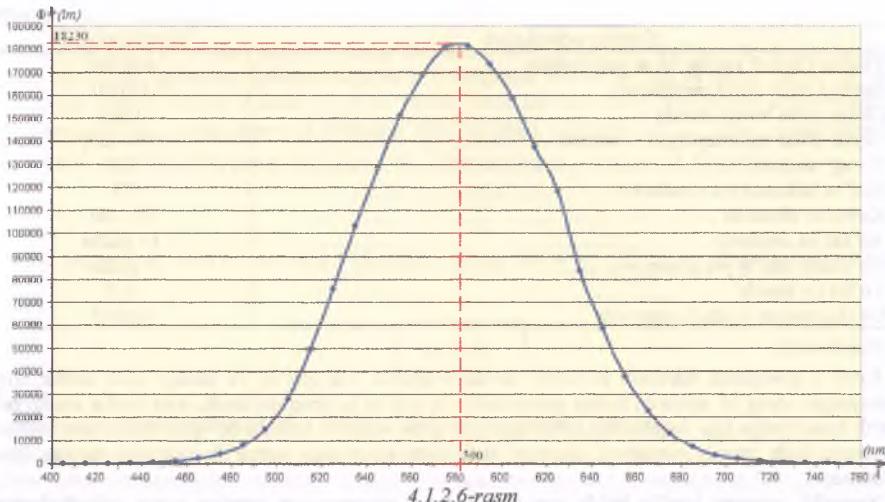
$\Phi_{UM} = \sum_{i=1}^{30} \Delta \Phi_i \approx 1920\ 300 lm$ ga teng bo'ladi. Ta'rifda keltirilgan $1/60 sm^2$ yuzasidan esa $P_0 = \frac{16140}{600\ 000} = 0,0269 V_l$ quvvat nurlanib, uning yorug'lik oqimi $\Phi_0 = \frac{1920\ 300}{600\ 000} = 3,2 \approx \pi lm$ ga teng bo'ladi. Bunda ko'rinvuchi to'lqinlar uchun platina sirtining o'rtacha yorug'lik berishi $k = \frac{1920\ 300}{16140} \approx 119 lm/V_l$ ga teng bo'lib, barcha nurlanishlar uchun esa $k = \frac{1920\ 300}{991\ 607} \approx 1,937 lm/V_l$ ga teng bo'ladi.

Yorug'lik oqimining to'lqin uzunligiga bog'liqlik grafigi quyidagi rasmda berilgan.



4.1.2.5-rasm

Yorug'lik berishning to'lqin uzunligiga bog'liqlik grafigi quyidagi rasmda berilgan bo'lib, u xuddi sezgirlik egrisi chizig'iha o'xshash bo'ladi.



4.1.2.6-rasm

Yuqoridagi jadvaldagisi qiyomatlar va grafik platinaning qotish temperaturasini uchun o'rinnlidir. Brshqa temperaturalarda esa jadvaldagisi qiyomatlar o'zgarib ketadi, lekin grafiklar o'xshashligini yo'qotmaydi.

4.1.3. Mavzu: Fotometriya qonunlari.

Yoritilganlik:

Qorong'u joyda odam buyumlarni ko'rmaydi. Har qanday buyumdan yorug'lik tarqalsagina u inson ko'ziga tushib uni ko'radi. Agar buyum o'zi yorug'lik tarqatmasa, boshqa yorug'lik manbaidan kelgan nurni qaytarganda uni ko'ramiz. Qaralayotgan jismga qanchalik ko'p yorug'lik oqimi tushsa, uning sirtidan ham shuncha ko'p yorug'lik oqimi qaytadi va shu jismni yaxshiroq ko'ramiz.

Yorug'lik manbai narsalarning sirtlari bir tekis yoritilmaydi. Masalan, stol ustiga osilgan lampa tufayli stolning hamma yuzasi bir tekisda yoritilmaydi. Chunki, stolning har xil nuqtalarini lampaga nisbatan turli uzoqlikda joylashgan. Stolning chetlari eng xira yoritilgan bo'lib, lampa tagidagi nuqta esa yaqinligi tufayli eng kuchli yoritiladi.

Sirtiga tushayotgan yorug'lik oqimi tekis taqsimlanganda, sirtning yoritilganligi shu sirtning birlik yuziga to'g'ri kelgan **yorug'lik oqimi** bilan o'lchanadi.

$$E = \frac{\Phi}{S}$$

Agar sirt tekis yoritilmasa, uning turli nuqtalarida yoritilganlik ham turlicha bo'lib, har bir nuqta uchun elementar yuzacha dS va bu yuzachaga tushayotgan elementar yorug'lik oqimi $d\Phi$ o'lchanishi kerak bo'ladi. Unda elementar dS yuzachaning yoritilganligi

$$E = \frac{d\Phi}{dS}$$

bo'ladi.

Agar $1m^2$ yuzaga $1lm$ yorug'lik oqimi tekis tushsa, bu yuzaning yoritilganligi $1lk$ (*lyuks*)ga teng bo'ladi.

$$\frac{1lm}{1m^2} = 1lk$$

$1 lk$ yoritilganlikning katta-kichikligini chamlash uchun bir necha misollar keltiramiz. Tush paytida Quyosh nurlari erga tik tushayotganda $100\ 000\ lk$ yoritilganlik hosil qiladi, tunda to'linoy $0,2\ lk$ yoritilganlik hosil qiladi, $1m$ balandlikda osilgan $100\ Vt$ quvvatli cho'g'lanma lampaning yoritilganligi $100\ lk$ ga teng bo'ladi. Quyidagi jadvalda ba'zi tabiiy va sun'iy yorug'lik manbalarining hosil qilgan yoritilganliklariga misollar keltirilgan.

1-jadval

Yoritish uchaskalari	Yoritilganlik, lk
Tushda Quyosh nurlari bilan yoritilganda	100 000
Suratga olish maydonchasidaga	10 000
Ochiq joyda bulutli kunda	1000
Nozik ishlar bajarilayotgan xonalarda	100 – 200
Yorug' xonada	100
Sinf va laboratoriya xonalardida	75
Kinoteatr ekranida	20 – 80
Yo'lak va zinalarda	15 gacha
Ko'chalar sun'iy yoritilganda	4 gacha
To'lin Oy tunida	0,2
Oy chiqmagan yulduzli osmonda	0,0003

Ravshanlik:

Kitob o'qiyotganda harflarni ko'ramiz va uni o'qiyamiz. Oq qog'oz va undagi qora harflar sirtga tushayotgan yorug'lik nurlarini birday qaytarmadi. Oq qog'oz ko'proq qaytarish, qora harflar esa ko'proq yutish xususiyatiga ega. Iqqalasidan kelayotgan yorug'lik oqimlari turlicha bo'lgani uchun ham harflarni ko'ramiz. Juda mayda narsalarni ularning sirtlaridan kelayotgan yorug'lik oqimlari farqiga qarab ajratamiz.

Yorug'lik oqimiga bog'liq holda yorug'lik oqimini tarqatayotgan sirtning ayrim uchastkalarining turlicha ko'rinishini xarakterlochi kattalikka *ravshanlik* deyiladi.

Sirt tegis yoritilganda sirtning ravshanligi shu sirtning birlik yuzidan unga perpendikulyar yo'nalişda nurlanayotgan yorug'lik kuchi bilan o'chanadi.

$$B = \frac{J}{S}$$

Agar tekis yoritilgan sirtning har $1m^2$ yuzidan 1kg ga teng yorug'lik kuchi olinsa, sirtning ravshanligi 1nt (*nit*)ga teng bo'ladi.

$$\frac{1kd}{1m^2} = 1nt$$

1 nt ravshanlik nisbatan kichik ravshanlib, agar nuqtaning ravshanligi 10^{-6} nt.dan kam bo'lmasa, odam bu yorug' sirtni ko'ra oladi. Agar yorug' manbaning ravshanligi $1,6 \cdot 10^5$ nt dan ortiq bo'lsa, ko'zda og'riq sezildi va bunday sirtlarga qarashga tavsija berilmaydi. Quyosh gardishi sirtning ravshanligi $1,5 \cdot 10^9$ nt, Oy sirtining ravshanligi esa $2,5 \cdot 10^3$ nt ga teng. Yorug'lik kuchining ta'rifidan kelib chiqsak, platina qotayotganda $1/60sm^2$ yuzasida tik ravishda yorug'lik chiqishi 1 kd bo'lishimi e'tiborga olsak, bunda sirtning ravshanligi $B = \frac{1kd}{1/60sm^2} = 6 \cdot 10^5$ nt ga teng bo'lar ekan.

Quyidagi jadvalda yorug'lik manbalari hamda qaytaruvchi sirtlarning ravshanligi keltirilgan.

2-jadval

Manba, sirt	Ravshanlik, nt
Quyosh sirti	$1,5 \cdot 10^9$
Ko'mir krateri	$1,5 \cdot 10^8$
Cho'g'lanma lampanning metall tolasi	$1,5 \cdot 10^6 - 2 \cdot 10^6$
To'g'ri quyosh nurlari ostidagi qor	$3 \cdot 10^4$
Kerosin lampasining alangasi	$1,5 \cdot 10^4$
Sham alangasi	$5 \cdot 10^3$
Musaffo zangori osmon	$4 \cdot 10^3$
Oy sirti	$2,5 \cdot 10^3$
Kinoteatrda ekran sirti	$5 - 20$
Oq qog'oz varag'i	$10 - 15$
Oy chiqmagan tundagi osmon	10^{-4}

Yoritilanlik qonunlari:

Yorug'lik kuchi J bo'lgan nuqtaviy yorug'lik manbai atrofida radiusi r bo'lgan sferik sirt chizaylik. Bunda sfera ichki qismining hamma nuqtalarida yoritilanlik bir xil bo'ladi va nurlar radius bo'yicha sfera sirtiga perpendikulyar holatda yo'naladi. Bunda yorug'lik nurlarining sfera sirtiga tushish burchagi nolga teng bo'ladi. Ushbu sharoitda sferaning ichki sirtidagi yoritilanlikni E_0 bilan, butun sferaning ichki yuzini S_{sh} bilan, to'la yorug'lik oqimini Φ_T bilan belgilasak, yoritilanlik formulasiga ko'ra

$$E_0 = \frac{\Phi_T}{S_{sh}}$$

bo'ladi. Bu erda $S_{sh} = 4\pi r^2$, $\Phi_T = 4\pi J$ ekanligini bilgan holda $E_0 = \frac{4\pi J}{4\pi r^2} = \frac{J}{r^2}$ ifodaga ega bo'lamiz, ya'ni

$$E_0 = \frac{J}{r^2}$$

bo'ladi.

Ushbu munosobat yoritilanlikning birinchi qonuning matematik ifodasidir.

Nurlar perpendikulyar tushayotganda sirtning yoritilanligi nuqtaviy yorug'lik kuchiga to'g'ri proporsional va manbadan yoritgan sirtgacha bo'lgan masofaning kvadratiga teskari proporsional bo'ladi.

Endi yoritilanlik nurlarning sirtga tushish burchagiga bog'liqligini ko'rib chiqaylik. Aytaylik yorug'lik nurlari er sirtiga tik tushayotgan bo'lsin. Er sirtiga nisbatan α burchak tashkil qiluvchi $ABCD$ to'g'ri to'rtburchak shaklidagi qiya sirtning yoritilanligini topish so'ralgan bo'lsin. Bunda qiya sirt normali va yorug'lik nurlari ham α burchak tashkil qiladi. $ABCD$ to'rtburchakning gorizontall sirtga proeksiysi ABC_1D_1 to'g'ri to'rtburchak bo'ladi.

Qiya $ABCD$ sirtning yoritilanligi

$$E = \frac{\Phi}{S} = \frac{\Phi}{AB \cdot AD}$$

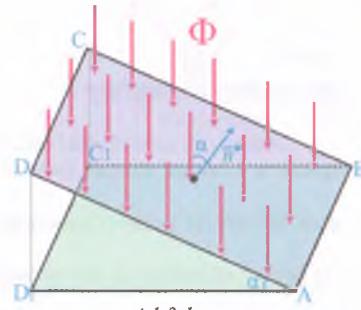
bo'ladi. Agar $ABCD$ sirtni olib tashlasak, yorug'lik nurlari ABC_1D_1 sirtga tik holda tushib uni yoritadi. Bunda yoritilanlik

$$E_0 = \frac{\Phi}{S_0} = \frac{\Phi}{AB \cdot AD_1}$$

bo'ladi. E va E_0 yoritilanliklar nisbati

$$\frac{E}{E_0} = \frac{\Phi / (AB \cdot AD)}{\Phi / (AB \cdot AD_1)} = \frac{AD}{AD_1} = \cos \alpha$$

bo'ladi. Shunday qilib yorug'lik nurlari sirtga qiya holatda tushganda sirtning yoritilanligi quyidagicha bo'lar ekan:



4.1.3.1-rasm

Ushbu munosobat yoritilanlikning ikkinchi qonuning matematik ifodasidir.

Parallel nurlar bilan yoritilan ganda sirtning yoritilanligi shu sirtga tushayotgan nurlarning tushish burchagi kosinusiga to'g'ri proporsional bo'ladi.

Yoritilanlikning ikkinchi qonunidan tushish burchagi kattalashganda sirtning yoritilanligi kamayadi degan xulosaga kelish mumkin. Qishda issiq, yozda sovuq bo'lish sababini ham shu orqali tushuntirish mumkin.

Masala:

Toshkent shahri $\phi \approx 41^\circ$ shimgoliy kenglikda joylashgan deb hisoblab, Toshkent shahrining tush vaqtida yozda va qishda yoritilanliklari necha marta farq qilishini aniqlang. Yer o'qining ekliptika o'qiga nisbatan og'ish burchagi $\delta \approx 23,5^\circ$ ga teng.

Echish:

Yozda Quyosh nurlari Toshkent shahriga $\alpha_1 = \varphi - \delta = 41^\circ - 23,5^\circ = 17,5^\circ$ burchak ostida, qishda esa $\alpha_1 = \varphi + \delta = 41^\circ + 23,5^\circ = 64,5^\circ$ burchak ostida tushadi. Yerdan Quyoshgacha bo'lgan masofani r , Quyoshning yorug'lik kuchini esa J desak, yozdag'i va qishdag'i yoritilganliklar $E_1 = \frac{J}{r^2} \cos \alpha_1$ va $E_2 = \frac{J}{r^2} \cos \alpha_2$ bo'ladi.

Ularning nisbati esa $\frac{E_1}{E_2} = \frac{\cos \alpha_2}{\cos \alpha_1} = \frac{\cos 17,5^\circ}{\cos 64,5^\circ} = \frac{0,9537}{0,4305} = 2,215$ ga teng bo'ladi. Demak, yozda Toshkent shahriga qishdagiga nisbatan taxminan 2,2 marta ko'proq energiya tushar ekan.

Masala:

Gorizontal sirdan h balandlikda lampa osilgan. Lampa tagidan qancha ℓ masofadagi yoritilganlik lampa tagidagi yoritilganlikdan n marta kam bo'ladi (-rasm).

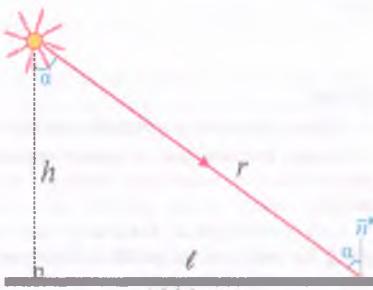
Yechish:

Lampa tagidagi yoritilganlik birinchi qonunga ko'ra $E_0 = \frac{J}{h^2}$ bo'ladi. Lampa tagidan ℓ masofada esa yoritilganlik ikkinchi qonunga

$$E = \frac{J}{r^2} \cdot \cos \alpha = \frac{J}{r^2} \cdot \frac{h}{r} = \frac{Jh}{r^3} = \frac{Jh}{(h^2 + \ell^2)^{3/2}} = \frac{J}{h^2} \cdot \frac{h^3}{(h^2 + \ell^2)^{3/2}} = E_0 \cdot \frac{h^3}{(h^2 + \ell^2)^{3/2}}$$

bo'ladi. Masala shartiga ko'ra $\frac{E_0}{E} = n$ ekanini e'tiborga olsak, $\frac{(h^2 + \ell^2)^{3/2}}{h^3} = n$ ga teng bo'ladi. Bundan so'ralgan kattalikni topa olamiz.

$$(h^2 + \ell^2)^{3/2} = n^2 h^6, \rightarrow h^2 + \ell^2 = \sqrt[3]{n^2} h^2, \rightarrow \ell = \sqrt[3]{n^2 - 1} h$$



4.1.3.2-rasm

4.2. GEOMETRİK OPTİKA

Geometrik optika yorug'likning qaytish va sinish qonunlari, optik asboblar, ko'z va uning nuqsonlar va boshqalarni o'rGANUVCHI fizikaning bir bo'limidir. Geometrik optikada yorug'lik nurini to'g'ri chiziq deb hisoblab, uning ichki xususiyatlari e'tibor berilmaydi. To'siq va tirkishlarga duch kelganda yorug'lik nuri o'z yo'nalishini o'zgartirmaydi, geometrik soya tomonga og'maydi deb hisoblanadi.

Geometrik optikada asosan 4ta qonunga tayanib ish ko'riladi:

1. Yorug'lik nurining to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonuni;
2. Yorug'lik nurlarining mustaqillik qonuni;
3. Yorug'likning qaytish qonuni;
4. Yorug'likning sinish qonuni.

Shulardan masalalar echishda yorug'likning qaytish va sinish qonunlari ko'p duch kelamiz.



4.2.1. Mavzu: Yorug'likning qaytish qonuni. Yassi ko'zgu.

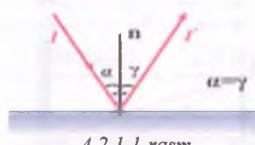
Yorug'likning qaytish qonuni:

Basketbol o'ynaganda koptokni erga qanday burchak ostida ursa, koptok erdan shunday burchak ostida qaytadi hamda koptokning tushish va qaytish traektoriyalari bitta tekislikda yotadi. Impulsning saqlanish qonuniga ko'ra ham xuddi shunday bo'lish kerak edi. Xuddi shu singari, yorug'lik nuri biror yaltiroq sirtga kelib tushganda ham shunga o'xshash hodisa yuz beradi. Buni yorug'likning sinish qonuni deb yuritiladi.

Sirtga tushayotgan nur, tushish nuqtasiga o'tkazilgan normal va sirtdan qaytgan nur bir tekislikda yotadi. Tushish burchagi qaytish burchagiga teng.

$$\alpha = \gamma \quad (4.2.1.1)$$

- 1—tushgan nur;
- 2—qaytgan nur;
- n —tushish nuqtasiga o'tkazilgan normal;
- α —tushish burchagi;
- γ —qatish burchagi

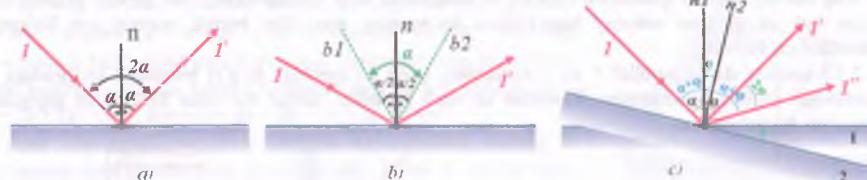


Yorug'likning qaytish qonunini impulsning saqlanish qonunidan keltirib chiqarish mumkin.

Ko'zguga tushgan nur I va ko'zgudan qaytgan nur I' orasidagi burchak har doim $\phi = 2\alpha$ ga teng bo'ladi (4.2.1.2-a,rasm).

Ko'zguga tushgan nur I va ko'zgudan qaytgan nur I' bissektrisalari orasidagi burchak har doim α ga teng bo'ladi (4.2.1.2-b,rasm).

Agar ko'zguni biror ϕ burchakka burilsa, ko'zgudan qaytgan nur esa 2ϕ burchakka buriladi (4.2.1.2-c,rasm).



4.2.1.2-rasm

Agar ko'zguni ω burchak tezlik bilan aylantira boshlansa, ko'zgudan qaytgan nur esa 2ω burchak tezlik bilan burila boshlaydi.

Yassi ko'zgu va unda tasvir yasash:

Yassi ko'zgu sirti yaltiroq bo'lgani sababli o'zining sirtiga tushayotgan nurni qaytarish xususiyatiga ega. Yorug'likning qaytish qonuniga asosan, yorug'lik ko'zgu sirtiga qanday burchak ostida tushsa, shunday burchak ostida qaytadi.

Ko'zguga qaraganda o'zimizning va boshqa narsalarning aksini ko'ramiz. Xo'sh, ko'zguda tasvir qanday yasaladi?

Rasmidan ko'rinish turibdiki, S manbadan chiqqan chiqqan I nur ko'zgudan qaytib, kuzatuvchi ko'ziga I' nur bo'lib tushyapti. Lekin, kuzatuvchi I' nurni xuddi S' manbadan kelayotgandek qilib ko'radi. Ko'zgu sirtidan qaytgan barcha nurlarning teskari davomlari bitta S' nuqtada kesishadi. S' nuqtada S manbaning tasviri bo'lib, uni mavhum manba deyiladi.

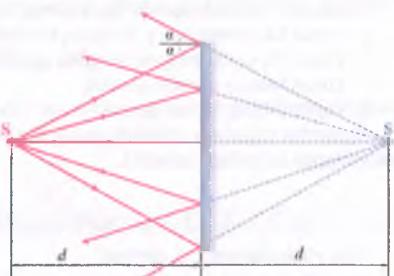
S manba ko'zgu sirtidan d masofada bo'lsa, uning tasviri S' nuqta ko'zgu ichida shuncha d masofada hosil bo'ladi. Bu erda kuzatuvchi tasviri ko'zgu orqasida d masofada ko'ryapti.

Agar A nuqtadagi buyum va ko'zgu K orasidagi masofa x bo'lsa, u holda tasvir A' nuqtada hosil bo'ladigan tasvir va ko'zgu orasidagi masofa ham x bo'ladi. Buyum va uning tasviri orasidagi masofa esa $AA'=2x$ bo'ladi (4.2.1.4-a,rasm).

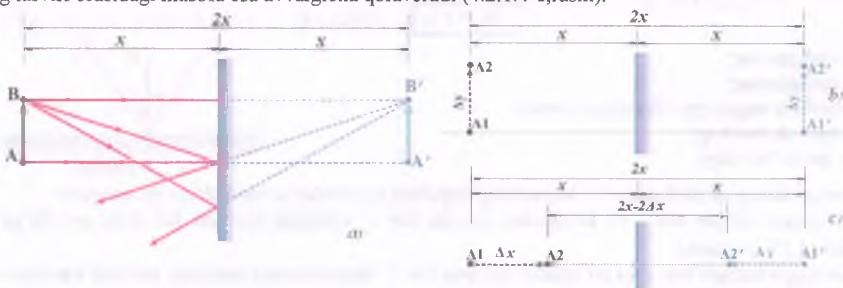
Agar buyum A_1 nuqtadan ko'zguga Δx masofaga yaqinlashib A_2 nuqtaga kelsa, u holda tasvir ko'zgu ichida A_1' nuqtadan Δx masofaga yaqinlashib A_2'

nuqtaga keladi. Buyum va uning tasviri orasidagi masofa esa $A_1A_1'-A_2A_2'=2\Delta x$ ga qisqaradi (4.2.1.4-b,rasm).

Agar buyum A_1 nuqtadan ko'zguga parallel holda Δy masofaga siljib A_2 nuqtaga kelsa, u holda tasvir ko'zgu ichida A_1' nuqtadan ko'zguga parallel holda Δy masofaga siljib A_2' nuqtaga keladi. Buyum va uning tasviri orasidagi masofa esa avvalgicha qolaveradi (4.2.1.4-c,rasm).



4.2.1.3-rasm

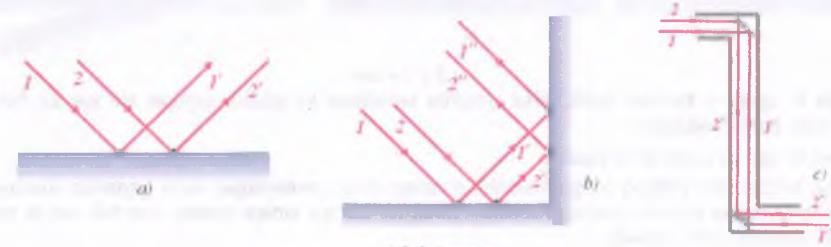


4.2.1.4-rasm

Nurning yassi ko'zgulardagi yo'lli:

Yorug'likning qaytish qonunidan texnika va turmushda ko'p foydalilanadi. Har qanday holatda ham tushgan nur va qaytgan nuringning bissektrisasi ko'zguning normalini beradi, normal esa ko'zguga perpendikulyar bo'ladi.

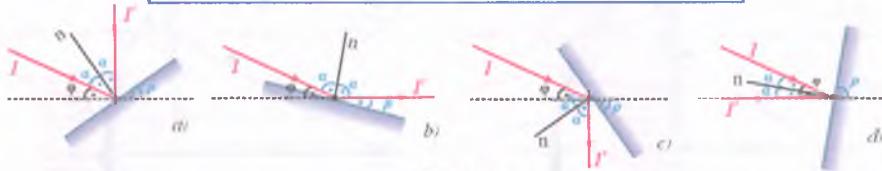
4.2.1.5-rasmda ikkita parallel 1 va 2 nurlarning yassi ko'zgudagi, to'g'ri burchakli ko'zgudagi va periskopdagagi yo'llari tasvirlangan. Rasmidan ko'rinish turibdiki, nurlar har safar ko'zgudan qaytganda nurlar o'mni almashar ekan.



4.2.1.5-rasm

Gorizontga nisbatan φ burchak ostida tushayotgan Quyosh nurini rasmdagidek tik yuqoriga, o'ngga, tik pastga va chappa yo'naltirish uchun ko'zguni gorizontga nisbatan joylashtirish kerak bo'lgan burchak δ va ko'zguga tushish burchagi α quyidagicha (4.2.1.6-rasm):

$$\begin{array}{l} \left\{ \begin{array}{l} \delta = \frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \\ \alpha = \frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \delta = \frac{\varphi}{2} \\ \alpha = \frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \delta = \frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \\ \alpha = \frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \delta = \frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2} \\ \alpha = \frac{\varphi}{2} \end{array} \right. \end{array}$$



4.2.1.6-rasm

Ishboti: Rasmdagi har bir holatda alohida-alohida to'xtalib o'tamiz.

a) qaytgan nur tik yuqoriga ketgani uchun u gorizont bilan 90° burchak tashkil etadi, ya'ni $\varphi + 2\alpha = \frac{\pi}{2}$ bo'ladi.

Bundan $\alpha = \frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}$ bo'ladi. Normal ko'zguga har doim tik bo'ladi. Shu bois $\alpha + \left(\frac{\pi}{2} - \delta\right) = \frac{\pi}{2}$ bo'ladi. Bundan

$$\delta = \alpha = \frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \text{ kelib chiqadi.}$$

b) bu holatda $2\alpha + \varphi = \pi$ bo'lib, undan $\alpha = \frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2}$ kelib chiqadi. $\alpha + \delta = \frac{\pi}{2}$ ekanligidan

$$\delta = \frac{\pi}{2} - \alpha = \frac{\pi}{2} - \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2}\right) = \frac{\varphi}{2} \text{ kelib chiqadi.}$$

c) qaytgan nur tik pastga yo'naltirilganda $2\alpha - \varphi = \frac{\pi}{2}$ bo'lib, undan $\alpha = \frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}$ kelib chiqadi. $\delta + \alpha = \frac{\pi}{2}$ ekanligini bilgan holda $\delta = \frac{\pi}{2} - \alpha = \frac{\pi}{2} - \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right) = \frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}$ ifodani hosil qilamiz.

d) ushbu holatda I' va I'' nurlar φ burchakni tashkil etadi, ya'ni $2\alpha = \varphi$ bo'ladi. SHu bois $\alpha = \frac{\varphi}{2}$ bo'ladi.

$$\delta + \alpha = \frac{\pi}{2} \text{ ekanligidan } \delta = \frac{\pi}{2} - \alpha = \frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2} \text{ kelib chiqadi.}$$

O'zaro φ burchak hosil qiluvchi ikkita ko'zguning biriga nur α burchak ostida tushsa, uning ikkinchi ko'zgudan qaytgan nur bilan hosil qilgan burchagi δ quyidagicha bo'ladi:

$$\delta = 2\varphi$$

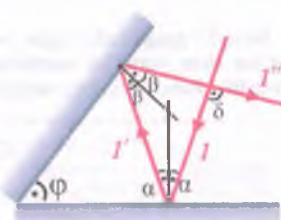
Ishboti: Ixtiyoriy uchburchak ichki burchaklar yig'indisi har doim 180° ga teng bo'ladi. SHuning uchun $(90^\circ - \alpha) + (90^\circ - \beta) + \varphi = 180^\circ$ bo'ladi. Bundan $\varphi = \alpha + \beta$ yoki $\beta = \varphi - \alpha$ bo'ladi. Bu erda $\beta -$ nurning 2-ko'zgudan qaytish burchagi. Uchburchakning ixtiyoriy 2ta ichki burchagi yig'indisi 3-tashqi burchakka teng bo'ladi. SHunga ko'ra $\delta = 2\alpha + 2\beta = 2\alpha + 2(\varphi - \alpha) = 2\alpha + 2\varphi - 2\alpha = 2\varphi$ bo'ladi.

Agar 1-ko'zguga nur $\alpha = \varphi$ burchak ostida tushsa, nurning 2-ko'zgudan qaytish burchagi $\beta = 0$ bo'lib, I' va I'' nurlar bitta chiziqda yotadi, nur o'z iziga qaytadi.

Agar 1-ko'zguga nur $\alpha > \varphi$ burchak ostida tushsa, nurning 2-ko'zgudan qaytgan nur I'' hech qachon tushgan nur I bilan kesishmaydi, nur cheksiz ko'p marta ikkita ko'zgudan qaytib ko'zgular burchagiga yaqinlashib boradi.

Agar ko'zgular orasidagi burchak $\varphi = 90^\circ$ bo'lsa, 2-ko'zgudan qaytgan nur va tushgan nur orasidagi burchak $\delta = 180^\circ$ bo'lib, I' va I'' nurlar antiparallel bo'ladi. Ushbu holat 4.2.1.5-b,rasmida tasvilangan.

Agar ko'zgular orasidagi burchak $\varphi > 90^\circ$ bo'lsa, I' va I'' nurlar hech qachon kesishmaydi.

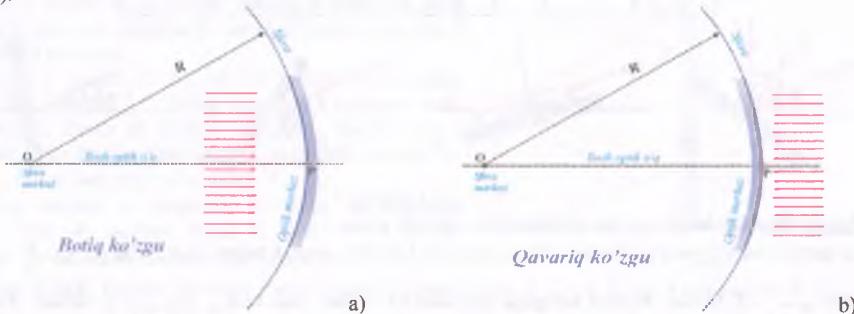


4.2.1.7-rasm

4.2.2. Mavzu: Sferik ko'zgu va uning turlari. Sferik ko'zguda tasvir yasash.

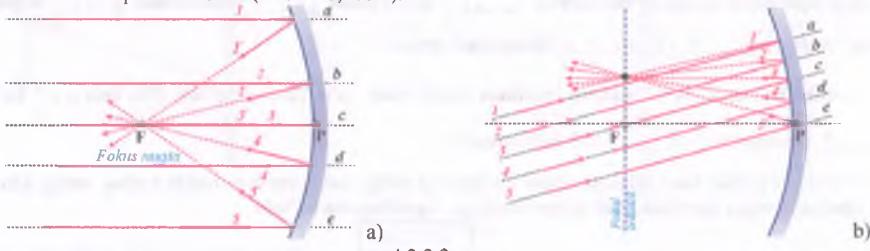
Sferik ko'zgu va uning turlari:

Nur qaytarish xususiyatiga ega bo'lgan yaltiroq sferik sirtga *sferik ko'zgu* deyiladi. Sferik ko'zguning botiq va qavariq turlari bor. Amalda sferik ko'zgular tayyorlashda to'liq sfera olinmasdan, sferaning ma'lum bir qismi olinadi. Ko'zguning qavariqlik markazini *egrilik markazi*, simmetriya o'qini *bosh optik o'q* deyiladi. Bosh optik o'q bilan sferik sirt kesishadigan R nuqtani esa *optik markaz* deyiladi (4.2.2.1-rasm).



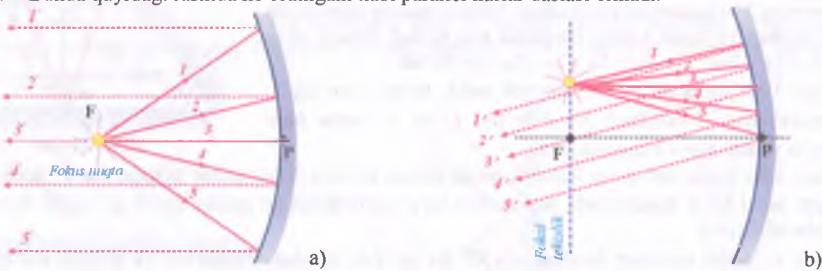
4.2.2.1-rasm

Agar yorug'lik nuri sferik sirtning ichki sirtidan qaytsa, bunday ko'zguga *botiq ko'zgu* deyiladi. Agar botiq ko'zguning bosh optik o'qiga parallel holda yorug'lik nurlari tushirilsa, qaytgan yorug'lik nurlari yig'ilish xususiyatiga ega bo'lib, yig'ilgan nurlar *fokus* deb ataluvchi bitta F nuqtada kesishadi (4.2.2.2-a, rasm). Ko'zgu fokusidan bosh optik o'qqa perpendikulyar holda o'tkazilgan tekislikni *fokal tekislik* deyiladi. Agar parallel nurlar dastasi botiq ko'zguga biror burchak ostida tushsa, qaytgan nurlar fokal tekislikda bita nuqtada kesishadi (4.2.2.2-b, rasm).



4.2.2.2-rasm

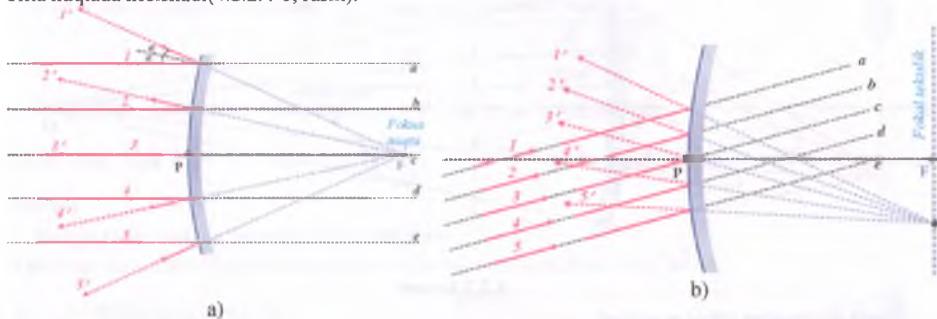
Botiq ko'zguga tushayotgan parallel nurlar dastasi fokus nuqtasida yoki fokal tekislikda biror nuqtada yig'ilalar ekan, yorug'lik manbaini fokus nuqtasiga yoki fokal tekislikdagi biror nuqtaga joylasak nima bo'ladi? – Bunda quyidagi rasmda ko'rsatilgani kabi parallel nurlar dastasi olinadi.



4.2.2.3-rasm

Agar yorug'lik nuri sferik sirtning tashqi sirtidan qaytsa, bunday ko'zguga *qavariq ko'zgu* deyiladi. Qavariq ko'zgudan qaytgan yorug'lik nurlari sochilish xususiyatiga ega bo'lib, sochilgan nurlarning

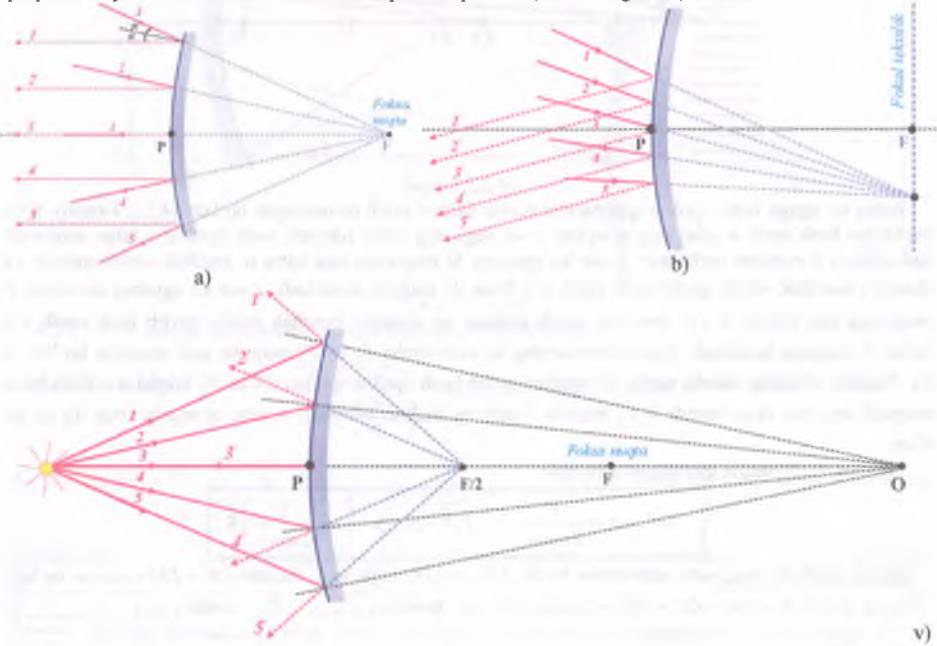
teskari davomlari **fokus** deb ataluvchi bitta F nuqtada kesishadi(4.2.2.4-a, rasm). Agar parallel nurlar dastasi botiq ko'zguga biror burchak ostida tushsa, qaytgan nurlarning teskari davomlari fokal tekislikda bitta nuqtada kesishadi(4.2.2.4-b, rasm).

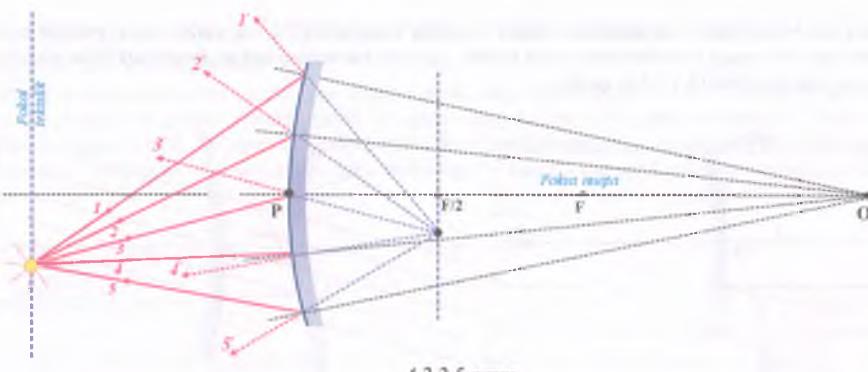


4.2.2.4-rasm

Sochuvchi linzaga tushayotgan parallel nurlar dastasining teskari davomlari fokus nuqtasida yoki fokal tekislikda biror nuqtada yig'ilar ekan, yorug'lik nurlarini fokus nuqtasiga yoki fokal tekislikdagidagi nuqtaga yo'naltirsak nima bo'ladi? – Bunda 4.2.2.5-a,b rasmida ko'rsatilgani kabi parallel nurlar dastasi olinadi.

Agar yorug'lik manbai sochuvchi linzaning fokus nuqtasiga yoki fokal tekislikdagidagi biror nuqtaga yolashtirilsa nima bo'ladi?– Bunda nurlar linzada kuchli sochiladi, sochilgan nurlarning teskari davomlari fokus masofaning yarmida, ya'ni $F/2$ nuqtada yoki shu nuqtadan bosh optik o'qqa perpendikulyar o'tuvchi tekislikda biror nuqtada to'planadi (4.2.2.5-v,g rasm).

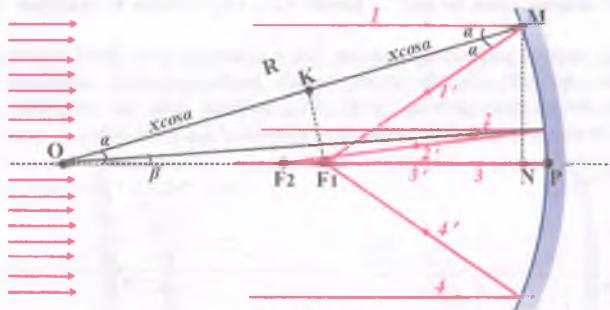




4.2.2.5-rasm

Sferik ko‘zguning fokus masofasi:

Yuqorida biz bosh optik o'qqa parallel bo'lgan nurlar dastasi ko'zgu sirtiga tushganda singan nur fokus deb ataluvchi bitta nuqtada kesishadi degan edik. Bu fikr qanchalik to'g'ri ekanligini tekshirib ko'raylik.



4.2.2.6-rasm

Botiq ko'zguga bosh optik o'qqaga paralel nurlar dastasi kelib tushayotgan bo'lsin (4.2.2.4-rasm). SHu nurlardan bosh optik o'qdan eng uzoqdagi I va unga eng yaqin (deyarli bosh optik o'q bilan ustma-ust tushadigan) 2 nurlarni tanlaymiz. I nur ko'zguning M nuqtasiga eng katta α burchak ostida tushadi va shunday burchak ostida qaytib bosh optik o'q bilan F_1 nuqtada kesishadi. 2 nur ko'zguning taxminan P nuqtasiga eng kichik $\beta \approx 0^\circ$ burchak ostida tushadi va shunday burchak ostida qaytib bosh optik o'q bilan F_2 nuqtada kesishadi. Hisob-kitoblarning ko'rsatishicha F_1 va F_2 nuqtalar turli nuqtalar bo'lib, 1 va 2 nurlar orasidagi barcha nurlar ko'zgudan qaytib bosh optik o'q bilan F_1 va F_2 nuqtalar orasida biror nuqtada kesishar ekan hamda $F_1 F_2$ masofa 1 nuring tushish burchagi α ning qiymatiga bog'liq bo'lar ekan.

OF₁ va *F₁P* masofa quyidagicha bo‘ladi:

$$OF_1 = x = \frac{R}{2 \cos \alpha}, \quad F_1 P = R - x = \left(1 - \frac{1}{2 \cos \alpha}\right) R$$

İsboti: ΔOF_1M teng yonli uchburchak bo'lib, $OF_1 = F_1M = x$ ga teng. Bundan $OK = KM = x \cos \alpha$ bo'ladidi. SHuning uchun $R = OM = OK + KM = 2x \cos \alpha$ bo'ladidi. Bundan $OF_1 = x = \frac{R}{2 \cos \alpha}$ hamda $F_1P = R - x = \left(1 - \frac{1}{2 \cos \alpha}\right)R$

Yuqoridagi formulada α ning joyiga $\beta \approx 0^\circ$ ni qo'syak, 2 nur uchun OF_2 va F_2P masofalarni elozam.

$$OF_2 = \frac{R}{2 \cos \beta} \approx \frac{R}{2}, \quad F_2 P = R - OF_2 \approx \frac{R}{2}$$

Endi F_1 va F_2 nuqtalar orasidagi $F_1 F_2$ masofasi topishimiz mumkin.

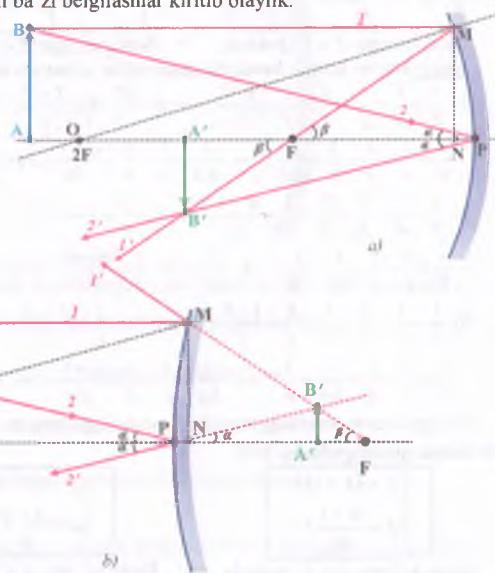
$$F_1 F_2 = OF_1 - OF_2 = \frac{R}{2} \left(\frac{1}{\cos \alpha} - 1 \right)$$

Yuqoridagi formuladan foydalanib, $\alpha = 30^\circ$ bo'lgan holni qarasak, $F_1 F_2 = \frac{R}{2} \left(\frac{1}{\cos 30^\circ} - 1 \right) \approx 0,0774 R$ bo'lar ekan. Agar $\alpha = 0^\circ$ bo'lsa, $F_1 F_2 = \frac{R}{2} \left(\frac{1}{\cos 0^\circ} - 1 \right) = 0$ bo'ladi. Bu siljishga *bo'ylama sferik abberatsiya* deyiladi.

Ko'zgu formulasi, ko'zguning kattalashtirishi:

Ko'zgu formulasini keltirib chiqarishdan oldin ba'zi belgilashlar kiritib olaylik.

$AB = h$ – buyumning balanligi;
 $A'B' = H$ – tasvirmning balandligi;
 $OF = FP \approx F$ – ko'zguning fokus masofasi;
 $AP = d$ – ko'zgudan buyumgacha bo'lgan masofa;
 $A'P = f$ – ko'zgudan tasvirgacha bo'lgan masofa;
 K – ko'zguning kattalashtirishi.



4.2.2.7-rasm

4.2.2.5-a, b rasmlardan foylanib ko'zgu formulasisini hosil qilamiz.

ΔABD va $\Delta A'B'D'$ lardan $\begin{cases} \operatorname{tg} \alpha = \frac{AB}{AP} = \frac{h}{d} \\ \operatorname{tg} \alpha = \frac{A'B'}{A'P} = \frac{H}{f} \end{cases} \Rightarrow \frac{h}{d} = \frac{H}{f} \Rightarrow \frac{H}{h} = \frac{f}{d} = K$ kelib chiqadi. ΔMNF va $\Delta A'B'F$ lardan $\begin{cases} \operatorname{tg} \beta = \frac{MN}{FN} = \frac{AB}{FP} = \frac{h}{F} \\ \operatorname{tg} \beta = \frac{A'B'}{A'F} = \frac{H}{f-F} \end{cases} \Rightarrow \frac{h}{F} = \frac{H}{f-F} \Rightarrow \frac{H}{h} = \frac{f-F}{F} = K$ kelib chiqadi. Ikkita sistemadagi kattalashtirish formulalarini tenglashtirib natijaga erishamiz.

$K = \frac{H}{h} = \frac{f-F}{F} = \frac{f}{d} ; \rightarrow f d - F d = f F / (f d) ; \rightarrow \frac{1}{F} - \frac{1}{d} = \frac{1}{f} ; \rightarrow \frac{1}{F} = \frac{1}{f} + \frac{1}{d}$. Demak, ko'zgu uchun $\frac{1}{F} = \frac{1}{f} + \frac{1}{d}$ ko'zgu formulasini hosil qildik. Ko'zgu formulasidan foydalanganda, formuladagi d, f, F kattaliklar turli ishoralar qa'bul qilish mumkin.

Agar ko'zgu botiq bo'lsa $F > 0$, qavariq bo'lsa $F < 0$ bo'ladi.

Agar tasvir haqiqiy bo'lsa $f > 0$, mavhum bo'lsa $f < 0$ bo'ladi.

Agar manba (buyum) haqiqiy bo'lsa $d > 0$, mavhum bo'lsa $d < 0$ bo'ladi. Lekin mavhum manba masalalarda umuman uchramaydi.

Botiq va qavariq ko'zgular uchun ko'zgu formulalari quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}$$

Botiq ko'zgu $d > F$ holatda

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f}$$

Botiq ko'zgu $d < F$ holatda

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f} - \frac{1}{d}$$

Qavariq ko'zgu

Tasvir o'lchamining buyum o'lchamiga nisbatiga teng kattalikka ko'zguning kattalashtirishi deyiladi.

$$K = \frac{H}{h} = \frac{f}{d}$$

Ko'zgu kattalashtirishini fokus masofa orqali ham ifodalash mumkin.

$$K = \frac{f-F}{F} = \frac{F}{d-F}$$

Botiq ko'zgu $d > F$ holatda

$$K = \frac{f+F}{F} = \frac{F}{F-d}$$

Botiq ko'zgu $d < F$ holatda

$$K = \frac{F-f}{F} = \frac{F}{F+d}$$

Qavariq ko'zgu

Ishoti: Har bir holatda kattalashtirishini topish uchun shu holatlar uchun ko'zgu formulasidan foydalanimiz.

$$1) \frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{K}{f} + \frac{1}{f} = \frac{K+1}{f}; \rightarrow K = \frac{f}{F} - 1 = \frac{f-F}{F}.$$

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{d} + \frac{1}{Kd}; \rightarrow \frac{1}{Kd} = \frac{1}{F} - \frac{1}{d} = \frac{d-F}{Fd}, \rightarrow K = \frac{F}{d-F}.$$

$$2) \frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f} = \frac{K-1}{f} - \frac{1}{f} = \frac{K-1}{f}; \rightarrow K = \frac{f}{F} + 1 = \frac{f+F}{F}.$$

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} = \frac{1}{d} - \frac{1}{Kd}; \rightarrow \frac{1}{Kd} = \frac{1}{d} - \frac{1}{F} = \frac{F-d}{Fd}, \rightarrow K = \frac{F}{F-d}.$$

$$3) \frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f} = \frac{1}{f} - \frac{K}{f} = \frac{1-K}{f}; \rightarrow K = 1 - \frac{f}{F} = \frac{F-f}{F}.$$

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{1}{Kd} - \frac{1}{d}; \rightarrow \frac{1}{Kd} = \frac{1}{f} + \frac{1}{d} = \frac{d+F}{Fd}; \rightarrow K = \frac{F}{d+F}.$$

Ko'zgu-tasvir orasidagi masofa f va ko'zgu-buyum orasidagi masofa d larni kattalashtirish K orqali ifodalash quyidagicha bo'ladi:

$$\begin{cases} f = (K+1)F \\ d = \frac{K+1}{K}F \end{cases}$$

Botiq ko'zgu $d > F$ holatda

$$\begin{cases} f = (K-1)F \\ d = \frac{K-1}{K}F \end{cases}$$

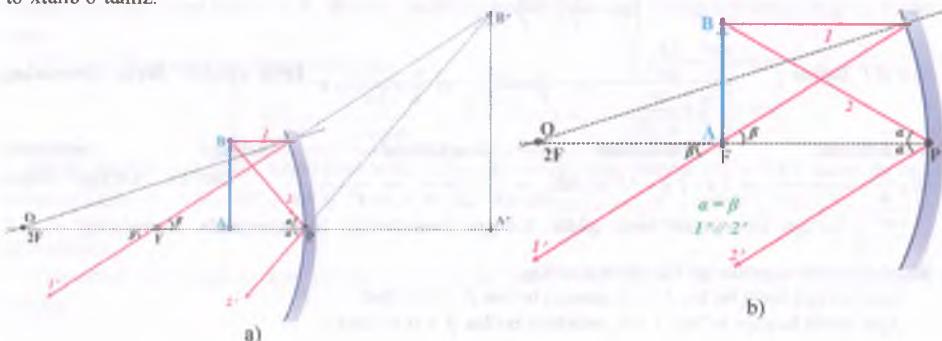
Botiq ko'zgu $d < F$ holatda

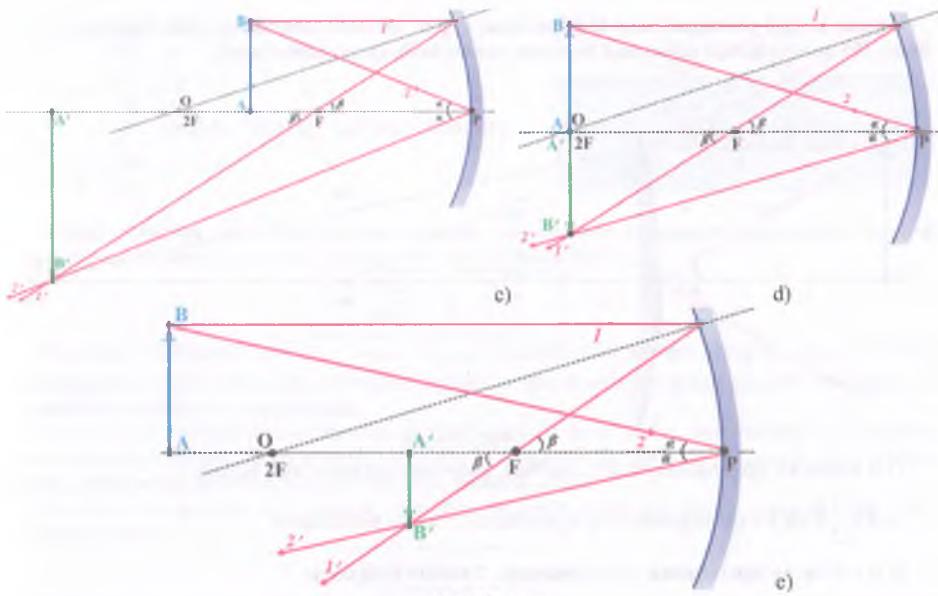
$$\begin{cases} f = (1-K)F \\ d = \frac{1-K}{K}F \end{cases}$$

Qavariq ko'zgu

Botiq ko'zguda tasvir yasash va botiq ko'zgu uchun xususiy holar:

Botiq ko'zgu yordamida buyumni joylashishiga qarab kattalashgan yoki kichiklashgan, haqiqiy yoki mavhum, to'g'ri yoki teskari tasvir hosil qilish mumkin. Biz har bir xususiy holga alohida-alohida to'xtalib o'tamiz.



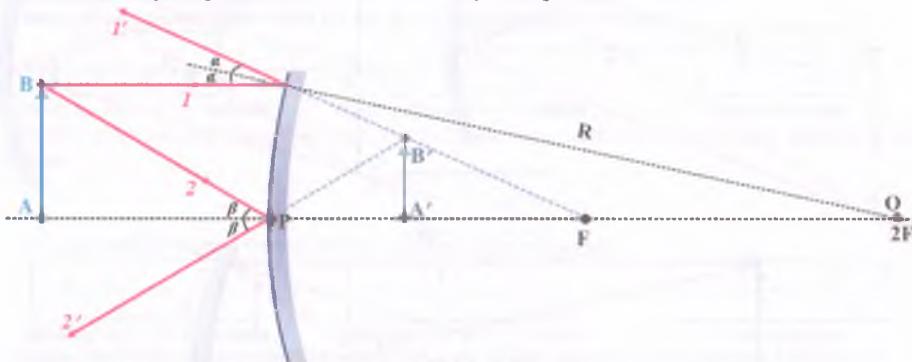


4.2.2.8-rasm

- 1) $d < F$ da: ko'zgu orqasida, to'g'ri, mavhum, kattalashgan tasvir hosil bo'ladi (4.2.2.6-a,rasm).
- $d = \frac{1}{3}F$ da: ko'zgu orqasida, to'g'ri, mavhum, 1,5 marta kattalashgan tasvir.
 - $d = \frac{1}{2}F$ da: ko'zgu orqasida, to'g'ri, mavhum, 2 marta kattalashgan tasvir.
 - $d = \frac{2}{3}F$ da: ko'zgu orqasida, to'g'ri, mavhum, 3 marta kattalashgan tasvir.
 - $d = \frac{3}{4}F$ da: ko'zgu orqasida, to'g'ri, mavhum, 4 marta kattalashgan tasvir.
- 2) $d = F$ da: tasvir hosil bo'lmaydi (4.2.2.6-b, rasm).
- 3) $F < d < 2F$ da: buyum tomonda, teskari, haqiqiy, kattalashgan tasvir hosil bo'ladi (4.2.2.6-c,rasm).
- $d = \frac{5}{3}F$ da: buyum tomonda, teskari, haqiqiy, 1,5 marta kattalashgan.
 - $d = \frac{3}{2}F$ da: buyum tomonda, teskari, haqiqiy, 2 marta kattalashgan.
 - $d = \frac{4}{3}F$ da: buyum tomonda, teskari, haqiqiy, 3 marta kattalashgan.
 - $d = \frac{5}{4}F$ da: buyum tomonda, teskari, haqiqiy, 4 marta kattalashgan.
- 4) $d = 2F$ da: buyum tomonda, teskari, haqiqiy, teng tasvir hosil bo'ladi (4.2.2.6-d,rasm).
- 5) $d > 2F$ da: buyum tomonda, teskari, haqiqiy, kichiklashgan tasvir hosil bo'ladi (4.2.2.6-e,rasm).
- $d = \frac{5}{2}F$ da: buyum tomonda, teskari, haqiqiy, 1,5 marta kichiklashgan tasvir.
 - $d = 3F$ da: buyum tomonda, teskari, haqiqiy, 2 marta kichiklashgan tasvir.
 - $d = 4F$ da: buyum tomonda, teskari, haqiqiy, 3 marta kichiklashgan tasvir.
 - $d = 5F$ da: buyum tomonda, teskari, haqiqiy, 4 marta kichiklashgan tasvir.

Qavariq ko'zgudu tasvir yasash va qavariq ko'zgu uchun xususiy holar:

Qavariq ko'zgu yordamida faqat kichiklashgan, to'g'ri, mavhum tasvir hosil qilish mumkin (4.2.2.9-rasm). Biz qavariq ko'zgu uchun ham bir necha xususiy hollarga to'xtalib o'tamiz.



4.2.2.9-rasm

1) $d \approx 0$ da: ko'zgu orqasida, to'g'ri, mavhum, taxminan teng tasvir hosil bo'ladi.

2) $d = \frac{1}{2}F$ da: ko'zgu orqasida, to'g'ri, mavhum, 1,5 marta kichik tasvir.

3) $d = F$ da: ko'zgu orqasida, to'g'ri, mavhum, 2 marta kichik tasvir.

4) $d = 2F$ da: ko'zgu orqasida, to'g'ri, mavhum, 3 marta kichik tasvir.

5) $d = 3F$ da: ko'zgu orqasida, to'g'ri, mavhum, 4 marta kichik tasvir.

Cheksizlikda turgan buyumning qavariq ko'zgudagi tasviri mavhum nuqtaga aylanadi.

4.2.3. Mavzu: Yorug'likning sinish qonuni.

Yorug'lik nurini o'tkazish xususiyatiga ega bo'lgan modda yoki muhitga *shaffof muhit* deyiladi. Yorug'lik nuri vakuumdan biror shaffof muhitiga o'tganda yoki bir shaffof muhitidan boshqa bir shaffoff muhitiga o'tganda nur o'z yo'naliшини o'zgartiradi. Aytaylik yorug'lik nuri vakuumdan biror shaffof muhitiga biror α burchak ostida tushayotgan bo'lsin. Bu nur shaffof muhitiga o'tganda dastlabki yo'naliшини o'zgartirib, tushish nuqtasidan o'tkazilgan normal bilan biror $\beta < \alpha$ burchak hosil qiladi. Bu burchakka *sinish burchagi* deyiladi (4.2.3. 1-rasm).

I – tushgan nur;

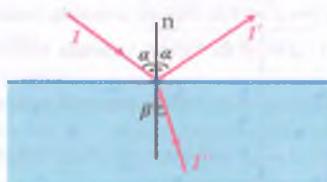
I' – qaytgan nur;

I'' – qaytgan nur;

α – tushish burchagi;

β – sinish burchagi;

γ – qaytish burchagi;



4.2.3. 1-rasm

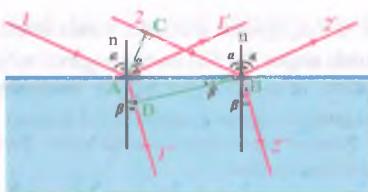
Yorug'likning sinish qonuni: Shaffof muhitga tushgan nur, tushish nuqtasiga o'tkazilgan normal va singan nur bitta tekislikda yotadi. Nur optik zichligi past bo'lgan muhitdan optik zichligi yugori bo'lgan muhitga o'tganda, singan nur ikki muhit chegarasidan uzoqlashib normalga tomon yaqinlaashdi.

Vakuumdan shaffof muhitga ikkita o'zaro parallel 1 va 2 nurlar tushayotgan bo'lsin. Muhitda singan nurlar I'' va $2''$ bo'lsin (4.3.2.2-rasm). Muhitning vakuumga nisbatan absalyut nur sindirish ko'rsatkichini topaylik. Buning uchun ΔABC va ΔABD lar sinuslaridan foydalanamiz.

$$\left\{ \begin{array}{l} \sin \alpha = \frac{BC}{AB} = \frac{c \Delta t}{AB} \quad (1) \\ \sin \beta = \frac{AD}{AB} = \frac{\vartheta \Delta t}{AB} \quad (2) \end{array} \right.$$

(1) : (2) amalini bajarib natijaga erishamiz.

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c}{\vartheta} = \frac{\lambda_{BAK}}{\lambda_{MTR}}$$



4.2.3.2-rasm

Shaffof muhitning vakuumga nisbatan **absalyut nur sindirish ko'rsatkichi** deb tushish burchagi sinusining sinish burchagi sinusiga nisbatiga teng kattalikka aytildi.

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c}{\vartheta} = \frac{\lambda_{VAK}}{\lambda_{MTR}} \quad (4.2.3.1)$$

Yuqoridagi formulada $c = \lambda_{VAK} v$ va $c = \lambda_{MTR} v$ formulalarga asosan yorug'lik nuri (umuman elektromagnit to'lqini) vakuumdan muhitga o'tganda to'lqin uzunligi va tezligi qisqarib, chastotasi esa o'zgarmasdan qolishini e'tiborga olindi.

Absalyut nur sindirish ko'rsatkichining qiymati qanchalik katta bo'lsa, nur dastlabki yo'nalihsidan normal tomonga shunchalik ko'p og'adi. Absalyut nur sindirish ko'rsatkichi kattaroq bo'lgan muhitni **optik zichroq muhit**, aksincha esa **optik siyrakroq muhit** deyiladi.

Shaffof muhit absalyut nur sindirish ko'rsatkichini uning elektr va magnit xossalari orqali ham ifodalash mumkin.

$$n = \sqrt{\epsilon \mu} \quad (4.2.3.2)$$

Yuqoridagi formuladan yorug'lik nurining shaffof muhitda tarqalish tezligini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\vartheta = \frac{c}{n} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0}} \quad (4.2.3.3)$$

Masalalar ishlaganda vakuum va havo uchun absalyut nur sindirish ko'rsatkichining qiymati $n = 1$ deb olinadi. Shaffof muhitlar uchun absalyut nur sindirish ko'rsatkichi $n > 1$ bo'ladi.

Agar yorug'lik nuri bir shaffof muhitdan ikkinchi shaffof muhitga o'tayotgan bo'lsa, tushish burchagi sinusining sinish burchagi sinusiga nisbati birinchi muhitning ikkinchi muhitga nisbatan nisbiy nur sindirish ko'rsatkichini beradi. Ikkinchi muhit absalyut nur sindirish ko'rsatkichining birinchi muhit absalyut nur sindirish ko'rsatkichiga nisbati birinchi muhitning ikkinchi muhitga nisbatan **nisbiy nur sindirish ko'rsatkichi** deyiladi. Nisbiy nur sindirish ko'rsatkichi quyidagicha bo'ladi (4.3.2.2-rasm):

$$n_{2,1} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\vartheta_1}{\vartheta_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \quad (4.2.3.4)$$

Ishboti: $\left\{ \begin{array}{l} \sin \alpha = \frac{BC}{AB} = \frac{c \Delta t}{AB} \quad (1) \\ \sin \beta = \frac{AD}{AB} = \frac{\vartheta \Delta t}{AB} \quad (2) \end{array} \right. \Rightarrow n_{2,1} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = \frac{\vartheta_1}{\vartheta_2} = \frac{\lambda_1 v}{\lambda_2 v} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$

Yuqoridagi formulada $\vartheta_1 = \lambda_1 v$ va $\vartheta_2 = \lambda_2 v$ formulalarga asosan yorug'lik nuri (umuman elektromagnit to'lqini) bir muhitdan boshqa muhitga o'tganda to'lqin uzunligi va tezligi o'zgarib, chastotasi esa o'zgarmasdan qolishini e'tiborga olindi.

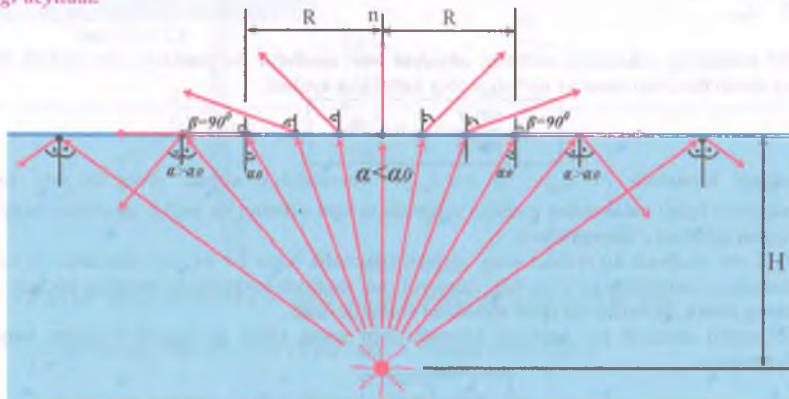
4.2.4. Mavzu: To'la ichki qaytish hodisasi.

Avvalgi mavzuda yorug'lik nuri vakuumdan biror shaffof muhitga yoki optik siyrak muhitdan optik zich muhitga o'tgan holni ko'rdik. Bunda yorug'lik nuri ikki muhit chegarasidan uzoqlashib, normal tomonga yaqinlashgan edi. Endi teskari holni, ya'ni yorug'lik nuri biror shaffof muhitdan vakuumga yoki optik zich muhitdan optik siyrak muhitga o'tgan holni qaraylik. Xo'sh, bunda nima hodisa ro'y beradi?

Yorug'lik nuri biror shaffof muhitdan vakuumga yoki optik zich muhitdan optik siyrak muhitga o'tganda singan nur normaldan uzoqlashib ikki muhit chegarasi tomonga yaqinlashadi. Tushish burchagini qiymati oshirib borilsa, sinish burchagi tezroq osha boshlaydi. Tushish burchagining shunday

bir $\alpha = \alpha_0$ qiymati mavjudki, bunda sinish burchagini qiymati 90° gacha etadi, ya'ni $\beta = 90^\circ$ bo'ladi. Bunda singan nur ikki muhit chegarasi bo'ylab tarqaladi. Agar tushish burchagini qiymati yana oshirib borilsa, ya'ni $\alpha > \alpha_0$ bo'lsa, nur sinmasdan birinchi muhitning o'ziga to'la qaytadi. Bunda ikki muhit chegarasi ko'zguga aylanadi (4.2.4.1-rasm). Bu hodisaga *to'la ichki qaytish hodisasi* deyiladi.

Tushish burchagini to'la ichki qaytish hodisasi ro'y beradigan qiymatiga to'la ichki qaytish burchagi deyiladi.



4.2.4. 1-rasm

To'la ichki qaytish burchagi quyidagicha:

$$\sin \alpha_0 = \frac{1}{n} \quad \text{eku} \quad \alpha_0 = \arcsin \frac{1}{n}$$

Istboti: Shaffof muhitidan vakuumga yorug'lik nuri o'tayotgan bo'lsin va bunda to'la ichki qaytish hodisasi sodir bo'lsin. Bunda tushish burchagi $\alpha = \alpha_0$ ga, sinish burchagi esa $\beta = 90^\circ$ ga teng bo'ladi. Muhitning vakuumga nisbatan absalyut nur sindirish ko'rsatkichi $n > 1$ bo'lgani uchun $n = \frac{\sin \beta}{\sin \alpha_0} = \frac{\sin 90^\circ}{\sin \alpha_0} = \frac{1}{\sin \alpha_0}$ bo'ladi. Bundan to'la ichki qaytish burchagi $\sin \alpha_0 = \frac{1}{n}$ yoki $\alpha_0 = \arcsin \frac{1}{n}$ bo'ladi.

Suyuqlik ichiga tushirilgan yorug'lik manbadan tarqalayotgan nurning hammasi ham suyuqlik tashqariga chiqib keta olmaydi. Biroz radiusli xalqa ichidagi nur sinib tashqariga havoga o'tadi, halqaning o'ziga tushgan nur ikki muhit chagarasi bo'ylab tarqaladi, xalqa tashqarisiga tushgan nur esa to'la ichki qaytish hodisasi tufayli yana birinchi muhitiga, ya'ni suyuqlikka qaytadi (4.2.4.1-rasm). Boshqacha aytganda, xalqa tashqarisiga tushayotgan nur uchun ikki muhit chegarasi ko'zgu vazifasini o'taydi. Xalqa radiusini hisoblab topish mumkin.

Suyuqlik sirtidan H chuqurlikdagi manbadan tarqalayotgan nur tashqariga chiqib ketadigan xalqa radiusi quyidagicha bo'ladi:

$$R = H \cdot \operatorname{tg} \alpha_0$$

Bu erda: α_0 – to'la ichki qaytishning chegaraviy burchagi.

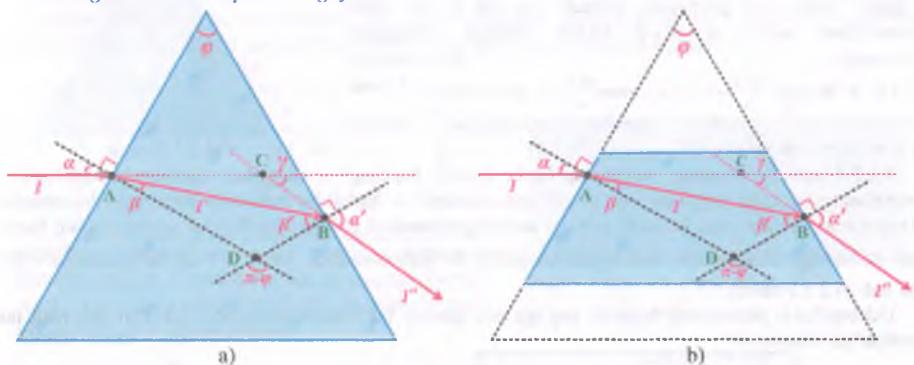
To'la ichki qaytish hodisasiga hayotda ko'p duch kelamiz. Yozgi issiq kunda qizigan asfalt usti uzoqdan qaraganda yaltirab ko'rindi. Asfaltga yaqin yuza isiganligi uchun uning nur sindirish ko'rsatkichi teparoqda sovuqroq havo qatlaming nur sindirish ko'rsatkichidan farq qiladi. Natijada to'la ichki qaytish hodisasi kuzatiladi. Undan tashqari cho'llarda sarob (ko'l) paydo bo'lish hodisasini ham xuddi shunday tushuntirish mumkin.

4.2.5. Mavzu: Nurning turli shaffof jismlardagi yo'li

Ushbu mavzuda yorug'lik nuring turli shaffof jismlardan qanday o'tishi yoriltiladi. Barcha hollarda ham yorug'likning sinish qonuniga tayanib ish ko'rildi. Yorug'lik nuri optik zichroq muhitga o'tganda

singan nur normal tomonga, optik siyrakroq muhitga o'tganda esa ikki muhit chegarasi tomonga yaqinlashadi.

Nurning uchburchakli prizmadagi yo'li:



4.2.5.1-rasm

Uchidagi burchagi φ bo'lgan teng yonli uchburchakli prizmaning 1-yoniga nur α burchak ostida tushsa, sinish burchagi β , 2-yoniga ichki tarafdan tushish burchagi β' , 2-yondan chiqish burchagi α' , dastlabki yo'nalishidan og'ish burchagi γ quyidagicha (4.2.5.1-a,rasm):

$$\boxed{\begin{aligned}\beta &= \arcsin \frac{\sin \alpha}{n} \\ \beta' &= \varphi - \beta = \varphi - \arcsin \frac{\sin \alpha}{n} \\ \alpha' &= \arcsin \left(\sin \varphi \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \cos \varphi \cdot \sin \alpha \right) \\ \gamma &= \alpha + \alpha' - \varphi\end{aligned}}$$

Istobi: Dastlab nur 1 shisha prizmaning chap yoniga tushadi. Nur havodan shishaga o'tgani sababli, singan nur 1' normal tomonga og'adi, ya'ni $\beta < \alpha$ bo'ladi. Yorug'likning sinish qonunidan sinish burchagi β ni topish mumkin. $n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$; $\rightarrow \sin \beta = \frac{\sin \alpha}{n}$; $\rightarrow \beta = \arcsin \frac{\sin \alpha}{n}$. Ixtiyoriy uchburchakning ichki burchaklari yig'indisi 180° ga tengligidan foydalanim 1' nuring prizma ikkinchi yog'iga tushish burchagi β' ni topish mumkin. $\beta + \beta' + \pi - \varphi = \pi$; $\rightarrow \beta' = \varphi - \beta = \varphi - \arcsin \frac{\sin \alpha}{n}$. B nuqtada nur shishadan havoga o'tayotgani uchun singan nur normaldan uzoqlashib, ikki muhit chegarasiga yaqinlashadi, ya'ni $\beta' < \alpha'$ bo'ladi. $n = \frac{\sin \alpha'}{\sin \beta'}$; $\rightarrow \sin \alpha' = n \cdot \sin \beta' = n \cdot \sin \left(\varphi - \arcsin \frac{\sin \alpha}{n} \right) = n \cdot \sin \varphi \cdot \cos \left(\arcsin \frac{\sin \alpha}{n} \right) + n \cdot \cos \varphi \cdot \sin \left(\arcsin \frac{\sin \alpha}{n} \right) = \sin \varphi \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \cos \varphi \cdot \sin \alpha$; $\rightarrow \alpha' = \arcsin \left(\sin \varphi \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \cos \varphi \cdot \sin \alpha \right)$. Ixtiyoriy to'rburchak ichki burchaklari yig'indisi 360° ga tengligidan foydalanim dastlabki yo'nalishidan siljish burchagi γ ni topamiz. $\alpha + \alpha' + (\pi - \varphi) = 2\pi$; $\rightarrow \gamma = \alpha + \alpha' - \varphi$.

Yuqoridagi keltirib chiqarilgan formulalar faqatgina teng yonli uchburchakli prizma uchun bajarilmasdan, balki bu prizmadan kesib olingan teng yonli trapetsiyali prizma uchun ham bajariladi (4.2.5.1-b,rasm). Bundan ko'rindiki, yon tomonga tushganda singan nurni uchburchakli prizma asosi tomonga, trapetsiyali prizma esa katta asosi tomonga og'dirar ekan.

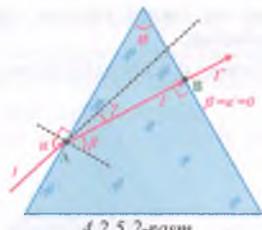
Yuqoridagi formula va rasmdan foydalanim 1' nuring prizma ikkinchi yog'iga tik holda tushish shartini topish mumkin.

Tushish burchagi quyidagicha bo'lganda singan nur prizmaning ikkinchi yog'idan tik holda chiqib ketadi.

$$\begin{cases} \varphi = \beta \text{ eku } \sin \alpha = n \sin \varphi \\ \gamma = \alpha - \varphi = \alpha - \beta \end{cases}$$

Ishboti: Singan nur prizmaning ikkinchi yon yog'iga tik holda tushayotgani uchun $\alpha' = \beta' = 0^\circ$ bo'ladi. Oldingi chiqarilgan formuladan foydalananiz.

$\beta' = \varphi - \beta = \varphi - \arcsin \frac{\sin \alpha}{n} = 0^\circ \rightarrow \varphi = \arcsin \frac{\sin \alpha}{n} \rightarrow \sin \alpha = n \sin \varphi$. 1" nur va 1" nur orasidagi burchak quyidagicha bo'ladi: $\gamma = \alpha + \alpha' - \varphi = \alpha - \varphi = \alpha - \beta$



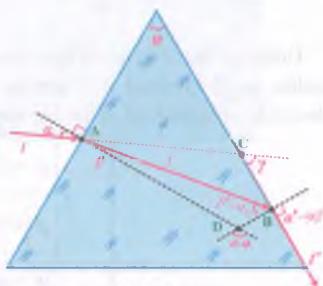
4.2.5.2-rasm

4.2.5.1-rasmdan shunday savol tug'iladi: tushish burchagi α ning har qanday qiymatida ham prizmaning ikkinchi yog'idan nur chiqib keta oladimi? – Yo'q, bu har doim ham bajarilavermaydi. Singan nur 1" prizmaning ikkinchi yog'iga tushadigan burchak β' ning shunday bir qiymati borki, bunda nur tashqariga chiqmasdan ikki muhit chegarasi bo'ylab tarqaladi, ya'ni $\beta' = \alpha_0$ bo'lganda $\alpha' = 90^\circ$ bo'ladi (4.2.5.3-rasm).

Uchburchakli prizmaning birinchi yog'iga nur qanday burchakda tushganda, ikkinchi yog'idan nur tashqariga chiqmaydi?

$$\begin{cases} \sin \alpha = \sqrt{n^2 - 1} \cdot \sin \varphi - \cos \varphi \\ \gamma = \frac{\pi}{2} + \alpha - \varphi \end{cases}$$

Ishboti: Nur B nuqtadan tashqariga chiqmasdan ikki muhit chegarasi bo'ylab borishi uchun B nuqtaga tushish burchagi to'la ichki qaytishning chegaraviy qiymatiga teng, ya'ni $\beta' = \alpha_0 = \arcsin \frac{1}{n}$ bo'lishi kerak. Bundan $\sin \beta' = \frac{1}{n}$ va $\cos \beta' = \frac{\sqrt{n^2 - 1}}{n}$ kelib chiqadi. $\beta' + \beta = \varphi$ hamda $n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$ ekanligidan 1 nurning A nuqtaga tushish burchagi α ni yoki uning sinusu $\sin \alpha$ ni topish mumkin.



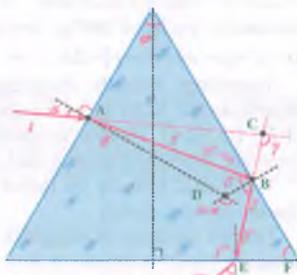
4.2.5.3-rasm

$\sin \alpha = n \sin \beta = n \sin(\varphi - \beta') = n(\sin \varphi \cos \beta' - \cos \varphi \sin \beta') = n \left(\sin \varphi \frac{\sqrt{n^2 - 1}}{n} - \cos \varphi \frac{1}{n} \right) = \sin \varphi \sqrt{n^2 - 1} - \cos \varphi$. Demak, tushish burchagi $\sin \alpha = \sin \varphi \sqrt{n^2 - 1} - \cos \varphi$ yoki $\alpha = \arcsin(\sin \varphi \sqrt{n^2 - 1} - \cos \varphi)$ formuladan topilar ekan. Ixtiyoriy qavariq to'rtburchakning ichki burchaklari yig'indisi 360° ga tengligidan 1 nur va 1" yeh orasidagi burchak γ ni topa olamiz. $\angle A + \angle B + \angle C + \angle D = 2\pi; \rightarrow \alpha + \frac{\pi}{2} + (\pi - \gamma) + (\pi - \varphi) = 2\pi; \rightarrow \gamma = \frac{\pi}{2} + \alpha - \varphi$.

Agar 4.2.5.3-rasmda nur B nuqtaga to'la ichki qaytish burchagini chegaraviy qiymatidan katta burchak ostida tushsa, u holda B nuqta 1" nur uchun ko'zgu vazifasini o'taydi. Natijada to'la ichki qaytish hodisisi sodir bo'lib, 1" nur prizma asosidagi E nuqtaga kelib tushadi. Bu nuqtada ham nur sinib tashqariga chiqadi (4.2.5.4-rasm).

$\beta' > \alpha_0$ bo'lganda, β', β'' va α'' burchaklar quyidagicha bo'ladi:

$$\begin{cases} \beta' = \varphi - \beta = \varphi - \arcsin\left(\frac{\sin \alpha}{n}\right) \\ \beta'' = \frac{\pi}{2} - \left(\frac{\varphi}{2} + \beta'\right) \\ \alpha'' = \arcsin(n \sin \beta'') \end{cases}$$



Ishboti: $\beta' + \beta = \varphi$ ekanligidan $\beta' = \varphi - \beta = \varphi - \arcsin\left(\frac{\sin \alpha}{n}\right)$ kelib chiqadi.

ΔBEF ning ichki burchaklari yig'indisi 180° ga teng. $(\pi/2 - \beta') + (\pi/2 - \beta'') + (\pi/2 - \varphi/2) = \pi; \rightarrow \beta'' = \pi/2 - (\varphi/2 + \beta')$. Sinish qonunidan $\alpha'' = \arcsin(n \sin \beta'')$ kelib chiqadi.

4.2.5.4-rasm

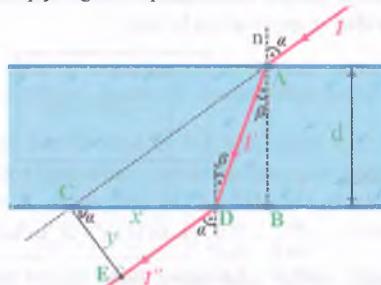
Nurning parallel plastinkadagi yo'li:

Agar shaffof yoqlari parallel plastinka gaga tushsa nima bo'ladı?

Qalinligi d va absalyut sindirish ko'rsatkichi n bo'lgan shisha plastinkaning birinchi yog'iga agar nur α burchak ostida tushsa, nur ikkinchi yog'idan x masofaga siljigan xolda va dastlabki yo'nalişidan y masofaga parallel siljigan holda chiqib ketadi. Bu siljishlar quyidagicha topiladi:

$$\begin{cases} x = \left(\operatorname{tg} \alpha - \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right) d \\ y = \left(\operatorname{tg} \alpha - \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right) \cos \alpha d \end{cases}$$

Ishboti: A nuqtadan kirgan nur 1 sinib platinkaning ikkinchi yog'iga C nuqta o'miga D nuqtaga tushadi. $\triangle ABC$ va $\triangle ABD$ lardan foydalanib, gorizont bo'yicha siljish $CD = x$ ni topish mumkin.



4.2.5.5-rasm

$x = AB \operatorname{tg} \alpha - AB \operatorname{tg} \beta = AB(\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \beta) = d \left(\operatorname{tg} \alpha - \frac{\sin \beta}{\sqrt{1 - \sin^2 \beta}} \right) = d \left(\operatorname{tg} \alpha - \frac{\sin \alpha / n}{\sqrt{1 - (\sin \alpha / n)^2}} \right) = \left(\operatorname{tg} \alpha - \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right) d$

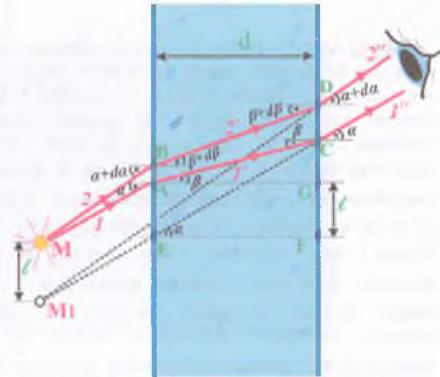
Nurning plastinkaga tushish burchagi plastinkadan chiqib ketish burchagiga teng. Singan nur 1' D nuqtadan havoga o'tib DE chiziq bo'yicha 1' nur bo'lib tarqaladi. Bu erda 1' nur 1' nurga parallel bo'lib bu parallel nurlar orasidagi masofa $CE = y$ bo'ladi. $\triangle CDE$ dan bu siljish masofasi $CE = y$ ni topish mumkin. $y = x \cos \alpha = \left(\operatorname{tg} \alpha - \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right) \cos \alpha d$.

Yuqoridagi rasm va formuladan shundan xulosa qilish mumkin. Agar suvda biror d chuqurlikda, D nuqtada baliq turgan bo'lsa, uni tashqaridagi ovchi C nuqtada turibdi deb o'yaydi va qo'lidagi nayzani C nuqtaga qaratib otadi. Xuddi ovchi kutganday nayza C nuqtaga kelib tushadi, lekin D nuqtadagi baliq seskanib qochib ketadi. Xuddi shuningdek, buyumlarga biror shaffof jism orqali qaralganda ham uning o'mi o'zgartirilishi bo'lib ko'rinishi.

Qalinroq shaffof jism orqali biror buyumga qaralganda, buyumning ko'rinxma siljish masofasi quyidagicha bo'ladi:

$$l = \left(\operatorname{tg} \alpha - \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right) d$$

Ishboti: Agar kuzatuvchi M nuqtadagi yorug'lik manbaiga qalinligi d , absalyut nur sindirish ko'rsatkichi n bo'lgan shisha plastina orqali qarasa, kuzatuvchi manbani M_1 nuqtada ko'radi. Bunda manbadan chiqqan 1 va 2 nurlar plastinaga A va B nuqtalardan kirib unda sinadi. Singan 1' va 2' nurlar plastinaning ikkinchi yog'iga C va D nuqtalarda tushadi va bu nuqtalarda ikkinchi marta sinadi. Singan 1' va 2' nurlar kuzatuvchi ko'zi diapazoniga tushadi. 1' va 2' nurlarning teskari davomlari M_1 nuqtada kesishadi. Kuzatuvchi M manbani ana shu M_1 nuqtada ko'radi. Bunda M va M_1 nuqtalar orasidagi masofa biz izlayotgan ko'rinxma siljish masofasıdır.



4.2.5.6-rasm

$$\begin{aligned} l = MM_1 &= AE = FG = CF - CG = d \operatorname{tg} \alpha - d \operatorname{tg} \beta = d \left(\operatorname{tg} \alpha - \frac{\sin \beta}{\cos \beta} \right) = d \left(\operatorname{tg} \alpha - \frac{\sin \beta}{\sqrt{1 - \sin^2 \beta}} \right) = d \left(\operatorname{tg} \alpha - \frac{\sin \alpha / n}{\sqrt{1 - (\sin \alpha / n)^2}} \right) = \\ &= \left(\operatorname{tg} \alpha - \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right) d. \end{aligned}$$

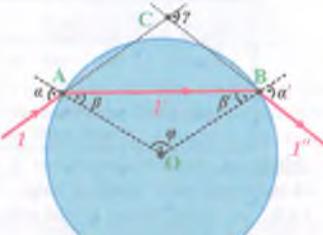
Nurning shardagi yo'li:

Agar yorug'lik nuri shar shaklidagi shaffof jismga tushayotgan bo'lsa, u holda nima hodisa ro'y beradi? Bunda to'la ichki qaytish hodisasi ro'y beradimi?

Agar yorug'lik nuri shar shaklidagi shaffof jismga ixtiyoriy α burchak ostida tushayotgan bo'lsa, sherdan chiqib ketish burchagi α' , nurning dastlabki yo'nalishdan og'ish burchagi γ va markaziy burchak φ quyidagicha bo'ladi:

$$\begin{cases} \alpha' = \alpha \\ \gamma = 2(\alpha - \beta) \\ \varphi = \pi - 2\beta \end{cases}$$

Isboti: teng yonli uchburchakning asosidagi burchaklari teng bo'ladi. $\triangle OAB$ da $OA = OB = R$ bo'lgani uchun $\beta' = \beta$ bo'ladi. Sinish qonuni $n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha'}{\sin \beta'}$ ga ko'ra $\alpha' = \alpha$ bo'ladi, ya'ni nur sharga qanday burchak ostida tushsa, xuddi shunday burchak ostida chiqib ketadi. $\triangle ABC$ dan $\angle CAB = \angle CBA = \alpha - \beta$ bo'ladi. Uchburchakning



4.2.5.7-rasm

ixtiyoriy ikkita ichki burchagi uchinchi tashqi burchagiga teng bo'ladi. SHuning uchun $\gamma = \angle CAB + \angle CBA = 2(\alpha - \beta)$ bo'ladi. Uchburchakning ichki burchaklar yig'indisi 180° ga tengligidan $\varphi = \pi - (\beta + \beta') = \pi - 2\beta$ ifoda kelib chiqadi.

Demak, yorug'lik nuri sharga ixtiyoriy burchak ostida kelib tushganda ham xuddi shu burchak ostida shardan chiqib ketar ekan va hech qachon chiqishda to'la ichki qaytish hodisasi kuzatilmas ekan.

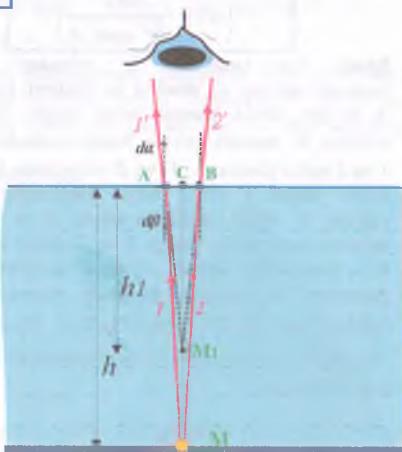
Nurning suyuqlikdagi yo'li, suyuqliking ko'rinma chuqurligi:

Yorug'lik nuri havodan suyuqlik sirtiga biror burchak ostida tushganda, boshqa shaffof jismlardagi kabi singan nur normal tomonga og'adi. Ana shu og'ish tufayli suyuqlik ichida turgan jismlarga qaraganda uning geometrik o'rni o'zgargandek bo'lib tuyuladi. Suyuqlik tubiga qaraganda uning tubi yaqinlashgandek bo'lib ko'rindi. Bunga bo'sh idishga suyuqlik to'ldirayotganda kuzatib ishonch hosil qilish mumkin. Suyuqlik ustuni oshgan sari idish tubi tobora yaqinlashib kela boshlaydi.

Ustuningin balandligi h bo'lgan suyuqlik tubiga tik holda qaraganda, uning ko'rinma chsurligi h_1 quyidagicha bo'ladi:

$$h_1 = \frac{h}{n}$$

Isboti: Aytaylik idishdagi suyuqlik ustunining balandligi h ga teng bo'lib, uning tubida M nuqtada yorug'lik manbai nur taratayotgan bo'lsin. Tepadan kuzatuvchi tik holda bu manbani kuzatayotgan bo'lsin. M nuqtadan taralayotgan nurlardan 2tasi I va $2'$ nurlar suyuqlik sathiga A va B nuqtalarga nisbatan kichik $d\beta$ burchak ostida tushadi va bu nuqtalarda $d\alpha$ ($d\alpha > d\beta$) burchak ostida sinadi. Singan I' va $2'$ nurlar kuzatuvchi ko'zining ko'rish diapozoniga tushadi. Singan I' va $2'$ nurlarning teskari davomlari M_1 nuqtada kesishadi. Kuzatuvchi yorug'lik manbaini ana shu M_1 nuqtada ko'radi. Kuzatuvchi ko'zining old qismining o'lichами taxminan $\ell = 1,2 - 1,8 \text{ sm}$ bo'lib bu masofa kuzatuvchi eng yaxshi ko'rish masofasi $L_0 = 25 \text{ sm}$ dan turib qaraganda ham ancha farq qiladi, ya'ni $L_0 >> \ell$ bo'ladi. Shu boisdan ham $d\alpha$ va $d\beta$ burchaklarni ko'pi bilan $4 - 5^\circ$ dan oshmaydigan kichik burchaklar deb hisoblash mumkin. Kichik burchaklarda esa



4.2.5.8-rasm

$$\begin{cases} \operatorname{tg} d\alpha \approx \sin d\alpha & \text{deb hisoblash mumkin. } \Delta MAC \text{ va } \Delta M_1 AC \text{ uchburchaklardan} \\ \operatorname{tg} d\beta \approx \sin d\beta & \end{cases}$$

$$\left| \begin{array}{l} \operatorname{tg} d\beta = \frac{AC}{CM} = \frac{AC}{h} \approx \sin d\beta \text{ bo'ldi.} \\ \operatorname{tg} d\alpha = \frac{AC}{CM_1} = \frac{AC}{h_1} \approx \sin d\alpha \end{array} \right.$$

Bularning nisbati esa $n = \frac{\sin d\alpha}{\sin d\beta} = \frac{h}{h_1}$ bo'ldi. Bundan $h_1 = \frac{h}{n}$ kelib chiqadi. Demak, suyuqlikning ko'rinma chuqurligi aslidagidan n marta sayoz bo'lar ekan.

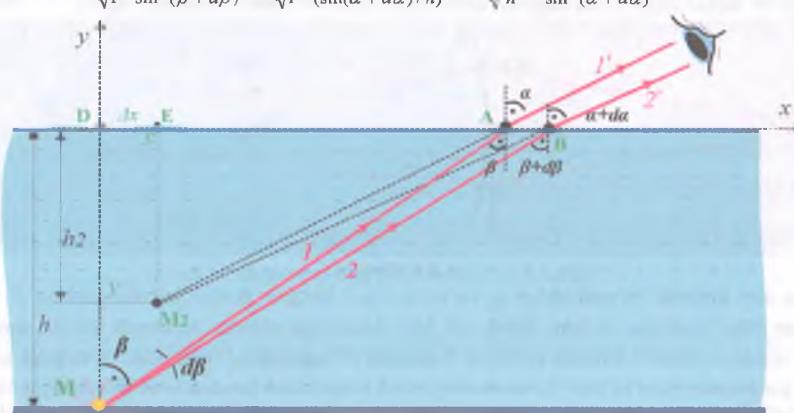
Agar kuzatuvchi suyuqlik tubiga tepasidan turib emas, balki biror burchak ostida qiyalatib qarasa, u holda suyuqlik tubi yanada yaqinlashgandek bo'ldi. Undan tashqari geometrik soya sohadagi nuqtalarni ham ko'rish imkonи bo'ldi.

Suyuqlik sirtidan h chuqurlikdagi manba tashqaridagi kuzatuvchiga α burchak ostida ko'rinsa, suyuqlikning ko'rinma chuqurligi h_2 hamda gorizontal siljish Δx qanday?

$$\Delta x = \frac{\sin^3 \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} h, \quad h_2 = \frac{\cos^3 \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} h$$

Ishboti: Aytaylik idishdagи suyuqlik ustuning balandligi h ga teng bo'lib, uning tubida M nuqtada yorug'lilik manbai nur taratayotgan bo'lsin. Bu nuqtadan chiqqan nurlardan 1 va 2 nurlar suyuqlik sathiga A va B nuqtalarga β va $\beta + d\beta$ burchak ostida tushadi. So'ngra β va $\beta + d\beta$ burchak ostida siadi va singan $1'$ va $2'$ nurlar kuzatuvchi ko'zining ko'rish diapozoniga tushadi. Singan $1'$ va $2'$ nurlarning teskari davomlari M_2 , nuqtada kesishadi. Kuzatuvchi ko'zining old qismining $\ell = 1,2 - 1,8 \text{ sm}$ bo'lib, bu masofa kuzatuvchi eng yaxshi ko'rish masofasi $L_0 = 25 \text{ sm}$ dan turib qaraganda ham ancha farq qiladi, ya'ni $L_0 \gg \ell$ yoki $h \gg AB$ bo'ldi. Shu boisdan ham $d\alpha$ va $d\beta$ burchaklar $1-2^\circ$ dan oshmaydigan kichik burchaklar deb hisoblash mumkin. 1 va 2 nurlarning suyuqlik sathini kesadigan nuqtalarigacha masofalar AD va BD ni berilgan h va α kattaliklar orqali ifodalaymiz.

$$\left| \begin{array}{l} AD = h \operatorname{tg} \beta = h \frac{\sin \beta}{\sqrt{1 - \sin^2 \beta}} = h \frac{\sin \alpha / n}{\sqrt{1 - (\sin \alpha / n)^2}} = h \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \\ BD = h \operatorname{tg} \beta = h \frac{\sin(\beta + d\beta)}{\sqrt{1 - \sin^2(\beta + d\beta)}} = h \frac{\sin(\alpha + d\alpha) / n}{\sqrt{1 - (\sin(\alpha + d\alpha) / n)^2}} = h \frac{\sin(\alpha + d\alpha)}{\sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha + d\alpha)}} \end{array} \right.$$



4.2.5.9-rasm

D nuqtani markaz qilib Dekart koordinatalar sistemasini o'tkazamiz va bu koordinatalar sistemasida singan $1'$ va $2'$ nurlarning $y = kx + b$ ko'rinishidagi to'g'ri chiziq tenglamasini yozamiz.

$$\left\{ \begin{array}{l} y = k_1 x + b_1 = \operatorname{tg}(90^\circ - \alpha)x + b_1 = \operatorname{ctg} \alpha x + b_1 \\ y = k_2 x + b_2 = \operatorname{tg}(90^\circ - (\alpha + d\alpha))x + b_2 = \operatorname{ctg}(\alpha + d\alpha)x + b_2 \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} y = k_1 x + b_1 = \operatorname{tg}(90^\circ - \alpha)x + b_1 = \operatorname{ctg} \alpha x + b_1 \\ y = k_2 x + b_2 = \operatorname{tg}(90^\circ - (\alpha + d\alpha))x + b_2 = \operatorname{ctg}(\alpha + d\alpha)x + b_2 \end{array} \right.$$

$y = 0$ da bu to'g'ri chiziqlar Ox o'qi bilan kesishadi, shundan b_1 va b_2 ozod sonlarni topamiz.

$$\begin{cases} \operatorname{ctg}\alpha \cdot AD + b_1 = 0 \\ \operatorname{ctg}(\alpha + d\alpha) \cdot BD + b_2 = 0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} b_1 = -\operatorname{ctg}\alpha \cdot AD = -\frac{\cos\alpha}{\sin\alpha} \cdot h = -\frac{\cos\alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} h \\ b_2 = -\operatorname{ctg}(\alpha + d\alpha) \cdot BD = -\frac{\cos(\alpha + d\alpha)}{\sin(\alpha + d\alpha)} h = -\frac{\cos(\alpha + d\alpha)}{\sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha + d\alpha)}} h \end{cases}$$

Demak, 1' va 2' nurlarning to'g'ri chiziq tenglamalari quyidagi ko'rinishda bo'lar ekan:

$$\begin{aligned} y &= \operatorname{ctg}\alpha x + b_1 = \operatorname{ctg}\alpha x - \frac{\cos\alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} h = \frac{\cos\alpha}{\sin\alpha} x - \frac{\cos\alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} h \\ y &= \operatorname{ctg}(\alpha + d\alpha) x + b_2 = \operatorname{ctg}(\alpha + d\alpha) x - \frac{\cos(\alpha + d\alpha)}{\sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha + d\alpha)}} h = \frac{\cos(\alpha + d\alpha)}{\sin(\alpha + d\alpha)} x - \frac{\cos(\alpha + d\alpha)}{\sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha + d\alpha)}} h \end{aligned}$$

Bu to'g'ri chiziqlar kesishgan nuqtaning koordinatalari biz izlayotgan kattaliklardir. Grafiklar kesishganda esa ularning koordinatalari tenglashadi.

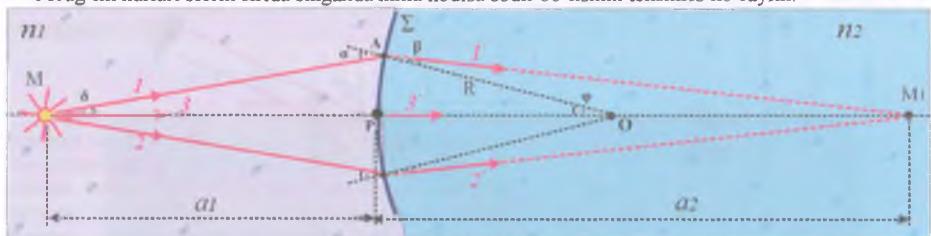
$$\begin{aligned} \frac{\cos\alpha}{\sin\alpha} x - \frac{\cos\alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} h &= \frac{\cos(\alpha + d\alpha)}{\sin(\alpha + d\alpha)} x - \frac{\cos(\alpha + d\alpha)}{\sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha + d\alpha)}} h \rightarrow \frac{\sin(\alpha + d\alpha) \cdot \cos\alpha - \cos(\alpha + d\alpha) \cdot \sin\alpha}{\sin(\alpha + d\alpha) \cdot \sin\alpha} x = \\ &= \left[\frac{\cos\alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} - \frac{\cos(\alpha + d\alpha)}{\sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha + d\alpha)}} \right] h \rightarrow \frac{\sin(\alpha + d\alpha - \alpha)}{\sin(\alpha + d\alpha) \cdot \sin\alpha} x \approx \frac{\cos\alpha - \cos(\alpha + d\alpha)}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} h \rightarrow \\ \frac{\sin d\alpha}{\sin^2\alpha} x &\approx \frac{\cos\alpha - \cos\alpha \cdot \cos d\alpha + \sin\alpha \cdot \sin d\alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} h \rightarrow \frac{\sin d\alpha}{\sin^2\alpha} x = \frac{\sin\alpha \cdot \sin d\alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} h \rightarrow x = \frac{\sin^3\alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} h \rightarrow \\ y &= \frac{\cos\alpha}{\sin\alpha} x - \frac{\cos\alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} h = \frac{\cos\alpha}{\sin\alpha} \frac{\sin^3\alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} h - \frac{\cos\alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} h = \frac{\cos\alpha (\sin^2\alpha - 1)}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} h = -\frac{\cos^3\alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} h. \end{aligned}$$

Demak, 1' va 2' nurlarning teskari davomlari $M_2(x; y)$ nuqtada, ya'ni $x = \frac{\sin^3\alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} h$ va $y = -\frac{\cos^3\alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} h$ koordinatalarga ega bo'lgan nuqtada kesishar ekan. Bundan gorizontal yo'nalişdagilij shiljish $\Delta x = x = \frac{\sin^3\alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} h$

hamda ko'rinma chuqurlik $h_0 = -y = \frac{\cos^3\alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} h$ kelib chiqadi.

Nuring sferik sirtli shaffof muhitdag'i yo'li:

Yorug'lik nurlari sferik sirtda singanda nima hodisa sodir bo'lishini tekshirib ko'raylik.



4.2.5.10-rasm

Absalyut nur sindirish ko'rsatkichlari n_1 va n_2 ($n_2 > n_1$) bo'lgan shaffof muhitlar radiusi R bo'lgan sferik sirt bilan ajratilgan bo'lsin. Sferik sirt MM_1 chizig'iغا nisbatan simmetrik bo'lib, simmetriya chizig'i sferik sirt bilan P nuqtada kesishsin. 1-muhitda P nuqtadan a_1 masofada M nuqtada yorug'lik manbai nur tarqatayotgan bo'lsin. Bu manbaning sferik sirtga kichik burchak hosil qilib tushgan nurlari 2-muhitda P nuqtadan a_2 masofada M_1 nuqtada to'planadi. M yorug'lik manbaidan δ burchak ostida tarqalgan 1 nur sferik sirtning A nuqtasiga α burchak ostida tushadi va bu sirtda β burchak ostida singan 1' nur M_1 nuqtaga etib keladi. Bu erda δ burchakni shu qadar kichik deb hisoblaymizki, $MA \approx MP$, $M_1A \approx M_1P$ deyish mumkin. ΔMOA dan $\frac{MA}{\sin\varphi} = \frac{MO}{\sin(\pi - \alpha)}$ $\rightarrow \frac{MO}{MA} = \frac{\sin\alpha}{\sin\varphi}$ kelib chiqadi. ΔM_1OA dan $\frac{M_1A}{\sin(\pi - \varphi)} = \frac{M_1O}{\sin\beta}$ $\rightarrow \frac{M_1A}{M_1O} = \frac{\sin\varphi}{\sin\beta}$ kelib chiqadi. Bularni bir-biriga ko'paytirsak,

dan esa $\frac{M_1A}{\sin(\pi - \varphi)} = \frac{M_1O}{\sin\beta} \rightarrow \frac{M_1A}{M_1O} = \frac{\sin\varphi}{\sin\beta}$ kelib chiqadi.

$\frac{MO}{MA} \cdot \frac{M_1 A}{M_1 O} = \frac{\sin \alpha}{\sin \varphi} \cdot \frac{\sin \varphi}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}$ kelib chiqadi. Bundan keyin kesmalarni o'chashni P nuqtadan boshlab hisoblaymiz. P nuqtadan o'ngda (nur tarqalish yo'nalişida) yotgan kesmani musbat ishora bilan, chapda yotgan kesmalarni esa manfiy ishora bilan olamiz. $MA \approx MP = -a_1$, $M_1 A \approx M_1 P = a_2$, $OF = OP = R$ deb olsak, $MO = -a_1 + R$, $M_1 O = a_2 - R$ bo'ladi. Endi $\frac{-a_1 + R}{-a_1} \cdot \frac{a_2}{a_2 - R} = \frac{n_2}{n_1}$ kelib chiqadi. Bu tenglikni algebraik almashtirishlar natijasida kerakli formulaga ega bo'lamiz.

$$n_1(a_2 R - a_1 a_2) = n_2(a_1 R - a_1 a_2) / (a_1 a_2 R) \rightarrow n_1\left(\frac{1}{a_1} - \frac{1}{R}\right) = n_2\left(\frac{1}{a_2} - \frac{1}{R}\right) = Q$$

Shunday qilib sferik sirt bilan chegaralangan turli shaffof muhitlar uchun quyidagi formulaga ega bo'ldik.

$$Q = n_1\left(\frac{1}{a_1} - \frac{1}{R}\right) = n_2\left(\frac{1}{a_2} - \frac{1}{R}\right)$$

Bu formula **nolinchи invariant** deb ataladi. YUqoridagi formula ko'pincha quyidagi ko'rinishda uchraydi:

$$\frac{n_2 - n_1}{a_2 - a_1} = \frac{n_2 - n_1}{R}$$

Hosil bo'lgan formulalar paraksial (o'q bag'irlab tarqaluvchi) dastaning istalgan nuri uchun o'rinnlidir. Paraksiallik sharti bajarilganda M nuqtadan chiquvchi ixtiyoriy nur M_1 nuqtada to'planadi. Bu erda M_1 nuqta M manbaning stigmatik tasviri deyiladi.

Formuladan quyidagi xulasolarga kelish mumkin:

– Agar n_1, n_2, R parametrlar berilgan bo'lsa, a_2 faqat a_1 ga bog'liq bo'lar ekan, ya'ni stigmatik tasvir qaerda hosil bo'lishi manba qaerda joylashganiga bog'liq bo'lar ekan.

– Agar $n_2 > n_1$ bo'lsa, sferik sirtda singan nurlar yig'iladi, manba va tasvir sferik sirtning turli tomonlarida bo'ladi, ya'ni $a_2 > 0$ bo'ladi.

– Agar $n_2 < n_1$ bo'lsa, sferik sirtda singan nurlar sochiladi, sochilgan nurlarning teskari davomlari manba tomonda to'planadi, manba va tasvir sferik sirtning bir tomonida bo'ladi, ya'ni $a_2 < 0$ bo'ladi.

Sferik sirtning old va orqa fokuslari quyidagicha bo'ladi:

$$F_1 = -\frac{n_1}{n_2 - n_1} R, \quad F_2 = \frac{n_2}{n_2 - n_1} R$$

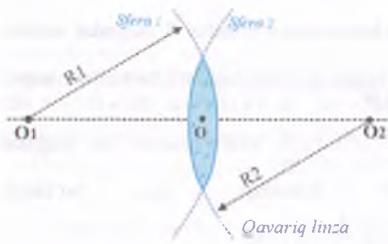
Iloboti: Agar yorug'lik manbai sferik sirtdan juda uzoqda ($a_1 = -\infty$) bo'lsa, singan nurlar ikkinchi fokus deb ataluvchi nuqtada to'planadi, ya'ni $a_2 = \frac{n_2}{n_2 - n_1} R = F_2$ bo'ladi. Topilgan bu qiyamat sferik sirtning orqa fokusidir.

Agar singan nurlar juda uzoqda ($a_2 = \infty$) kesishsa, manba birinchi fokus deb ataluvchi nuqtada joylashgan bo'ladi, ya'ni $a_1 = -\frac{n_1}{n_2 - n_1} R = F_1$ bo'ladi. Topilgan bu qiyamat sferik sirtning old fokusidir.

4.2.6. Mavzu: Linzalar va uning turlari. Nurning linzadagi yo'li

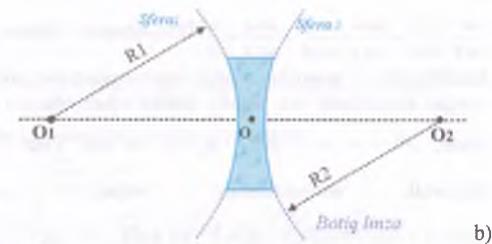
Linz va uning turlari:

Ikkitga sferik sirt bilan chegaralangan shaffof muhitga **linza** deyiladi. Linzaning botiq va qavariq turlari bor. Agar ikki sfera kesishgan soha shaffof muhit bo'lsa, bunday linza **qavariq linza** bo'ladi (4.2.6.1-a,rasm). Agar ikki sfera kesishmasa, ular orasidagi shaffof muhit **botiq linzani** hosil qiladi (4.2.6.1-b,rasm).



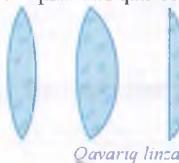
a)

4.2.6.1-rasm



b)

Botiq linzaning o'rta qismi chetki qismidan yupqaroq bo'ladi (4.2.6.2-a,rasm). Qavariq linzaning o'rta qismi chetki qismidan qalinroq bo'ladi (4.2.6.2-b,rasm).



a)

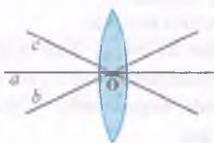


b)

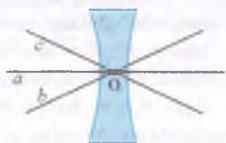
4.2.6.2-rasm

Linzaning qavariqlik markazini *egrilik markazi*, simmetriya o'qini *bosh optik o'q* deyiladi. Linza markazi O nuqtani esa *optik markaz*, optik markaz orqali o'tuvchi har qanday o'qni *optik o'q* deyiladi(4.2.6.3-a,b,rasm).

O – ortik markaz;
 b, c – optik o'qlar;
 a – bosh optik o'q.



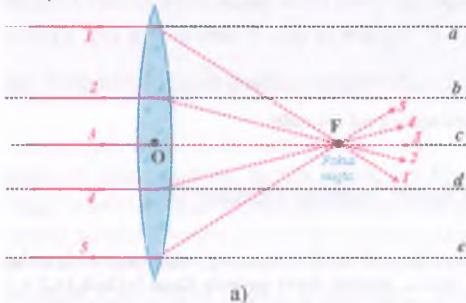
a)



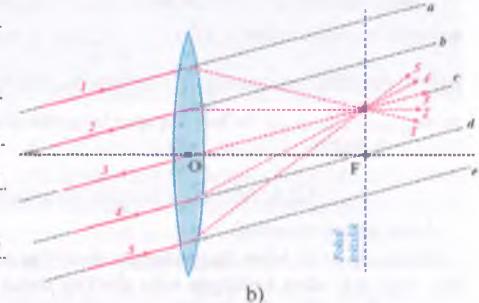
b)

4.2.6.3-rasm

Qavariq linzani *yig'uvchi linza* deb ham ataladi. Agar yig'uvchi linzaning bosh optik o'qiga parallel holda yorug'lik nurlari tushirilsa, qaytgan yorug'lik nurlari yig'ilish xususiyatiga ega bo'lib, yig'ilgan nurlar *fokus* deb ataluvchi bitta F nuqtada kesishadi (4.2.6.4-a, rasm). Linza fokusidan bosh optik o'qqa perpendikulyar holda o'tkazilgan tekislikni *fokal tekislik* deyiladi. Agar parallel nurlar dastasi yig'uvchi linzaga biror burchak ostida tushsa, qaytgan nurlar fokal tekislikda bita nuqtada kesishadi(4.2.6.4-b, rasm).



a)

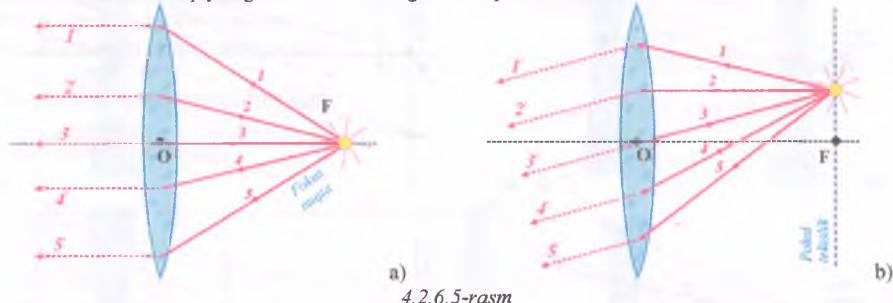


b)

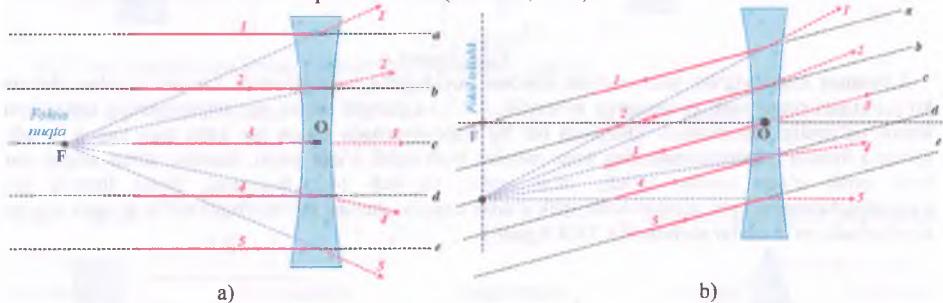
4.2.6.4-rasm

Yuqoridaqı rasmlardan ko'rinish turibdiki, linzani optik markazi O nuqta orqali o'tuvchi nurgina sinmasdan o'tar ekan (rasmida nur 3 sinmaydi). Optik markazdan uzoroq dan o'tgan nurlar kuchliroq sinadi va barcha nurlar bitta nuqtada kesishadi. Bu nuqta fokus nuqta yoki fokal tekislikda yotuvchi nuqta bo'lishi mumkin. Barcha nurlar optik markazdan o'tuvchi nur fokal tekislik bilan kesishadigan nuqtaga yig'iladi. Bundan shunday savol tug'iladi:

Yig'uvchi linzaga tushayotgan parallel nurlar dastasi fokus nuqtasida yoki fokal tekislikda biror nuqtada yig'ilar ekan, yorug'lik manbaini fokus nuqtasiga yoki fokal tekislikdagi biror nuqtaga joylasak nima bo'ladi? – Bunda quyidagi rasmida ko'rsatilgani kabi parallel nurlar dastasi olinadi.



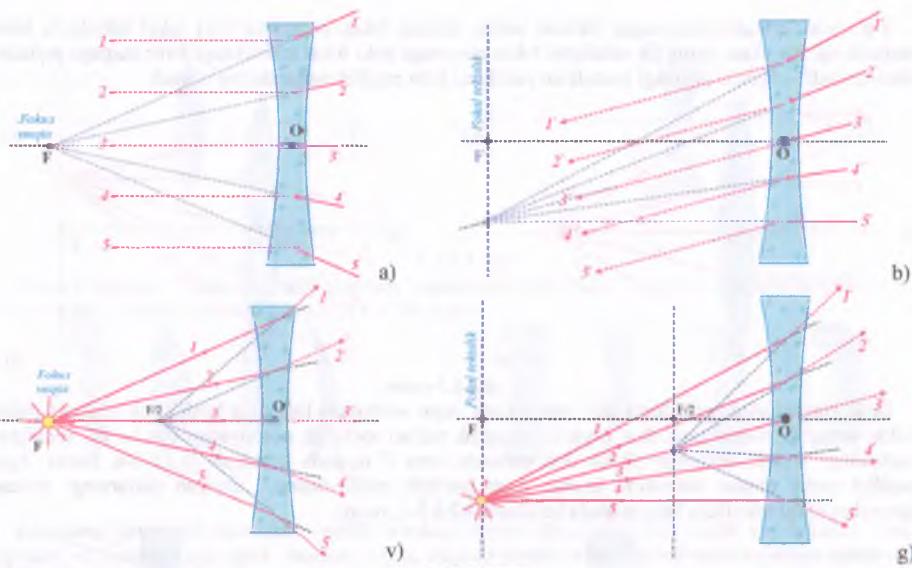
Botiq linzani *sochuvchi linza* deb ham ataladi. Agar sochuvchi linzaning bosh optik o'tqiga parallel holda yorug'lik nurlari tushirilsa, qaytgan yorug'lik nurlari sochilish xususiyatiga ega bo'lib, sochilgan nurlarning teskari davomlari *fokus* deb ataluvchi bitta F nuqtada kesishadi (4.2.6-a, rasm). Agar parallel nurlar dastasi sochuvchi linzaga biror burchak ostida tushsa, qaytgan nurlarning teskari davomlari fokal tekislikda bitta nuqtada kesishadi(4.2.6.6-b, rasm).



Yuqoridagi rasmilardan ko'rinib turbdiki, linzani optik markazi O nuqta orqali o'tuvchi nurgina sinmasdan o'tar ekan (rasmida nur 3 sinmaydi). Optik markazdan uzoroq dan o'tgan nurlar kuchliroq sinadi va barcha nurlarning teskari davomlari bitta nuqtada kesishadi. Bu nuqta fokus nuqta yoki fokal tekislikda yotuvchi nuqta bo'lishi mumkin. Barcha nurlarning teskari davomlari optik markazdan o'tuvchi nur fokal tekislik bilan kesishadigan nuqtaga yig'iladi. Bundan shunday savol tug'iladi:

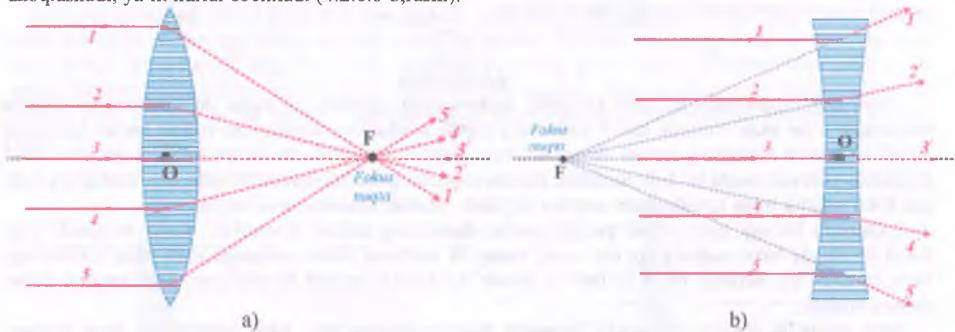
Sochuvchi linzaga tushayotgan parallel nurlar dastasining teskari davomlari fokus nuqtasida yoki fokal tekislikda biror nuqtada yig'ilar ekan, yorug'lik nurlarini fokus nuqtasiga yoki fokal tekislikdagi biror nuqtaga yo'nultirsak nima bo'ladi? – Bunda 4.2.6.7-a,b rasmida ko'rsatilgani kabi parallel nurlar dastasi olinadi.

Agar yorug'lik manbai sochuvchi linzaning fokus nuqtasiga yoki fokal tekislikdagi biror nuqtaga joylashtirilsa nima bo'ladi?– Bunda nurlar linzada kuchli sochiladi, sochilgan nurlarning teskari davomlari fokus masofaning yarmida, ya'ni $F/2$ nuqtada yoki shu nuqtadan bosh optik o'qqa perpendikulyar o'tuvchi tekislikda biror nuqtada to'planadi (4.2.6.7-a,b rasm).



4.2.6.7-rasm

Linzaning nurni yig'ish yoki sochish sababini quyidagicha tushuntiramiz. Linzani xayolan cheksiz ko'p sondagi trapetsiyali prizmalarga ajrataylik. 4.2.5.1-a,rasmida singan nur trapetsiyaning katta asosi tomon og'ganligi tasvirlangan. Linzadagi har bir trapetsiyachada singan nur katta asos tomon og'adi. Qavariq linzada trapetsiyachalarning katta asoslari bosh optik o'qqa yaqin, shuning uchun singan nur bosh optik o'qqa tomon og'adi, ya'ni nurlar yig'iladi (4.2.6.8-a,rasm). Botiq linzada esa trapetsiyachalarning katta asoslari bosh optik o'qdan uzoqda, shuning uchun singan nur bosh optik o'qdan uzoqlashadi, ya'ni nurlar sochiladi (4.2.6.8-b,rasm).



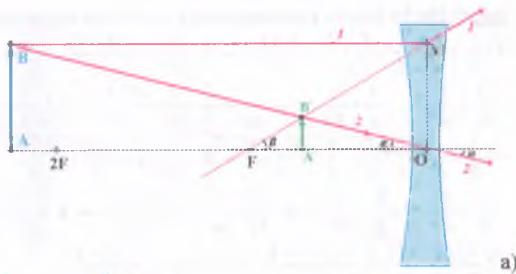
4.2.6.8-rasm

4.2.7. Mavzu: Linzada tasvir yasash. Yupqa linza formulasi. Linza formulasidan kelib chiqadigan natijalar.

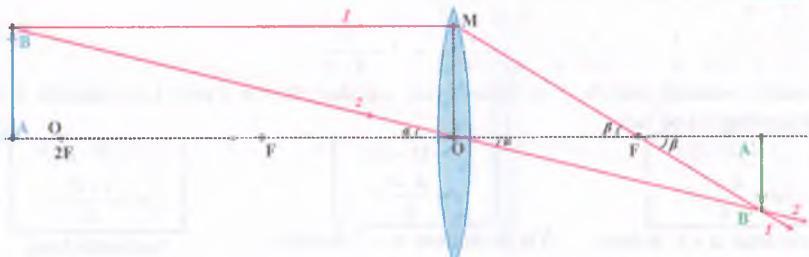
Yupqa linza formulasi, linzaning kattalashtirishi:

Yupqa linza formulasini keltirib chiqarishdan oldin ba'zi belgilashlar kiritib olaylik.

$AB = h$ – buyumning balanligi;
 $A'B' = H$ – tasvirning balandligi;
 $OF = F$ – linzaning fokus masofasi;
 $AP = d$ – linzadan buyumgacha bo‘lgan masofa;
 $A'O = f$ – linzadan tasvirgacha bo‘lgan masofa;
 K – linzaning kattalashtirishi.



a)



b)

4.2.7.1-rasm

4.2.7.1-a, b rasmlardan foylanib linza formulasini hosil qilamiz.

$$\Delta ABO \text{ va } \Delta A'B'O \text{ lardan} \quad \begin{cases} \operatorname{tg}\alpha = \frac{AB}{AP} = \frac{h}{d}; \\ \operatorname{tg}\beta = \frac{A'B'}{A'P} = \frac{H}{f}; \end{cases} \Rightarrow \frac{h}{d} = \frac{H}{f}; \Rightarrow \frac{H}{h} = \frac{f}{d} = K \text{ kelib chiqadi. } \Delta MOF \text{ va} \\ \Delta A'B'F \text{ lardan} \quad \begin{cases} \operatorname{tg}\alpha = \frac{MN}{FN} = \frac{AB}{FP} = \frac{h}{F}; \\ \operatorname{tg}\beta = \frac{A'B'}{A'F} = \frac{H}{f-F}; \end{cases} \Rightarrow \frac{h}{F} = \frac{H}{f-F}, \Rightarrow \frac{H}{h} = \frac{f-F}{F} = K \text{ kelib chiqadi. Ikkita sistemadagi} \\ \text{kattalashtirish formulalarini tenglashtirib natijaga erishamiz.}$$

$$K = \frac{H}{h} = \frac{f-F}{F} = \frac{f}{d}; \Rightarrow fd - Fd = fF \quad (fdF); \Rightarrow \frac{1}{F} - \frac{1}{f} = \frac{1}{d}; \Rightarrow \frac{1}{F} = \frac{1}{f} + \frac{1}{d}. \text{ Demak, yupqa linza uchun} \\ \frac{1}{F} = \frac{1}{f} + \frac{1}{d} \text{ linza formulasini hosil qildik. Linza formulasidan foydalanganda, formuladagi } d, f, F \\ \text{kattaliklar turli ishoralar qa‘bul qilish mumkin.}$$

Agar linza yig‘uvchi bo‘lsa $F > 0$, sochuvchi bo‘lsa $F < 0$ bo‘ladi.

Agar tasvir haqiqiy bo‘lsa $f > 0$, mavhum bo‘lsa $f < 0$ bo‘ladi.

Agar manba (buyum) haqiqiy bo‘lsa $d > 0$, mavhum bo‘lsa $d < 0$ bo‘ladi. Lekin mavhum manba masalalarda umuman uchramaydi.

Yig‘uvchi va sochuvchi linzalar uchun linza formulalari quyidagicha bo‘ladi:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}$$

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f}$$

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f} - \frac{1}{d}$$

Yig‘uvchi linza $d > F$ holatda

Yig‘uvchi linza $d < F$ holatda

Sochuvchi linza

Tasvir o‘lchamining buyum o‘lchamiga teng kattalikka linzaning kattalashtirishi deyiladi.

$$K = \frac{H}{h} = \frac{f}{d}$$

Linza kattalashtirishini fokus masofa orqali ham ifodalash mumkin.

$$K = \frac{f-F}{F} = \frac{F}{d-F}$$

$$K = \frac{f+F}{F} = \frac{F}{F-d}$$

$$K = \frac{F-f}{F} = \frac{F}{F+d}$$

Yig‘uvchi linza $d > F$ holatda

Yig‘uvchi linza $d < F$ holatda

Sochuvchi linza

Ishboti: Har bir holatda kattalashtirishni topish uchun shu holatlar uchun linza formulasidan foydalananamiz.

$$1) \frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{K}{f} + \frac{1}{f} = \frac{K+1}{f}; \rightarrow K = \frac{f}{F} - 1 = \frac{f-F}{F}.$$

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{d} + \frac{1}{Kd}; \rightarrow \frac{1}{Kd} = \frac{1}{F} - \frac{1}{d} = \frac{d-F}{Fd}; \rightarrow K = \frac{F}{d-F}.$$

$$2) \frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f} = \frac{K}{f} - \frac{1}{f} = \frac{K-1}{f}; \rightarrow K = \frac{f}{F} + 1 = \frac{f+F}{F}.$$

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f} = \frac{1}{d} - \frac{1}{Kd}; \rightarrow \frac{1}{Kd} = \frac{1}{d} - \frac{1}{F} = \frac{F-d}{Fd}; \rightarrow K = \frac{F}{F-d}.$$

$$3) \frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f} = \frac{1}{d} - \frac{K}{f} = \frac{1-K}{f}; \rightarrow K = 1 - \frac{f}{F} = \frac{F-f}{F}.$$

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f} = \frac{1}{d} - \frac{1}{Kd}; \rightarrow \frac{1}{Kd} = \frac{1}{d} + \frac{1}{F} = \frac{d+F}{Fd}; \rightarrow K = \frac{F}{d+F}.$$

Linza-tasvir orasidagi masofa f va linza-buyum orasidagi masofa d larni kattalashtirish K orqali ifodalash quyidagicha bo'ldi:

$$\begin{cases} f = (K+1)F \\ d = \frac{K+1}{K}F \end{cases}$$

Yig'uvchi linza $d > F$ holatda

$$\begin{cases} f = (K-1)F \\ d = \frac{K-1}{K}F \end{cases}$$

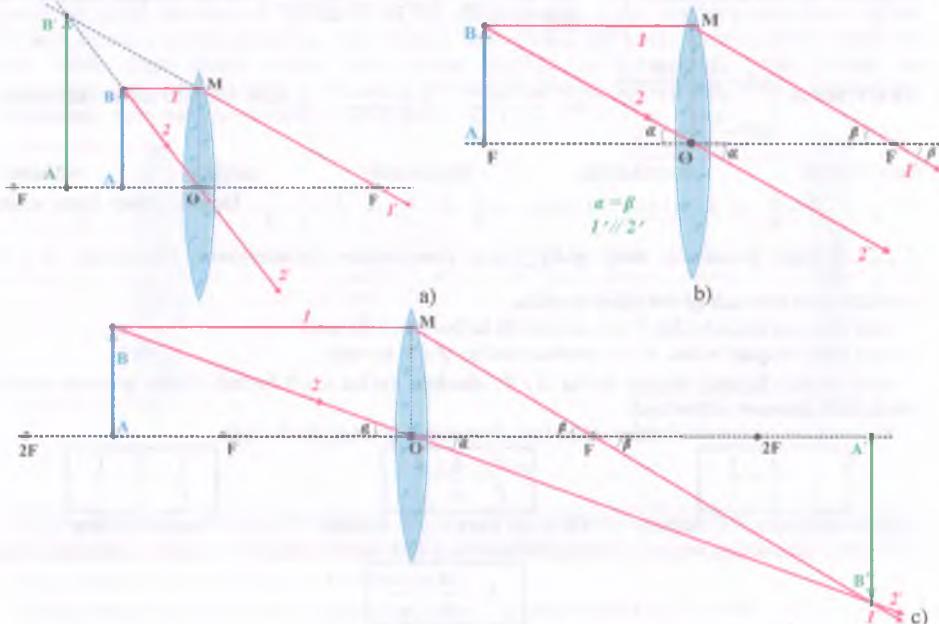
Yig'uvchi linza $d < F$ holatda

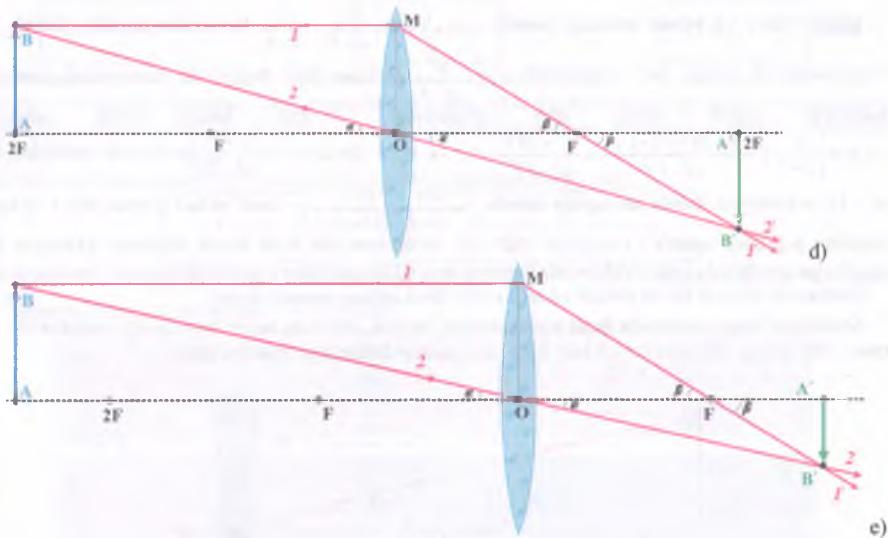
$$\begin{cases} f = (1-K)F \\ d = \frac{1-K}{K}F \end{cases}$$

Sochuvchi linza

Yig'uvchi linza tasvir yasash va yig'uvchi linza uchun xususiy holar:

Yig'uvchi linza yordamida buyumni joylashishiga qarab kattalashgan yoki kichiklashgan, haqiqiy yoki mavhum, to'g'ri yoki teskari tasvir hosil qilish mumkin. Biz har bir xususiy holga alohida-alohida to'xtalib o'tamiz.





4.2.7.2-rasm

1) $d < F$ da: buyum tomonda, to'g'ri, mavhum, kattalashgan tasvir hosil bo'ladi (4.2.7.2-a,rasm).

1.1) $d = \frac{1}{3}F$ da: buyum tomonda, to'g'ri, mavhum, 1,5 marta kattalashgan tasvir.

1.2) $d = \frac{1}{2}F$ da: buyum tomonda, to'g'ri, mavhum, 2 marta kattalashgan tasvir.

1.3) $d = \frac{2}{3}F$ da: buyum tomonda, to'g'ri, mavhum, 3 marta kattalashgan tasvir.

1.4) $d = \frac{3}{4}F$ da: buyum tomonda, to'g'ri, mavhum, 4 marta kattalashgan tasvir.

2) $d = F$ da: tasvir hosil bo'lmaydi (4.2.7.2-b, rasm).

3) $F < d < 2F$ da: linza orqasida, teskari, haqiqiy, kattalashgan tasvir hosil bo'ladi (4.2.7.2-c,rasm).

3.1) $d = \frac{5}{3}F$ da: linza orqasida, teskari, haqiqiy, 1,5 marta kattalashgan.

3.2) $d = \frac{3}{2}F$ da: linza orqasida, teskari, haqiqiy, 2 marta kattalashgan.

3.3) $d = \frac{4}{3}F$ da: linza orqasida, teskari, haqiqiy, 3 marta kattalashgan.

3.4) $d = \frac{5}{4}F$ da: linza orqasida, teskari, haqiqiy, 4 marta kattalashgan.

4) $d = 2F$ da: linza orqasida, teskari, haqiqiy, teng tasvir hosil bo'ladi (4.2.7.2-d,rasm).

5) $d > 2F$ da: linza orqasida, teskari, haqiqiy, kichiklashgan tasvir hosil bo'ladi (4.2.7.2-e,rasm).

5.1) $d = \frac{5}{2}F$ da: linza orqasida, teskari, haqiqiy, 1,5 marta kichiklashgan tasvir.

5.2) $d = 3F$ da: linza orqasida, teskari, haqiqiy, 2 marta kichiklashgan tasvir.

5.3) $d = 4F$ da: linza orqasida, teskari, haqiqiy, 3 marta kichiklashgan tasvir.

5.4) $d = 5F$ da: linza orqasida, teskari, haqiqiy, 4 marta kichiklashgan tasvir.

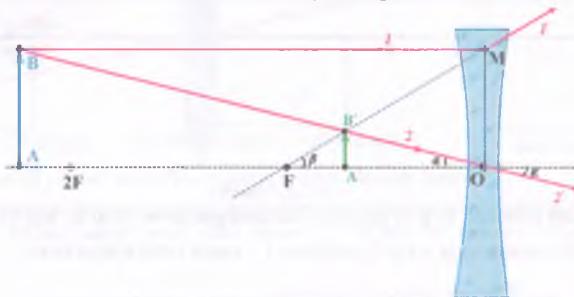
Yig'uvchi linzada olingan tasvir va buyum orasidagi masofa eng kamida quyidagicha bo'lishi mumkin:

$$\ell_{\min} = d + f = 4F$$

Istboti: Tasvir va buyum orasidagi masofa $\ell = d + f = d + \frac{dF}{d-F} = \frac{d^2}{d-F}$ formuladan topiladi. Demak, erkli o'zgaruvchisi d bo'lgan bir o'zguruvchili $\ell(d) = \frac{d^2}{d-F}$ funksiya hosil bo'ldi. Bu funksiyaning ekstremum nuqtalarini topish uchun erkli o'zgaruvchi bo'yicha hosila nolga tenglanadi. $\ell'(d) = \left(\frac{d^2}{d-F}\right)' = \frac{2d \cdot (d-F) - 1 \cdot d^2}{(d-F)^2} = \frac{d^2 - 2dF}{(d-F)^2} = 0 ; \rightarrow d(d-2F) = 0 ; \rightarrow \begin{cases} d=0 \\ d=2F \end{cases}$. Bu ikki javobdan faqat $d = 2F$ ni tanlaymiz. Bunda tasvirovchaga masofa $f = \frac{dF}{d-F} = \frac{2FF}{2F-F} = 2F$ hosil bo'ldi. Demak, tasvir va buyum orasidagi eng qisqa masofa $\ell = d + f = 2F + 2F = 4F$ bo'lar ekan. Bu holat buyum linzaning ikkilangan fokus masofasiga qo'yilganda sodir bo'lib, bunda linzaning orqa ikkilangan fokus masofasida teng tasvir hosil bo'ladit.

Sochuvchi linzada tasvir yasash va sochuvchi linza uchun xususiy holar:

Sochuvchi linza yordamida faqat kichiklashgan, to'g'ri, mavhum tasvir hosil qilish mumkin (4.2.7.3-rasm). Biz sochuvchi linza uchun ham bir necha xususiy hollarga to'xtalib o'tamiz.



4.2.7.3-rasm

- 1) $d \approx 0$ da: buyum tomonda, to'g'ri, mavhum, taxminan teng tasvir hosil bo'ldi.
 - 2) $d = \frac{1}{2}F$ da: buyum tomonda, to'g'ri, mavhum, 1,5 marta kichik tasvir.
 - 3) $d = F$ da: buyum tomonda, to'g'ri, mavhum, 2 marta kichik tasvir.
 - 4) $d = 2F$ da: buyum tomonda, to'g'ri, mavhum, 3 marta kichik tasvir.
 - 5) $d = 3F$ da: buyum tomonda, to'g'ri, mavhum, 4 marta kichik tasvir.
- Cheksizlikda turgan buyumning sochuvchi linzadagi tasviri mavhum nuqtaga aylanadi.

4.2.8. Mavzu: Optik kuchi. Linza optik kuchining material turi va geometrik o'lchamlariga bog'liqligi.

Linzaning fokus masofasi qancha kichik bo'sa, uning nur sindirish qobiliyati shuncha katta bo'ldi, ya'ni singan nur shuncha katta burchakka og'adi. Boshqacha aytganda fokus masofasi kichik linzaga tushayotgan parallel nurlar dastasi shunchalik yaqinda to'planadi. Fokus masofasi katta bo'lgan linzada esa hammasi aksincha bo'ldi. Linzaning bunday xususiyatini xarakterlash uchun fokus masofaga teskar kattalik kiritiladi. Bu kattalik linzaning optik kuchi deyiladi va D bilan belgilanadi.

$$D = \frac{1}{F}$$

Linza fokus masofasiga teskar bo'lgan kattalikka linzaning optik kuchi deyiladi. Optik kuchi kattaroq bo'lgan linza nuring yo'nalshini keskinrog o'zgartiradi.

Fokus masofasi $1m$ bo'lgan linzaning optik kuchi 1dptr ($dptr$) ga teng.

$$1\text{dptr} = \frac{1}{1m}$$

Demak, oldingi mavzudagi linza formulalarini quyidagicha ham yozish mumkin ekan.

$$D = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}$$

$$D = \frac{1}{d} - \frac{1}{f}$$

$$D = \frac{1}{f} - \frac{1}{d}$$

Yig'uvchi linza $d > f$ holatda

Yig'uvchi linza $d < f$ holatda

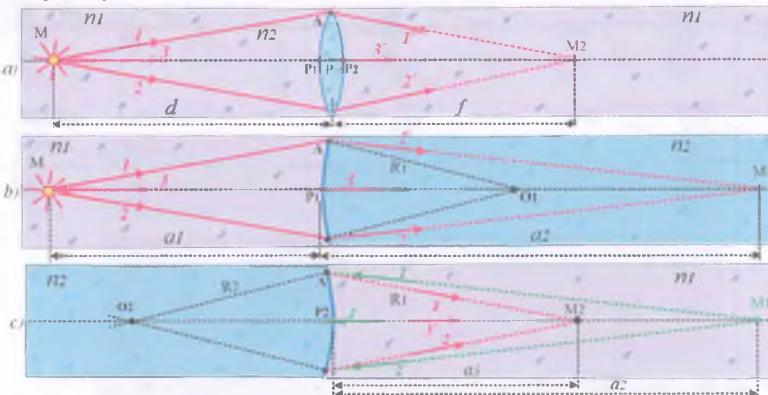
Sochuvchi linza

Oldingi mavzularda linzaning fokus masofasi va uning optik kuchini tajriba (parallel nurlar dastasini fokuslash) yordamida aniqlash mumkinligi aytildi. Lekin bu kattaliklarni linzaning geometrik o'lchamlari va material turi orqali ham aniqlash mumkin.

Vakuumdagi linza uchun optik kuch va fokus masofa quyidagicha bo'ladit:

$$D = (n_L - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad F = \frac{R_1 R_2}{(n_L - 1)(R_1 + R_2)}$$

Bu erda: D – linzaning optik kuchi [$1/m$ =dioptriya]; R_1, R_2 – linza sferalarini egrilik radiuslari; n_L – linzaning absalyut nur sindirish ko'rsatkichi.



4.2.8.1-rasm

Isboti: Oldingi mavzularda numing sferik sirtda sinish qonunini linza uchun ikki marta tatbiq qilamiz. SHaffof muhitning absalyut nur sindirish ko'rsatkichi $n_M = n_1$ hamda linza shishasining absalyut nur sindirish ko'rsatkichi $n_B = n_2$ bo'lsin. Linzaning ikkinchi sferik sirti bo'lmaganda nur faqat birinchi sferik sirtda singanda M yorug'lik manbasining stigmatik tasviri sferik sirtdan a_2 masofada M_1 nuqtada hosil bo'lar edi (4.2.8.1-b,rasm). Ushbu holat uchun paraksiallik sharti $\frac{n_2 - n_1}{a_2} = \frac{n_2 - n_1}{R_1}$ bo'ladit. Linzaning birinchi sirti bo'lmaganda esa ikkinchi sirt uchun

esa M_1 stigmatik tasvir mavhum yorug'lik manbasini kabi bo'ladit. Mavhum manbadan tarqalayotgan 1', 2', 3' nurlar

ikkinchi sirtda singandan keyin linzadan a_3 masofada M_2 nuqtada hosil bo'ladit (4.2.8.1-v,rasm). Demak, M yorug'lik manbasidan tarqalayotgan 1, 2, 3 nurlar ikki marta sinishi natijasida, 1'', 2'', 3'' nurlarning linza orqasida

$PM_2 = a_3 = f$ masofada M_2 nuqtada kesishar ekan (4.2.8.1-a,rasm). Linzaning ikkinchi sirti uchun paraksiallik sharti

$$\frac{n_1 - n_2}{a_3} = \frac{n_2 - n_1}{R_2} \text{ bo'ladit. Natijada, birinchi sirt uchun } \frac{n_2 - n_1}{a_2} = \frac{n_2 - n_1}{R_1} \text{ va ikkinchi sirt uchun } \frac{n_1 - n_2}{a_3} = \frac{n_1 - n_2}{R_2}$$

ifodalarga ega bo'ldik. Bularni bir-biriga qo'shsak, $\frac{n_1 - n_2}{a_3} = (n_2 - n_1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$ formulaga ega bo'lamiz. Bundan

$$n_1 \left(\frac{1}{a_3} - \frac{1}{a_1} \right) = (n_2 - n_1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \text{ hosil bo'ladit. Har ikkala tomonini } n_1 \text{ ga bo'lsak, } \frac{1}{a_3} - \frac{1}{a_1} = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_1} \right) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \text{ hosil}$$

$$\text{bo'ladit. Bu erda } f = a_1, d = -a_1, n_M = n_1 = 1, n_B = n_2 \text{ ekanini hisobga olsak, } D = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} = (n_2 - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \text{ formulaga}$$

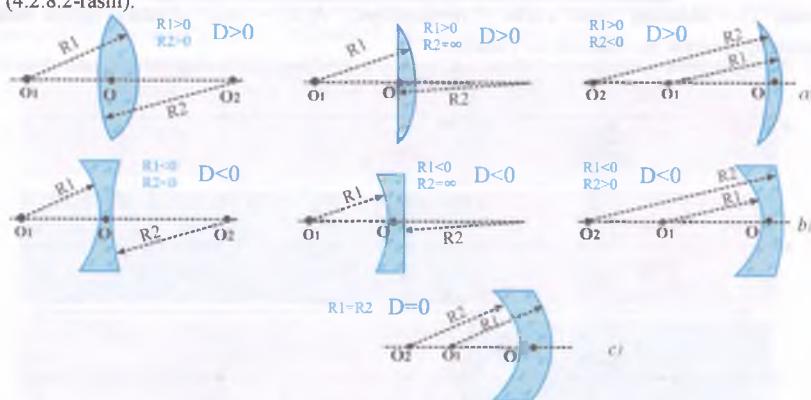
ega bo'lamiz.

Yuqorida chiqarilgan formula ikki tomonlama qavariq linza uchun o'rini. Agar linzaning botiq sirti ham mayjud bo'lsa, u holda $R < 0$ deb olinadi. O'rtasi chetlariga nisbatan qalinroq linzalarda qavs

ichidagi ifoda musbat $\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} > 0\right)$ bo'ladi, va demak, linzaning optik kuchi ham musbat ($D > 0$) bo'ladi.

Bunday linzalar nurni yig'ish xususiyatga ega bo'ladi. O'rtasi chetlariga nisbatan yupqaroq linzalarda qavs ichidagi ifoda manfiy $\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} < 0\right)$ bo'ladi, va demak, linzaning optik kuchi ham manfiy ($D < 0$) bo'ladi.

Bunday linzalar nurni sochish xususiyatga ega bo'ladi. Qalinligi bir xil bo'lgan boti-qavariq linzalarda esa qavs ichidagi ifoda nol $\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} = 0\right)$ yoki $R_1 = R_2$ bo'ladi, va demak, linzaning optik kuchi ham nol ($D = 0$) bo'ladi. Bunday linzalar nur yo'nalishini o'zgartirmaydi, ya'ni nur linzadan sinmasdan o'tadi (4.2.8.2-rasm).



4.2.8.2-rasm

Vakuumdagi simmetrik linza uchun optik kuch va fokus masofa quyidagicha bo'ladi:

$$D = \left(\frac{n_L - 1}{n_M} \right) \frac{2}{R}, \quad F = \frac{R}{2(n_L - 1)}$$

Agar linza biror shaffof muhitda turgan bo'lsa, linzaning muhitga nisbatan nisbiy nur sindirish ko'rsatkichi, ya'ni $n = \frac{n_L}{n_M}$ olinadi

Muhitdagi linza uchun optik kuch va fokus masofa quyidagicha (n_M – muhitning absalyut nur sindirish ko'rsatkichi):

$$D = \left(\frac{n_L}{n_M} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad F = \frac{R_1 R_2}{\left(\frac{n_L}{n_M} - 1 \right) (R_1 + R_2)}$$

Ilsboti: Linza muhitda bo'lganda, absalyut nur sindirish ko'rsatkichi o'rniiga nisbiy nur sindirish ko'rsatkichi olinadi. Linzaning muhitga nisbatan nisbiy nur sindirish ko'rsatkichi esa $n = \frac{n_L}{n_M}$ ga teng.

Vakuumdagi simmetrik linza uchun optik kuch va fokus masofa quyidagicha bo'ladi:

$$D = \left(\frac{n_L}{n_M} - 1 \right) \frac{2}{R}, \quad F = \frac{R}{2 \left(\frac{n_L}{n_M} - 1 \right)}$$

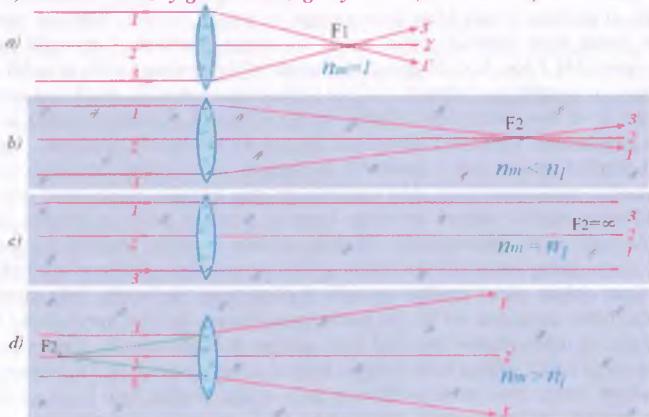
3) Absalyut sindirish ko'rsatkichi n_L bo'lgan yig'uvchi linzaning fokus masofasi F_1 bo'lsa, bu linzani sindirish ko'rsatkichi n_M bo'lgan muhitga kiritganda fokus masofa F_2 quyidagicha:

$$F_2 = \frac{n_L - 1}{\frac{n_L}{n_M} - 1} F_1$$

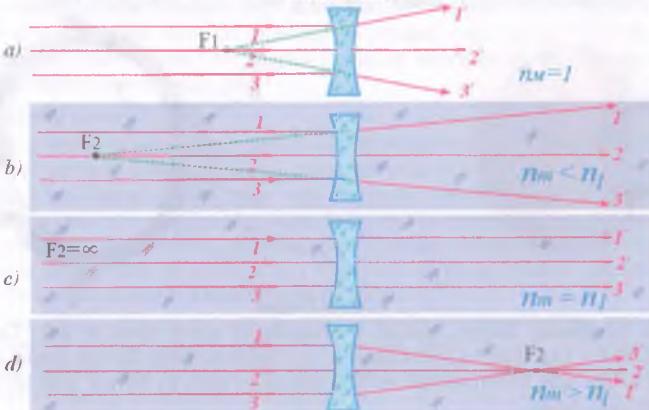
Ishboti: Dastlab linza vakuumda turganda fokus masofa $F_1 = \frac{R_1 R_2}{(n_{\beta} - 1)(R_1 + R_2)}$ ga teng bo'jadi. So'ngra, linzani biror shaffof muhitga o'tkazilganda fokus masofa $F_2 = \frac{R_1 R_2}{\left(\frac{n_{\beta}}{n_M} - 1\right)(R_1 + R_2)}$ ga teng bo'jadi. Bu ikkita fokus masofasining nisbati $\frac{F_2}{F_1} = \frac{n_{\beta} - 1}{\frac{n_{\beta}}{n_M} - 1}$ ga teng bo'jadi. Bundan $F_2 = \frac{n_{\beta} - 1}{\frac{n_{\beta}}{n_M} - 1} F_1$ kelib chiqadi.

Yuqoridaagi formulalardan quyidagi xulosalarga ega bo'lamiz:

1. Linzani vakuumdan muhitga o'tkazilsa, fokus masofasi ortadi, optik kuchi esa kamayadi.
2. Agar yig'uvchi linzani absalyut siindirish ko'rsatkichi linzanikiga nisbatan kattaroq bo'lgan muhitga kiritilsa, yig'uvchi linza sochuvchi linzaga aylanadi (4.2.8.2-rasm).
3. Agar sochuvchi linzani absalyut siindirish ko'rsatkichi linzanikiga nisbatan kattaroq bo'lgan muhitga kiritilsa, sochuvchi linza yig'uvchi linzaga aylanadi (4.2.8.3-rasm).



4.2.8.3-rasm



4.2.8.4-rasm

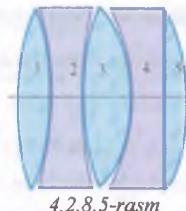
Agar bir necha linzalar bitta joyga to'plangan bo'lsa, bu optik sistemaning optik kuchini topish uchun har bir linzaning optik kuchlari algebraik qo'shiladi. Bunda yig'uvchi linzaning optik kuchi musbat, sochuvchi linzaniki esa manfiy ishora bilan olinadi.

$$D = D_1 + D_2 + D_3 + \dots + D_n$$

Masalan, rasmda keltirilgan beshta linzaning optik kuchlari mos ravishda $D_1 = 8 \text{ dptr}$, $D_2 = -6 \text{ dptr}$, $D_3 = 10 \text{ dptr}$, $D_4 = -3 \text{ dptr}$, $D_5 = 4 \text{ dptr}$ bo'lsa, linzalardan ibirat optik sistemaning natijaviy optik kuchi

$$D = D_1 + D_2 + D_3 + D_4 + D_5 = 8 - 6 + 10 - 3 + 4 = 13 \text{ dptr}$$

bo'lar ekan.



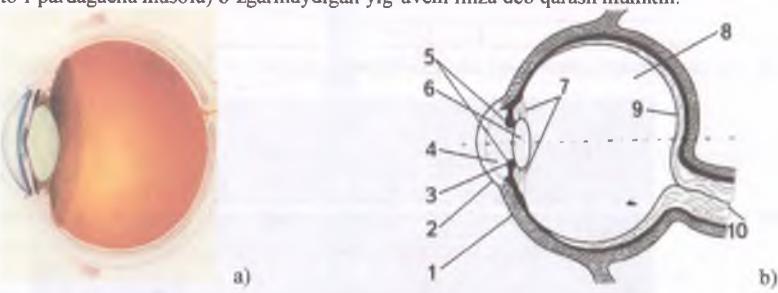
4.2.8.5-rasm

4.2.9. Mavzu: Ko'z-optik asbob. Ko'zning optik xususiyatlari.

Ko'z-optik asbob:

Odam ko'zi shar shakliga yaqin bo'lib, taxminan diametri 2,4 sm atrofida bo'ladi (4.2.9.1-rasm). Sirtqi tomondan ko'z sklera 1 deb ataluvchi maxsus oq tusli himoya qobig'i bilan qoplangan. Skleraning oldingi shaffof qismi *shox parda* 2 deyiladi. Shox parda orqasida biror masofada *kamalak parda* 3 joylashgan bo'lib, u alohida modda bilan biror rangga bo'yalgan bo'ladi. Kamalak parda ko'z rangini ko'rsatadi. Shox parda bilan kamalak parda oralig'ida *suvga o'xshash* 4 suyuqlik bo'ladi. Kamalak pardada teshik — *qorachiq* 5 bor. Ko'zda qorachiq diametri o'zgaruvchan bo'lib, u xuddi fotoapparatorda aperture diafragmasi o'zgarishiga o'xshaydi. Ko'zga tushayotgan yorug'lik miqdoriga qarab qorachiqning diametri taxminan 2 – 8 mm. oralig'ida reflektiv tarzda o'zgaradi. Tunda qorachiq ko'proq yorug'lik o'tkazish uchun kattalashadi, Quyosha qaraganda esa eng kichik holatni egallaydi. Qorachiq orqasida linzaga o'xshash shaffof qat-qat jism — *gavhar* 6 joylashgan. Ko'z gavhari sindirish ko'rsatkichi 1,4 ga yaqin bo'lgan shaffof moddadan ibirat ikki yoqlama qavariq linzadir. Shuni qayd qilish kerakki, ko'z gavhari ichki sirtining egrilik radiusi ko'zning kamalak pardaga kelib qo'shilgan tashqi sirtinkiga qaraganda kichikroqdir, ya'ni qavariqroqdir. Alohida *muskul* 7 gavhar shaklini ma'lum bir chegarada o'zgartira oladi va yaqinroq narsalarni ko'rishda gavhamni qavariqroq holatga keltiradi Ko'zning orqa devorigacha bo'lgan qolgan qismi shaffof suyuqlik 8 bilan band. Ko'z tubi juda murakkab *to'rsimon qobiq (to'r parda)* bilan qoplangan bo'lib, bu parda tarmoqlangan *ko'rish nervi* 10dan ibirat bo'lib, bu nervlar *tayoqchalar va kolbachalar* tarzidagi nerv uchlari 9 bilan tugaydi. Tayoqcha va kolbachalar yorug'likni sezwuchilar bo'lib, ularga kelib tushgan fotonni miyaga uzatadi (4.2.9.1-rasm).

Ko'zga tushadigan nurlar shox parda sirtida eng ko'p sinadi. Gavhar ham nurni qo'shimcha ravishda ozroq sindiradi. qisqasi, ko'zning optik sistemasini fokus masofasi o'zgaruvchan, lekin chuqurligi (gavhardan to'r pardagacha masofa) o'zgarmaydigan yig'uvchi linza deb qarash mumkin.



4.2.9.1-rasm

To'r pardada buyumning haqiqiy, teskari, kichiklashgan tasviri hosil bo'ladi. Ko'zga tushuvchi yorug'lik nerv uchlari (tayoqcha va kolbachalarni) ta'sirlantirishi bizda ko'rish sezgisi hosil qiladi. Ana shu tayoqcha va kolbachalar teskari tasviri miyaga uzatadi va miya bu tasviri yana bir marta to'nkarib, to'g'ri tasvir hosil qilish beradi.

Ko'z akkomodatsiyasi, adaptatsiyasi va konvergensiysi:

Ko'z murakkab optik sistema bo'lib, unga tushgan yorug'lik shox parda, kamalak parda, qorachiq, gavhar va maxsus oqish suyuqlikning barchasida ozgina-ozginadan sinadi. Shulardan gavharda yorug'lik nuri eng ko'p sinadi. Soddalashtirish maqsadida hisob-kitoblarda ko'zni bitta yig'uvchi linza bilan almashtiriladi.

Agar buyum uzoqda bo'lsa, tasvir normal ko'zning to'r pardasida gavhar muskulini zo'riqtirmasdan hosil bo'ladi. Odam juda uzoqqa (cheksizlikka, masalan yulduzlarga) qaraganda gavharni tutib turuvchi mushaklar bo'shashadi, bunda mushaklar dam oladi. Nigohi cheksizlikka qaragan ko'zning fokus masofasi eng katta bo'lib, taxminan $F_1 \approx 17 \text{ mm}$ ga, optik kuchi esa $D_1 \approx 58 \text{ dptr}$ ga teng bo'ladi.

Agar buyum yaqinroq bo'lsa, to'r pardada tasvir hosil qilishga ko'zning fokus masofasini qisqartirish orqali erishiladi. Bunda gavhar egrilagini o'zgartiruvchi muskul biroz zo'riqadi. Nigohni yaqindagi buyumlarga qaratish gavharni muskullar yordamida siqish yordamida amalga oshiriladi. Juda yaqindagi buyumlarga termilib turish ko'z gavharni siqilgan holatda tutib turishni talab etgani bois, muskullar toliqadi. Normal ko'z bilan $d_0 = 25 \text{ sm}$ masofadagi buyumga nigohni qaratganda ko'zning fokus masofasi taxminan $F_2 \approx 14 \text{ mm}$ ga, optik kuchi esa $D_2 \approx 70 \text{ dptr}$ ga teng bo'ladi.

Kuzatiladigan masofaning o'zgarishiga ko'zning moslashuvni ko'z akkomodatsiyasi deyiladi.

Akkomodatsiyaning eng yaqin nuqtasi **eng yaxshi ko'rish masofasi** deyiladi. Normal ko'z uchun bu masoфа $d_0 = 25 \text{ sm}$. Ko'zning akkomodatsiyasi cheksiz emas. Xalqasimon mushaklar yordamida ko'zning optik kuchini yana 12 dptr gacha oshirish mumkin.

Inson ko'zi buyumlarni faqatgina kunduzi yaxshi ko'rishga imkon bermasdan, kechqurun va tunda ham ko'rish imkonini beradi. Odam qorong'uda biroz turgandan keyin narsalarning qiyofasini ko'ra boshlaydi. Ko'z tubidagi yorug'lik sezuvchi nerv uchlarining turli yorug'likka moslashish qobiliyati, ya'ni kuzatilayotgan buyumlarning turlicha ravshanligiga adaptatsiya deb ataladi.

Odam biror buyumga qaratotganda u ko'zning o'qlarini shunday yo'naltiradiki, bu o'qlar buyumda kesishadi (4.2.9.2-rasm). Agar buyum kuzatuvchiga yaqin bo'lsa, ko'z o'qlarini buyumda kesishtirish uchun mushaklarni zo'riqtirish kerak bo'ladi. Shu zo'riqish kattaligiga qarab predmetgacha bo'lgan masoфа chamanaladi, qaysi buyum uzoqda yoki yaqindaligi farqlanadi. Muayyan nuqtada ko'z o'qlarining kesishishiga **konveregensiya** deyiladi (lotinchcha *konveregensiya* – uchrashish). Jism harakatlanayotganda bu jismga yo'naltirilgan ko'z o'qlarining vaziyati ham o'zgaradi. Shunga ko'ra jismning harakatlanayotgani payqaladi. Juda uzoqdagi jismga qaraganda ko'z o'qlari deyarli parallel bo'ladi. Bu jism harakatlanganda ko'z o'qlarining vaziyati deyarli o'zgasharmagani bois, uning harakatini payqash qiyin bo'ladi. Demak, konveregensiya hodisasi yordamida jismlarning uzoq yoki yaqinda turganligi hamda uning harakatlanayotgani yoki tinch turgani haqida ma'lumot olish mumkin ekan.

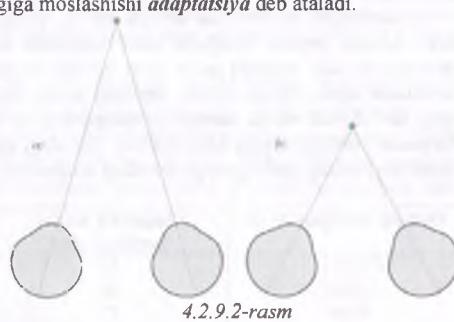
Ko'rish sezgisining davomiyligi:

Agar uchi cho'g' bo'lib turgan jismni qorong'uda juda tezaylantirsak, nariroqda kuzatib turgan odam aylanuvchi xalqani ko'radi. Shunga o'xshash elektr chiroqqa tikilib turgan odamning ko'z o'ngidan chiroq o'chirilgach ham uning shu'lasi biroz vaqt davomida ketmaydi. Agar odam biror jismga qarat turgan bo'lsa, o'sha jism olib qo'yilgandan keyin ham uni 0,1 s.ga yaqin vaqt davomida ko'radi. Tez aylanayotgan velosiped yoki mototsikl g'ildiragini ko'rmsadan, aylana shaklidagi sharpani ko'ramiz. Xuddi shuningdek, yonimizdan tez uchib o'tgan o'qni ham ilg'amay qolamiz. Bu hodisalar insonning ko'rish jarayonida o'ziga xos inersiya mayjudligini ko'rsatadi.

Agar odam yog ochdan qilingan tor tirkishli devor yonidan tez yugurib o'tsa, bunda devor orqasida nimalar bo'layotganini aniq ko'radi. Bu hodisa **stroboskopik effekt** deyiladi. Stroboskopik effekt hozirgi zamon kinosining asosidir. Kinoteatrлarda har sekundiga 25ta kadr o'tadi. Tasvir almashtayotgan vaqtida kinoapparat ob'ektivi yopiq va ekran yoritilmagan bo'ladi. Lekin, buni tomoshobinlar sezishmaydi, ular tasvirlar ketma-ket almashinish natijasida harakatli jarayonni ko'rardilar.

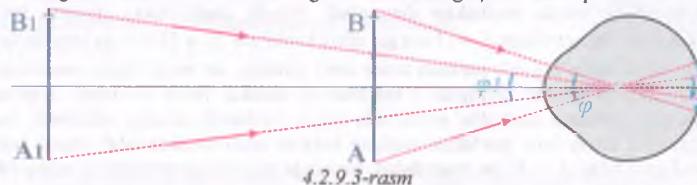
Ko'rish burchagi:

Uzoqdagi binolarga qaraganimizda ularning o'chamlari yaqindagi binolarning o'chamlaridan kichikroqdek tuyuladi. Buning sababi quyidagicha tushuntiriladi: Barcha binolar balandliklari bir bo'lsa da, ular ko'z to'r pardasida har xil o'chamdagи tasvirlar hosil qiladi, ya'ni uzoqdagi binining ko'z



4.2.9.2-rasm

tubidagi tasviri kichikroqdir. SHuning uchun uzoqdagi buyumlar kichikroqdek tuyuladi. Buyumlarning ko'z to'r pardasidagi tasviri o'chamlari ularning ko'rish burchagi ϕ bilan aniqlanadi.



4.2.9.3-rasm

Ko'zning optik markazidan buyumning chetki nuqtalariga o'tkazilgan to'g'ri chiziqlar oarsidagi burchak ko'rish burchagi deyiladi.

Ko'rish burchagi ϕ qanchalik katta bo'lsa, tasvir ko'z tubida shuncha ko'p sonli yorug'luk sezuvchi nerv uchlarni (tayoqchalar va kolbachalarni) yopadi. Natijada odam kuzatayotgan buyumning ko'p mayda detallarini ajratib oladi. Ko'rish burchagini oshirish uchun esa buyumga yaqinroqdan qarash kerak bo'ladi. Lekin, ko'rish burchagini oshiramani deb buyumni eng yaxshi ko'rish masofasi $d_0 = 25\text{ sm}$ dan yaqinlashtirib yuborish ham foysa bermaydi. Maqsadga erishish uchun qo'shimcha optik asboblar(lupa, ko'zynnak, mikroskop va h.)dan foydalananiz zarur bo'ladi.

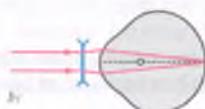
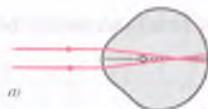
Qaralayotgan buyum juda uzoqda bo'lsa, uning tasviri ko'z tubida faqat birgina yorug'luk sezuvchi nerv tolasini yopadi. Natijada, tasvir nuqtadek bo'lib ko'rindi. Ko'rish burchagi 30° bo'lganda ana shunday bo'ladi. Arnalda inson ko'zi ko'rish burchagi I'dan kichikroq bo'lgandayloq buyumning mayda detallarini ajrata olmay qoladi. Shuning uchun buyum nuqtaga aylanadigan chegaraviy burchakni I'ga teng deb olinadi va bu burchakga *chegaraviy ko'rish burchagi* deyiladi. Chegaraviy ko'rish burchagi buyumni yoritilganligiga ham bog'liq. Quyidagi jadvalda normal ko'zning chegaraviy ko'rish burchagi bilan buyumning yoritilganligi orasidagi munosobat keltirilgan.

I-jadval

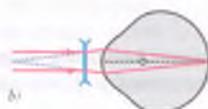
Fonning yoritilganligi, lk	Chegaraviy ko'rish burchagi, min.	Fonning yoritilganligi, lk	Chegaraviy ko'rish burchagi, min.
0,0001	50	0,5	2
0,0005	30	1	1,5
0,001	17	5	1,2
0,005	11	10	0,9
0,01	9	100	0,8
0,05	4	500	0,7
0,1	3	1000	0,7

Yaqindan ko'rар ko'z va bu ko'zga tavsija etiladigan ko'zynnak:

Ba'zi kishilarning ko'zi zo'riqmagan holda uzoqdagi buyumning tasvirini to'r pardada emas, balki uning oldida hosil qiladi (4.2.9.4-a.rasm). Yaqindan ko'rар ko'z nurlarni normal ko'zga qaraganda kuchliroq yig'adi, ya'ni yaqindan ko'rар ko'zning optik kuchi normal ko'znikidan katta bo'ladi. Bunday nuqsonli ko'z egalari uzojni yaxshi ko'ra olmaydilar. Ko'zning bunday nuqsoni *yaqindan ko'rарlik* deyiladi. Yaqindan ko'rар ko'z buyumni biror masofagacha aniq ko'radi, undan uzoqlashsa ko'rish xiralasha boshlaydi va ko'z akkomodatsiyasining eng uzoq nuqtasi cheksizlikda bo'lmaydi. YAqindan ko'rар ko'zning eng yaxshi ko'rish masofasi ham 25 sm.dan kichik bo'ladi. Masalan, yaqindan ko'rар ko'z 10sm dan boshlab to 100m masofagacha yaxshi ko'radi. Ko'zning yaqindan ko'rарlik nuqsoni sochuvchi linzalar o'matilgan ko'zynnak (-ko'zynnak) taqish orqali tuzatiladi. Parallel nurlar bunday linza orqali o't ekan ko'zga cheksizlikdan kelayotgandek ko'rindi va tasvir to'r pardada xosil bo'ladi (4.2.9.4-b.rasm).



4.2.9.4-rasm

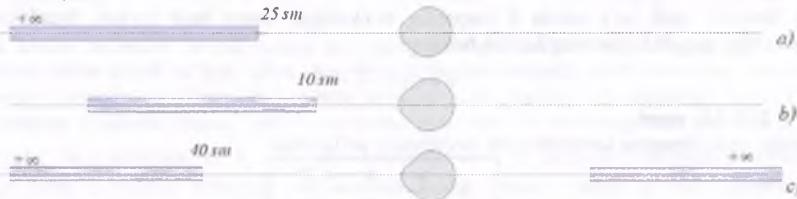


4.2.9.5-rasm

Uzoqdan ko'rar ko'z va bu ko'zga tavsiya etiladigan ko'zoynak:

Ko'zning uzoqdagi narsalar tasviri to'r parda orqasiga tushishi bilan bog'liq nuqsoni **uzoqdan ko'rarlik** deyiladi (4.2.9.5-a.rasm). Uzoqdan ko'rar ko'z nurlarni normal ko'zchilik kuchi yig'a olmaydi, ya'ni uzoqdan ko'rar ko'zning optik kuchi normal ko'znikidan kichik bo'ladi. Uzoqdan ko'rar ko'zning eng yaxshi ko'rish masofasi 25 sm dan katta bo'ladi. Masalan, uzoqdan ko'rar ko'z 50 sm dan boshlab to cheksizlikkacha masofani ko'radi. Ushbu ko'z sohibi kitob o'qimoqchi bo'lsa, harflarni 50 sm masofadan ajrata olmaydi, bu masofadan yaqinda esa harflar chaplashib ketadi. Uzoqni ko'rarlik yig'uvchi linzalar o'rnatilgan ko'zoynak (+ ko'zoynak) taqish bilan tuzatiladi. Uzoqdagi narsalarni ko'rish uchun linzaning optikaviy kuchi parallel nurlar ko'zning to'r pardasida fokuslanadigan darajada bo'lishi kerak (4.2.9.5-b, rasm).

Normal ko'z, yaqindan ko'rar ko'z va uzoqdan ko'rar ko'zlarining yaxshi ko'rish diapozi misol tariqasida 4.2.9.6-rasmda tasvirlangan. Normal ko'z 25 sm dan cheksizlikkacha, yaqindan ko'rar ko'z esa 10 sm dan biror masofagacha, uzoqni ko'rar ko'z esa 40 sm dan cheksizlikkacha zo'riqmasdan ko'radi. Uzoqdan ko'rar ko'zlar uchun ko'zning orqasida biror masofadan boshlab cheksizlikkacha mavhum manbalarni ham ko'rishi mumkin. Bu faqat parallel dastalarni emas, balki yig'iladigan nurlarni ham ko'raishini bildiradi.



4.2.9.6-rasm

Nuqsonli ko'z uchun ko'zoynakning optik kuchi shunday tanalanadi, bunda ko'z va ko'zoynakdan iborat optik sistema normal ko'zga aylanish kerak. Nuqsonli ko'z va normal ko'zning eng yaxshi ko'rish masofalarini bilgan holda nuqsonli ko'zga tavsiya etiladigan ko'zoynakning optik kuchini hisoblash mumkin bo'ladi.

Agar nuqsonli ko'zning eng yaxshi ko'rish masofasi d_1 bo'lsa, bu ko'z uchun tavsiya etiladigan ko'zoynakning optik kuchi quyidagicha:

$$D = \frac{1}{d_0} - \frac{1}{d_1} \quad [\text{dptr}]$$

Bu erda: $d_0=25 \text{ sm}$ —normal ko'zning eng yaxshi ko'rish masofasi.

4.2.10. Mavzu: Optik asboblari.

Ko'rish qiyin bo'lgan mayda narsalarni yoki juda olisdagi narsalarni ko'rish uchun optik asboblardan foydalilanadi. Optik asboblarni kuzatilayotgan buyum va narsalarni kattalashtirib bermasdan, balki ko'rish burchagini kattalashtirib beradi.

Optik asbobining kattalashirishi deb predmet tasvirini asbob yordamida ko'rish burchagi phi ochiq ko'z bilan ko'rish burchagi phi ga nisbatiga aytildi.

$$K = \frac{\phi}{\phi_0}$$

Odatda mayda narsalarni kuzatganda φ va φ_0 burchaklar juda kichik burchaklar bo'lgani uchun kattalashtirish taxminan quyidagi formulaga teng bo'ladi.

$$K \approx \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} \varphi_0}$$

Lupa:

Mayda narsalarni kuzatishda ko'rish burchagini oshirib beradigan odddiy optik asbob — lupalir. Lupalarning fokus masofasi $F = 5 - 10 \text{ sm}$ oralig'iда bo'lib, u ko'rish burchagini ko'pi bilan 5 – 6 marta oshirib beradi.

Sog'lim ko'zning eng yaxshi ko'rish masofasi $d_0 = 25 \text{ sm}$ bo'lib, mayda narsalarni ko'zga bu masofadan ham yaqin tutish foyda bermaydi, ya'ni tasvir chapplashadi, ko'z zo'riqadi.

O'lchami $AB = h$ bo'lgan mayda buyumni eng yaxshi ko'rish masofasiga olib kelganda ko'rish burchagi

$$\varphi_0 \approx \operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{AB}{d_0} = \frac{h}{d_0}$$

bo'ladi (4.2.10.1-a, rasm).

Lupadan foydalanganda esa lupa ko'zga yaqinroq biror masofaga olib kelinadi va kuzatiladigan mayda narsa lupaning orqa fokusiga joylashtiriladi. Natijada, lupada singan narlar o'zaro parallel nurlar dastasiga aylanadi. Ko'z ham yig'uvchi linza bo'lgani uchun bu parallel nurlar dastasini ko'zning ichki fokal tekisligida, ya'ni ko'z tubida yig'ib beradi. Bunda faqatgina ko'zning optik markazidan o'tuvchi 2' nurgina ko'zda sinmasdan ko'z tubidagi B_1 nuqtaga tushadi. Qolgan barcha nurlar, jumladan 1' va 3' nurlar ham ko'zda singach B_1 nuqtaga tushadi. SHunday qilib ko'z tubida B nuqtaning to'nkarilgan tasviri hosil bo'ladi. Bunda o'lchami $AB = h$ bo'lgan mayda buyumning ko'rish burchagi

$$\varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = \frac{AB}{F} = \frac{h}{F}$$

bo'ladi (4.2.10.1-b, rasm).

SHunday qilib, lupaning kattalashtirishi quyidagicha bo'lar ekan:

$$K = \frac{\varphi}{\varphi_0} = \frac{d_0}{F} = \frac{0,25}{F}$$

Ishboti: Mayda narsaga lupa yoramidagi ko'rish burchagi va ochiq ko'z bilan qaragandagi ko'rish burchaklari nisbati lupaning kattalashtirishini beradi. $K = \frac{\varphi}{\varphi_0} \approx \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} \varphi_0} = \frac{h/F}{h/d_0} = \frac{d_0}{F} = \frac{0,25}{F}$.

Bu holda ko'z cheksizlikka akkomodatsiyalangan bo'lib, AB buyumni odam zo'riqmasdan va uzoq vaqt toliqmasdan kuzatishi mumkin.

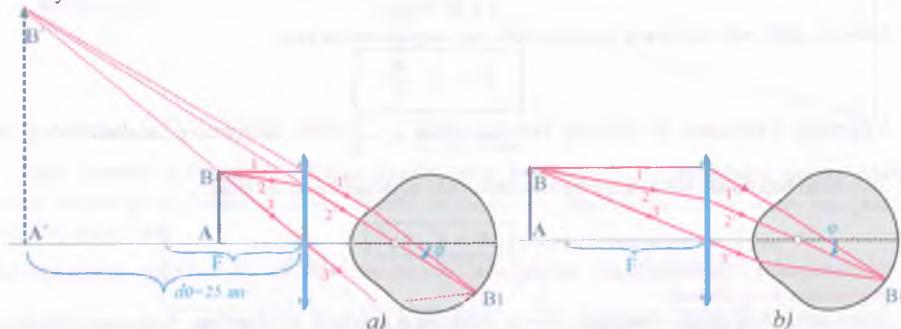
Agar AB buyumni lupaning fokal tekisligidan lupaga yaqinroqqa sursak ($d < F$), lupaning kattalashtirishi oldingidan biroz kattaroq bo'ladi, ammo ko'z zo'riqadi. Bunda eng yaxshi ko'rish masofasi $d_0 = 25 \text{ sm}$ da buyumning $A'B'$ mavhum tasvirini olish mumkin. Singan barcha nurlar, jumladan 1', 2', 3' nurlar sochiladi. Lekin, ko'z yig'uvchi linza bo'lgani uchun bu nurlarni qaytadan ko'z tubida B_1 nuqtada to'playdi. Bunda hosil bo'lgan tasvir buyum lupaning fokal tekisligida turgandagi hosil bo'ladigan tasvirdan kattaroq bo'ladi, shuningdek ko'rish burchagi ham kattaroq bo'ladi (4.2.10.2-a, rasm).

Buyum lupa fokal tekisligining ichkarisiga joylashtirilganda lupaning kattalashtirishi quyidagicha bo'ladi:

$$K = \frac{d_0}{F} + 1$$

Istboti: Chizmadan $\operatorname{tg}\varphi = \frac{AB}{d} = \frac{h}{d}$ ekanı ko'rinib turibdi. Bunda lapaning kattalashtirishi $K = \frac{\varphi}{\varphi_0} \approx \frac{\operatorname{tg}\varphi}{\operatorname{tg}\varphi_0} = \frac{h/d}{h/d_0} = \frac{d_0}{d} = \frac{1}{d} \cdot d_0 = \left(\frac{1}{F} + \frac{1}{d_0}\right) \cdot d_0 = \frac{d_0}{F} + 1 = \frac{0,25}{F} + 1$ bo'ladi. Demak, lapaning kattalashtirishini ko'zni zo'riqishi evaziga ko'pi bilan yana bir birlik oshirish mumkin ekan.

Agar AB buyumni lapaning fokal tekisligidan lapanidan uzoqroqqa sursak ($d > F$), lapaning kattalashtirishi buyum fokal tekislikda turgandagidan biroz kichiklashadi (4.2.10.2-b, rasm). Agar buyum lapanidan eng yaxshi ko'rish masofasi $d_0=25 \text{ sm}$ uzoqlikka joylashtirilsa, unda umuman tasvir hosil bo'lmaydi.



4.2.10.2-rasm

Lupalarning diametri uncha kichik bo'limgani uchun ularning fokus masofasi ham uncha kichik bo'lmaydi. Shu bois lupa ko'rish burchagini istalgancha kattalashtirib berishga imkon bermaydi. U holda kattalashtirish darajasini yanada oshirish uchun boshqa optik asboblardan foydalananishga to'g'ri keladi.

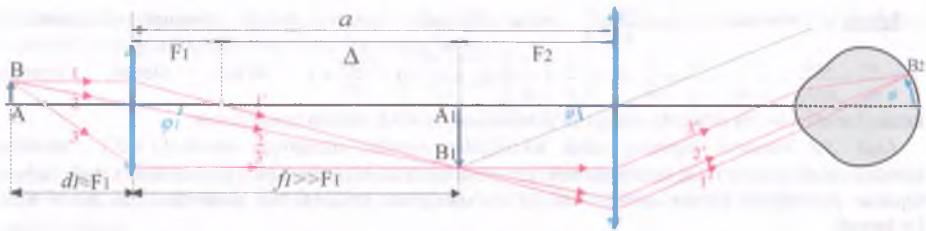
Mikroskop:

Juda kichik zarralarni ko'rish uchun mikroskopdan foydalanimiz. Mikroskopda fokus masofasi lapanikidan ancha kichik bo'lgan ikkita linza bo'ladi. Buyum tomonda turadigan linzani *ob'ektiv* deb, kuzatuvchi tomonda turadigan linzani esa *okulyar* deb ataladi. Ob'ektivning fokus masofasi okulyarnikidan kichikroq (demak, optik kuchi kattaroq) bo'ladi. Ob'ektivning fokus masofasi $F_{obek} = F_1$, okulyarning fokus masofasi esa $F_{ok} = F_2$ deb olamiz. Ob'ektiv va okulyarlar orasidagi masofani Δ deb, ularning fokus masofalari orasidagi masofani esa Δ deb olamiz. Bunda Δ – mikroskopning *tubus uzunligi* deyiladi. Kuzatiladigan mayda AB jism (masalan, biologik xujayralar) ob'ektivning fokal tekisligining shundoq orqasiga ($d_1 > F_1$, $d_1 \approx F_1$) joylashtiriladi. Bu mayda jismning teskari haqiqiy A_1B_1 tasviri $f_1 >> F_1$ masofada hosil bo'ladi. Okulyarni shunday joylashtiramizki, bunda A_1B_1 tasvir okulyarning fokal tekisligida yotadi. Okulyardan chiqqan nurlar parallel nurlar dastasiga aylanadi va ko'zga φ burchak ostida tushadi. Ko'z esa bu parallel nurlar dastasini yig'ib ko'z tubida A_2B_2 to'g'ri tasvirga aylantiradi. Demak, ob'ektiv hosil qilgan A_1B_1 tasvirni odam φ burchak ostida ko'radi (4.2.10.3-rasm). Chizmadan

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{A_1B_1}{F_2} = \frac{f_1 \operatorname{tg}\varphi_1}{F_2} = \frac{f_1}{F_{ok}} \cdot \frac{AB}{d_1} = \frac{f_1}{F_2} \cdot AB \cdot \left(\frac{1}{F_1} - \frac{1}{f_1} \right) = \frac{f_1 - F_1}{F \cdot F_2} \cdot AB = \frac{\Delta}{F \cdot F_2} \cdot AB = \frac{\Delta \cdot AB}{F \cdot F_2}$$

ekanligini aniqlaymiz. Mayda AB jismni eng yaxshi ko'rish masofasidan kuzatilganda, ko'rish burchagi tangensi $\operatorname{tg}\varphi_0 = \frac{AB}{d_0}$ ga teng bo'lar edi. Topilgan burchaklardan mikroskopning kattalashtirishini topish mumkin.

$$K = \frac{\varphi}{\varphi_0} \approx \frac{\operatorname{tg}\varphi}{\operatorname{tg}\varphi_0} = \left(\frac{\Delta \cdot AB}{F_1 \cdot F_2} \right) : \left(\frac{AB}{d_0} \right) = \frac{\Delta \cdot d_0}{F_1 \cdot F_2}$$



4.2.10.3-rasm

Shunday qilib, mikroskopning kattalashtirishi quyidagicha bo'lar ekan:

$$K = \frac{\Delta}{F_1} \cdot \frac{d_0}{F_2}$$

Yuqoridagi formuladan ob'ektivning kattalashtirshini $K_1 = \frac{\Delta}{F_1}$ bilan, okulyarning kattalashtirishini esa

$K_1 = \frac{d_0}{F_2}$ bilan belkilasak, mikroskopning kattalashtirishi quyidagicha bo'lar ekan:

$$K = K_1 \cdot K_2$$

Mikroskopning kattalashtirishi ob'ektivning kattalashtirishi va okulyarning kattalashtirishi ko'paytmasiga teng bo'ladi.

Odam mikroskop orqali qaraganda, mayda jismlarning mavhum, to'ncarilgan, taxminan 1000 marta kattalashtirilgan tasvirini ko'radi.

Fotoapparat:

Fotoapparatlar ochiq ko'z bilan ko'rindigan jismlarni, ya'ni o'lchami metr tartibida bo'lgan jismlarni (mas.daraxt, bino, odam, mashina va h.) suratga olish uchun foydalilanadi. Bunda jismlarning kichiklashgan, haqiqiy va teskari tasviri fotoapparat ichidagi yorug'likka sezgir pylonkani kuyishi natijasida hosil bo'ladi. Bu pylonkani **negativ** deyiladi. Fotoapparat ichida yig'uvchi linza bo'lib, uni **ob'ektiv** deyiladi. Ob'ektiv oldinga yoki orqaga surilishi mumkin. Uzoqroqdagi jismni suratga olinayotganda obektivni orqaga, ya'ni tasvirchi o'ziga tomon suradi. Suratga olinayotgan jismgacha masofa linza fokusidan ancha katta ($d \gg F$) bo'ladi. Shuning uchun tasvir linza fokus masofasining shundoq orqasida, fokus masofadan biroz katta masofada ($f > F, f \approx F$) hosil bo'ladi (4.2.10.4-rasm). Natijada, fotoapparatning kattalashtirishi quyidagicha bo'ladi:

$$K = \frac{f}{d} \approx \frac{F}{d}$$

Ko'pincha masalalarda biror masofadan turib suratga olingan biror bino yoki daraxt tasviri o'lchami so'raladi.

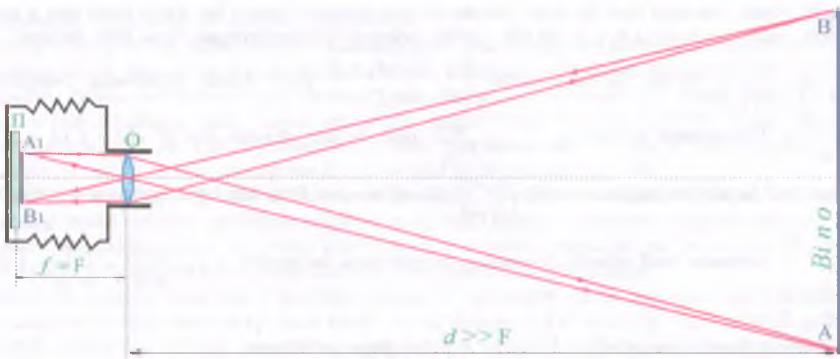
Balandligi h bo'lgan binoni ob'ektivining fokus masofasi F bo'lgan fotoapparat yordamida d masofadan suratga olganda negativdagi tasvir balandligi quyidagicha bo'ladi:

$$H \approx \frac{F}{d} h$$

Isboti: Linzaning kattalashtirish formulalari $K = \frac{f}{d} \approx \frac{F}{d}$ va $K = \frac{H}{h}$ dan foydalanamiz. Natijada,

$$\frac{H}{h} = \frac{F}{d} \rightarrow H = \frac{F}{d} h$$

so'ralgan kattalik kelib chiqadi.

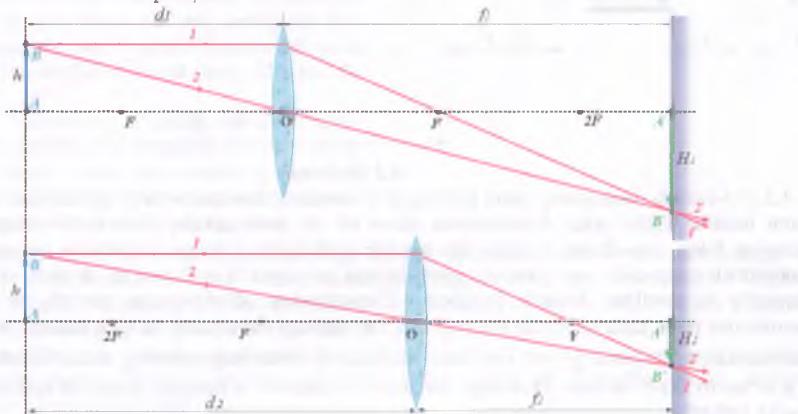


4.2.10.4-rasm

Agar buyumni d_1 masofadan sur'atga olganda tasvir balandligi H_1 , d_2 masofadan suratga olganda tasvir balandligi H_2 bo'lsa, u holda buyum balandligi h , optik kuchi D va fokus masofasi F quyidagicha bo'ladi:

$$h = \frac{(d_1 - d_2) H_1 H_2}{H_2 d_2 - H_1 d_1}; \quad D = \frac{H_2 - H_1}{H_2 d_2 - H_1 d_1}; \quad F = \frac{H_2 d_2 - H_1 d_1}{H_2 - H_1}$$

Ishboti: Buyumni d_1 masofadan suratga olganda tasvir $f_1 = \frac{H_1}{h} d_1$ masofada, d_2 masofadan suratga olganda esa tasvir $f_2 = \frac{H_2}{h} d_2$ masofada hrsil bo'ladi. Fokus masofa uchun $\frac{1}{F} = \frac{1}{d_1} + \frac{1}{f_1} = \frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} - \frac{1}{f_2}$ formuladan foy dalanib buyum balandligini topamiz. $\frac{1}{d_1} + \frac{h}{H_1 d_1} = \frac{1}{d_2} + \frac{h}{H_2 d_2}$; $\rightarrow h \frac{H_2 d_2 - H_1 d_1}{H_1 H_2 d_1 d_2} = \frac{d_1 - d_2}{d_1 d_2} \rightarrow h = \frac{H_2 d_2 - H_1 d_1}{H_1 H_2 d_1 d_2} = \frac{(d_1 - d_2) H_1 H_2}{H_2 d_2 - H_1 d_1}$. Linzaning optik kuchini topamiz. $D = \frac{1}{F} = \frac{1}{d_1} + \frac{1}{f_1} = \frac{1}{d_1} + \frac{h}{H_1 d_1} = \frac{1}{d_1} + \frac{(d_1 - d_2) H_2}{(H_2 d_2 - H_1 d_1) d_1} = \frac{H_2 d_2 - H_1 d_1 + H_2 d_1 - H_2 d_2}{(H_2 d_2 - H_1 d_1) d_1} = \frac{H_2 - H_1}{H_2 d_2 - H_1 d_1}$. Linza fokus masofasi esa optik kuchga teskari kattalik bo'lgani uchun $F = \frac{H_2 d_2 - H_1 d_1}{H_2 - H_1}$ bo'ladi.



4.2.10.5-rasm

Buyum va ekran orasindagi linzani surish yo'li bilan buyumning H_1 va H_2 balandlikdagi haqiqiy tasvirlari olingan bo'lsa, buyumning balandligi h quyidagicha formuladan topiladi (4.2.10.5-rasm):

$$h = \sqrt{H_1 \cdot H_2}$$

Istboti: Masala shartidan ham ma'lumki, buyum va linza orasidagi masofa har ikkala holda ham o'zgarmas saqlanadi, ya'ni $\ell = d_1 + f_1 = d_2 + f_2$ bo'ladi. Undan tashqari foydalanilayotgan linza bitta bo'lgani uchun

$\frac{1}{F} = \frac{1}{d_1} + \frac{1}{f_1} = \frac{1}{d_2} + \frac{1}{f_2}$ bo'ladi. Bu tengliklardan $\begin{cases} d_1 + f_1 = d_2 + f_2 \\ d_1 f_1 = d_2 f_2 \end{cases}$

$f_2 = \frac{d_1 f_1}{d_2}$ ni 1-tenglamaga qo'sysak $d_1 + f_1 = d_2 + \frac{d_1 f_1}{d_2}$ hosil bo'ladi. Bundan esa $d_2^2 - (d_1 + f_1)d_2 + d_1 f_1 = 0$

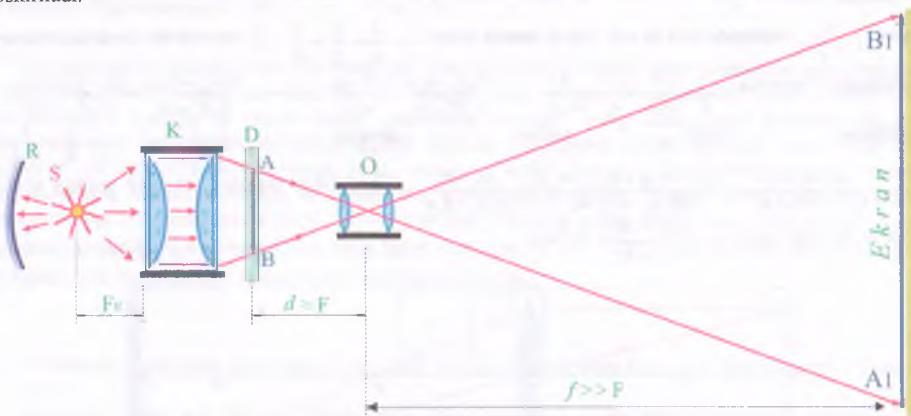
tenglama hosil bo'ladi. Bu tenglamani echib $\begin{cases} d_2 = f_1 \\ f_2 = d_1 \end{cases}$ ekanini topamiz. Endi ikala holda linza kattalashtirishi uchun

$\begin{cases} K_1 = \frac{f_1}{d_1} = \frac{H_1}{h} \\ K_2 = \frac{f_2}{d_2} = \frac{H_2}{h} \end{cases}$ sistemani hosil qilamiz. Sistemadagi tenglamalarni ko'paytirib $K_1 K_2 = \frac{f_1}{d_1} \frac{f_2}{d_2} = \frac{H_1}{h} \frac{H_2}{h} = 1$ ifodani

hosil qimlamiz. Bu erdan esa so'ralsan $h = \sqrt{H_1 \cdot H_2}$ formulaga ega bo'lamiz.

Proeksiyon apparat:

Kichik rasmlar, suratlarni devorga kattalashtirib tushirib beradigan optik asbobga *proeksiyon apparat* deyiladi. Shisha, plyonka kabi shaffof jismlarga tushirilgan rasmlar –diapozitivni kattalashtirib ko'rishga xizmat qiladigan optik asbobga diaskop (yunoncha "dia"-orqali, "skopeo"-ko'ryapman) deyiladi. Agar apparat noshaffof rasmlarni ko'rishga mo'ljallangan bo'lsa, uni *episkop* deyiladi. Agar apparat ham shaffof ham noshaffof jismlarga chizilgan rasmlarni ko'rishga mo'ljallangan bo'lsa, uni *epidiaskop* deyiladi. Diafilmlarni ko'rish va kinozallarda kino ko'rish proeksiyon apparatlar yordamida amalgalashiriladi.



4.2.10.6-rasm

4.2.10.6-rasmda diaskopning rasmi keltirilgan. U asosan K kondensor va O ob'ektividan iborat bo'lib, ularni linzalar tashkil etadi. Kondensorda ikkita bir xil yassi qavariq linza bo'lib, chap tomonidagi linzaning fokus masofasiga S yorug'lik manbai joylashgan. Linzaga tushadigan yorug'lik oqimini kuchaytirish maqsadida orqa tomonga botiq ko'zgu qo'yilgan. Kondensor va ob'ektiv oralig'iiga AB diapozitiv to'nikarilgan holatda joylanadi. Diapozitivdan ob'ektivgacha masofa ob'ektiv fokus masofasidan biroz katta ($d > F$, $d \approx F$) bo'ladi. Ob'ektivdan ekrangacha bo'lgan masofa ob'ektiv fokus masofasidan ancha katta ($f \gg F$) bo'ladi. Natijada, devorda diapozitivning ancha kattalashgan $A_1 B_1$ to'g'ri tasviri hosil bo'ladi. Ekrangi tasvirning o'lchamini o'zgartish uchun ob'ektivni o'ngga va chagpa suriladi.

Proeksiyon apparatning kattalashtirishi quyidagicha bo'ladi:

$$K = \frac{f}{d} \approx \frac{f}{F}$$

Geometrik optikaning tafbiq etilish chegaralari:

Yorug'likning to'lqin tabiatini buyum detallarini yoki juda mayda narsalarini mikroskop bilan ko'zdan kechirishda ularni farq qilish imkoniyatini cheklaydi. Difraksiya (difraksiya hodisasi to'lqin optikasida o'tganiladi) mayda narsalaming aniq tasvirini hosil qilishga imkon bermaydi. Chunki yorug'lik to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalmay, balki mayda narsalarni aylanib o'tadi. Natijada tasvirlar chaplashib ketadi. Chaplashgan tasviri har qancha kattalashshtira ham aniq tasvir olib bo'lmaydi. Narsalarning chiziqli o'chamlari yorug'lik to'lqin uzunligidan kichik bo'lgandagina shunday bo'ladi.

Difraksiya teleskopning ham ko'rsatish imkoniyatini cheklaydi. To'lqinlar difraksiyasi oqibatida yulduzning tasviri ob'ektiv gardishida nuqta bo'lmay, balki yorug' va qoramtil xalqlar sistemasi bo'lib ko'rindi. Agar ikkita yulduz bir-biridan kichik burchak masofada turgan bo'lsa, bu xalqlar bir-birining ustiga tushadi, ko'z yorug'lik manbalari ikkitami yoki bittami farq qila olmaydi.

Difraksiya xodisasi yuzasidan o'tkazilgan tadqiqotlar geometrik optika qonunlari taqribi xarakterga ega ekanligini mutlaqo ravshan ko'rsatib berdi. Yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonuni va geometrik optikaning boshqa qonunlari yorug'likning tarqalish yo'lidagi to'siqlarning o'chamlari yorug'lik to'lqininining uzunligidan ko'p marta katta bo'lgan hollardagina etarli darajada aniq bajariladi.

4.2.11. Mavzu: Yorug'lik tezligi va uni o'chashning turli tarixiy usullari.

Xona chirog'i yoqilganda xona birdaniga yop-yorug' bo'lib ketadi. Yorug'lik nurining xona devorlariga etib kelishi hech qancha vaqt olmaydi. Yorug'lik tezligini o'chashsha son-sanoqsiz besamar urinishlar bo'lgan. Shunda odamlar yorug'lik tarqalishi vaqt olmaydi, u har qanday masofani bir onda o'tadi deb o'lay boshladilar. Lekin, yorug'lik tezligining chekli ekanligi *XIV* asrga kelibgina ayon bo'ldi.

1. Astronomik usul (Ryumer usuli):

Yorug'lik tezligini 1-marta astronomik usul bilan daniyalik astronom Ryumer 1676-yil o'chagan. Uning yorug'lik tezligini topishda muvaffaqiyat qozonganligining sababi, u o'chashlarda planetalararo masofalarga teng juda katta masofalardan foydalandi. Bu usulda olim yorug'lik tezligini Jupiter sayyorasi yo'ldoshi Ioning Jupiter orqasidan o'tishidagi kechikishiga asoslanib aniqlagan. U quydigicha ish qildi:

Ryomer Quyosh sistemasining eng katta planetasi Jupiter sayyoralarining tutilishini kuzatdi. Jupiterga eng yaqin yo'ldoshi Ioni kuzatganda tutilishi boshqa yo'ldoshlardan juda tez sodir bo'lardi. Io Jupiter diskii oldidan o'tib orqa tomoniga yashirinardi. Biroz vaqtan so'ng yana paydo bo'lardi. Ioning har ikki ko'rinishi orasidagi vaqt 42 soatu 28 minut edi, ya'ni Ioning Jupiter atrofsida aylanish davri 42 soatu 28 minut edi.

Dastlab Ryumerning o'chash ishlari Jupiter Yerga eng yaqin kelganda o'tkazildi (4.2.11.1-rasm). Keyingi o'chash ishlari esa oradan 6 oy vaqt o'tgach, ya'ni Yer o'z orbitasining qarama-qarshi tomoniga o'tgach o'tkazildi. Bunda Io va Yer



4.2.11.1-rasm

orasidagi masofa taxminan Yer orbitasi diametriga oshgan edi. Bunda olim kutilmagan natijaga ega bo'ldi. Ioning aylanish davri 42 soatu 28 minut ekanligini bilgan holda o'tgan 6 oy ichida Io Yupiterni necha marta aylanishi va galadagi soya ortidan chiqish soat nechada ro'y berishini hisob-kitob qilgan edi. Io Jupiter soyasidan Ryomer hisob-kitob qilgandan ko'ra 22 minut kechikib chiqdi.

Ryomer kechikishning sababini quydigicha hisoblab bergen: "Agar men Yer orbitasining 6 oy oldingi narigi tomonida turganimda edi, Io soyadan o'z vaqtida chiqqan bo'lar edi, yorug'lik nuri Yer diametrini bosib o'tishga 22 minut sur qildi".

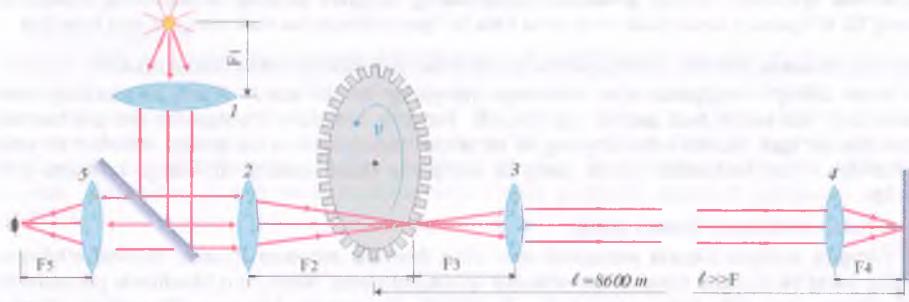
Ryomerning o'chashlari uncha aniq emas edi. Uning hisob-kitobiga ko'ra Yerdan Quyoshgacha masoфа taxminan 142 mln.km . edi. Shunga ko'ra Yer orbitasi diametrini kechikish vaqtiga bo'lib, yorug'lik tezligining qiymatini topdi.

$$c = \frac{d}{\Delta t} = \frac{2r}{\Delta t} = \frac{2 \cdot 142000000 \text{ km}}{22 \cdot 60 \text{ sek}} \approx 215000 \text{ km/sec}$$

Ryumer yorug'lik tezligini 215000 km/s deb aniqlagan. Bu qiymat uncha aniq bo'limasa-da, lekin yorug'lik tezligi haqida qimmatli ma'lumot edi.

2. Laboratoriya usuli (Fizo usuli):

Yorug'lik tezligini birinchi marta laboratoriya usulida 1849-yil fransuz fizigi I.Fizo aniqlagan. Yorug'lik nuri linza va ko'zgu orqali aylanib turgan tishli g'ildiraklar orasiga yo'naltirildi. Tishli g'ildirakning chastotasi oshirib borilsa, kuzatuvchi ko'zgudan qaytib kelgan nurni goh ko'rар, goh ko'rmas edi. Buning sababi tishlar orasidan o'tgan nur 8,6 km.masofadagi ko'zgudan qaytib kelganda nur yo'liga goh tirkish, goh to'siq to'g'ri kelishida edi. Aylanib turuvchi tishli g'ildiraklar orasidan o'tkazilib yuborilgan nurning 8,6 km.masofadagi ko'zgudan qaytib kelish yo'li, g'ildirakning tishlar soni va aylanish chastotasini bilgan holda yorug'lik tezligining qiymatini topdi. Bunda yorug'lik tezligi 313000 km/s ga teng deb chiqardi(4.2.11.2-rasm).



4.2.11.2-rasm

Keling ko'zgu va tishli g'ildiraklar orasidagi masofa ℓ , g'ildirakning aylanish chastotasi v , g'ildirakdagi tishlar soni N bo'lsin. Tishlar orasidan yuborilgan nur ko'zgudan qaytib kelganda fildirak kta tish burchagiga burilib yana tirkishga to'g'ri kelib qolgan bo'lsin. Bunda yorug'lik tezligi quyidagicha:

$$c = \frac{2N}{k} v \ell$$

Ishboti: Linzalarning fokus masofalaridan 8600 m masofa juda katta, ya'ni $\ell >> F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + F_5$. Shuning uchun hisob-kitoblarga fokus masofani aralshtirmaymiz. Yorug'lik nurining odam ko'ziga tushguncha o'tgan yo'li taxminan 2ℓ ga teng. Yorug'lik nuri 2ℓ masofani c tezlik bilan $\Delta t = \frac{\ell}{c}$ vaqtida o'tadi. Bu vaqtda esa v

chastota bilan aylanayotgan tishli g'ildirak biror $\Delta\varphi = \varphi_0 k = \frac{2\pi}{N} k$ burchakka buriladi. Boshqa tomonдан bu burilish burchagini aylanish chastotasi orqali $\Delta\varphi = \omega \Delta t = 2\pi v \Delta t$ deb yozish mumkin. Bularni tenglashtirib yorug'lik tezligini topamiz. $2\pi v \Delta t = \frac{2\pi}{N} k \rightarrow \Delta t = \frac{k}{v N} = \frac{\ell}{c} \rightarrow c = \frac{2N}{k} v \ell$

Agar yuqoridaagi formulada burilgan tishlar soni butun son ($k = 1; 2; 3; 4; \dots Z$) bo'lsa, kuzatuvchi ko'zgudan qaytgan nurni har doim ko'radi.

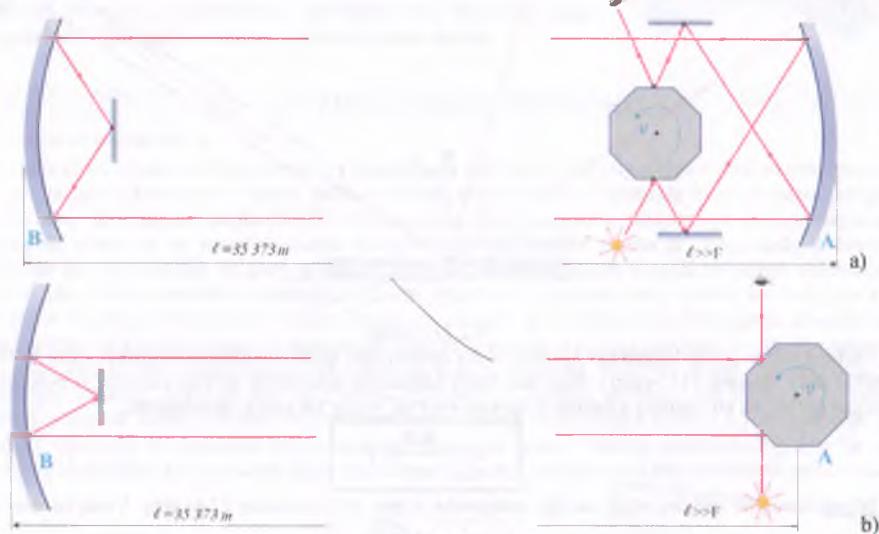
Agar burilgan tishlar soni yarimli butun son ($k = 0,5; 1,5; 2,5; 3,5; \dots (2Z - 1)/2$) bo'lsa, kuzatuvchi ko'zgudan qaytgan nurni hech qachon ko'rmaydi.

Agar burilgan tishlar soni na butun son va na yarimli butun son bo'lsa, kuzatuvchiga ko'zgudan qaytgan nur goh ko'rindidi, goh ko'rinnmaydi.

3. Laboratoriya usuli (Maykelson usuli):

Amerikalik fizik Maykelson Fizo va Fuko tajribalarini takomillashtirib tishli g'ildirak o'mniga 8 qirrali aylanuvchi prizmatik ko'zgudan foydalandi. Oralig'i $\ell = 35,373 \text{ km}$ bo'lgan Vilson va San-antoniya tog'larida tajriba o'tkazdi. Maykelson yorug'lik tezligini 299796 km/s chiqardi (4.2.11.3.a,b- rasm). A va B nuqtalar Vilson va San-antoniya tog'laridagi sferik ko'zgular bo'lib, ular nurni qaytarishga

mo'ljallangan. S manbadan chiqgan yorug'lik nuri prizmatik ko'zgu va sferik ko'zgulardan qaytib, so'ngra prizmatik ko'zguning boshqa yog'iga tushguncha o'tgan vaqt ichida katta chastota bilan aylanayotgan prizmatik ko'zgu ham biror burchakka buriladi. Tajriba jihozlarining ko'pchiligi, ya'ni prizmatik ko'zgu, yassi ko'zgu va kuzatuvchi A Vilson tog'ida bo'lib, faqat qaytaruvchi sferik va yassi ko'zgu $\ell = 35,373 \text{ km}$ uzoqlikdagi B San-Antoniya tog'ida edi.



4.2.11.3-rasm

Keling, Maykelson tajribasida prizmatik ko'zgu qirralar soni N , aylanish chastotasi v , A va B nuqtalar orasidagi masofa ℓ bo'lsin. Nur barcha yo'lni o'tib ko'zguning boshqa qirrasiga tushganda ko'zgu k ta qirraga burilgan bo'lsin. Bunda yorug'lik tezligi quyidagicha:

$$c = \frac{2N}{k} v \ell$$

Ishboti: Sferik ko'zgularning fokus masofalaridan 35373 m masofa juda katta, ya'ni $\ell >> F_1 + F_2$. Shuning uchun hisob-kitoblarga fokus masofani aralashirmaymiz. Yorug'lik nurining odam ko'ziga tushguncha o'tgan yo'li taxminan 2ℓ ga teng. Yorug'lik nuri 2ℓ masofani c tezlik bilan $\Delta t = \frac{\ell}{c}$ vaqtida o'tadi. Bu vaqtida esa v

chastota bilan aylanayotgan prizmatik ko'zgu biror $\Delta\varphi = \varphi_0 k = \frac{2\pi}{N} k$ burchakka buriladi. Boshqa tomonidan bu burilish burchagini aylanish chastotasi orqali $\Delta\varphi = \omega \Delta t = 2\pi v \Delta t$ deb yozish mumkin. Bularni tenglashtirib yorug'lik tezligini topamiz. $2\pi v \Delta t = \frac{2\pi}{N} k \rightarrow \Delta t = \frac{k}{v N} = \frac{\ell}{c} \rightarrow c = \frac{2N}{k} v \ell$

Agar yuqorida formulada burilgan tishlar soni butun son ($k = 1; 2; 3; 4; \dots Z$) bo'lsa, kuzatuvchi ko'zgulardan qaytgan nurni har doim ko'radi.

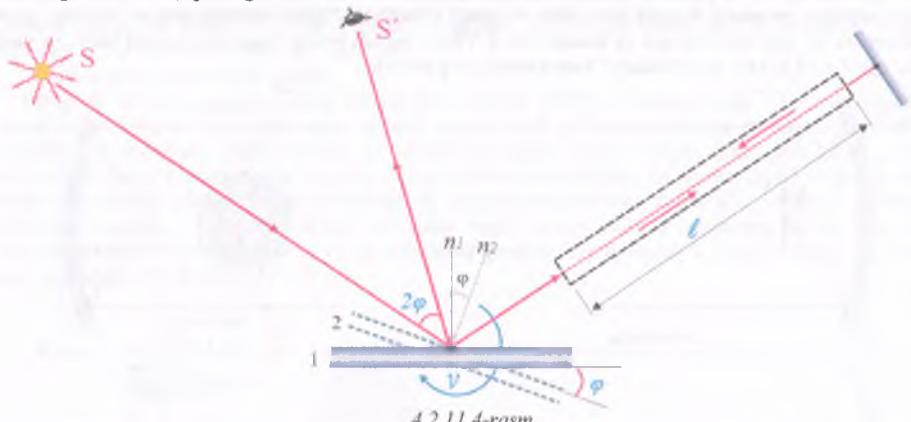
Agar burilgan tishlar soni yarimli butun son ($k = 0,5; 1,5; 2,5; 3,5; \dots (Z+1)/2$) bo'lsa, kuzatuvchi ko'zgulardan qaytgan nurni hech qachon ko'rmaydi.

Agar burilgan tishlar soni na butun son va na yarimli butun son bo'lsa, kuzatuvchiga ko'zgulardan qaytgan nur goh ko'rindi, goh ko'rinnmaydi.

Laboratoriya usuli (Fuko usuli):

Yorug'lik tezligini o'lichash uchun boshqacharoq usul qo'lladi. U aylanuvchi ikki yoqlama ko'zgudan foydalandi. SA y o'nalishida kelgan nur aylanuvchi ko'zguga tushib, so'ng yana qaytib nay ichiga yo'naladi. Nay uchidagi B ko'zgudan qaytib yana A nuqtaga tushadi. Bunda nur 2ℓ masofa bosib o'tadi, aylanuvchi ko'zgu esa ma'lum φ burchakka burilgan bo'ladi. B ko'zgudan qaytib kelgan nur A

ko'zgudan ham qaytib S' nuqtadagi kuzatuvchining ko'ziga tushadi. Bu erda AS va AS' nurlari orasidagi burchak 2φ ga teng bo'ladi.



4.2.11.4-rasm

Shuning uchun qaytib kelgan nur aylanuvchi ko'zgudan ham qaytib nuqtada qayd etiladi. Fuko tezlikni 296000 km/s chiqardi (115-rasm). Agar nur borib kelguncha aylanuvchi ko'zgu ixtiyoriy α burchakka burilgan bo'lsa, va ko'zguning aylanish chastotasi v bo'lsa, yorug'lik tezligi quyidagicha:

$$c = \frac{4\pi}{\varphi} v \ell$$

Ishboti: Yorug'lik nurining odam ko'ziga tushguncha o'tgan yo'lli taxminan 2ℓ ga teng. Yorug'lik nuri 2ℓ masofani c tezlik bilan $\Delta t = \frac{2\ell}{c}$ vaqtida o'tadi. Bu vaqtida esa v chastota bilan aylanayotgan ikki yoqlama ko'zgu biror $\varphi = \omega \Delta t = 2\pi v \Delta t$ burchakka buriladi. Bularni bilgan holda yorug'lik tezligini topamiz. $\varphi = 2\pi v \Delta t = 2\pi v \frac{2\ell}{c}; \rightarrow c = \frac{4\pi}{\varphi} v \ell$.

Fuko birinchi bo'lib yorug'likning suvdagi tezligini o'lchadi. U havodagi tezlikdan $4/3$ marta kichik, ya'ni suv uchun yorug'lik tezligi taxminan $222\,000 \text{ km/s}$ chiqdi.

Eng zamonaviy usullar yorug'likning vakuumdagi tezligini juda aniq o'lchashga imkon berdi. Yorug'likning vakuumdagi tezligi $c = 299\,792\,456,2 \pm 0,8 \text{ m/s}$ ga teng bo'lib, olamdag'i eng katta tezlikdir. Hech bir jismning tezligi bu tezlikka tenglasha olmaydi va o'ta olmaydi.

4.3. FIZIK OPTIKA

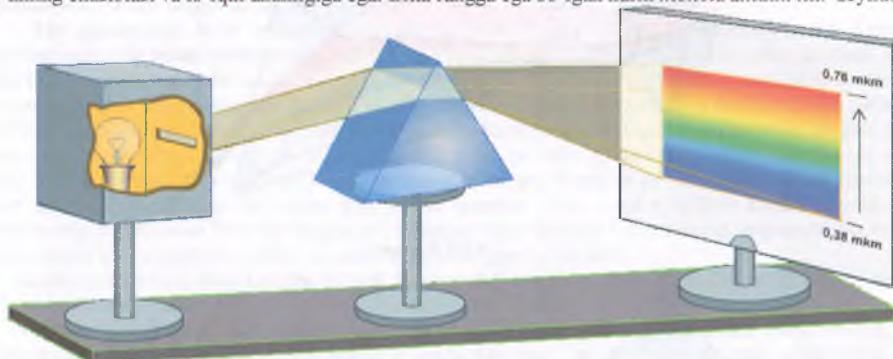
Fizik optika - yorug'likning xossalari va uning modda bilan bo'ladigan ta'sirini o'rghanuvchi optikaning bir bo'limi. Geometrik optikada to'siq yoki tirkishlardan o'tgach nur aniq soyalar hosil qilsa, fizik optikada esa yorug'likning to'siq va tirkishlarni aylanib o'tish xossalari o'rganiladi. Bundan tashqari dispersiya, interferensiya, qutblanish kabi hodisalari ham o'rganiladi. Fizik optikani to'lqin optikasi deb ham ataladi.



4.3.1. Mavzu: Yorug'lik dispersiyasi.

Dispersiya hodisasi:

Ingliz olimi Nyuton teleskoplar bilan ishlayotganda yub'ektiv hosil qilgan tasvir chetlari turli ranglarda bo'yaganiga e'tibor berdi. Nyuton ushbu hodisaga qiziqboldi va dunyoda bиринчи marta yorug'lik nurlarining turli-tuman ranglardan iboratligini aniqladi. Nyutonning ishxonasiga deraza tirkishidan yorug'lik o'tadi va bu yorug'lik nurlari stol ustidagi uchburchakli shisha prizmaga tushadi. Natijada devorda etti xil kamalak ranglari paydo bo'ladi. Bu kamalak alohiда rangga bo'yagan polosasimon bo'lib, ulra ma'lum tartibda joylashgandi. Eng tepadan qizil, qizg'ish, sariq, yashil, havorang, ko'k va binafsha rangidagi polosalar edi. Nyuton derazadagi tirkishni qizil shisha bilan berkitganda devorda faqat qizil polosa, ko'k shisha bilan berkitganda esa faqat ko'k polosa va hokzo paydo bo'lib, qolgan polosalar yo'qolar edi. O'sha paytgacha prizma yorug'likni turli ranglarga bo'yaydi degan fikrning noto'g'ri ekanligini isbotladi. Kamalakning turli rangdagi polosalarini Nyuton **spektrlar** deb atadi (4.3.1.1-rasm). Tabiiy yorug'lik nurini (Quyosh va yulduzlar nurlari, cho'g'lanma lampa nuri va h.) **oq yorug'lik** deb ataladi. Oq yorug'lik murakkab bo'lib, prizmaga tushganda undan 7 xil nur ajralib chiqadi. Har bir rang o'zining chastotasi va to'lqin uzunligiga ega. Bitta rangga ega bo'lgan nurni **monoxramatik nur** deyiladi.



4.3.1.1-rasm

Demak, tabiiy yorug'lik nuri turli spektrlar yoki monoxromatik nurlar aralashmasidan iborat bo'lib, bu nurlarni shisha prizma turlicha sindirish ekan. Natijada devorda spektrlarning geometrik o'mi har xil joylarda bo'lar ekan. Jumladan, qizil nurning shisha prizmaga ta'sirchanligi eng past bo'lib, u eng kam burchakka sinar ekan. Binafsha nurning shisha prizmaga bo'lgan ta'sirchanligi esa eng yugori bo'lib, u eng ko'p burchakka og'ar ekan. Demak, shaffof muhit turli spektrlarni turlicha sindirish ekan.

Muhit nur sindirish ko'rsatkichining yorug'lik to'lqin uzunligiga (yoki) chastotasiga bog'liq bo'lishiga yorug'lik dispersiyasi deyiladi.

Dispersiya so'zi lotincha so'z bo'lib, dispergo – sochaman deganidir. Dispersiya hodisasini quyidagicha ta'riflash ham mumkin:

Nur sindirish ko'rsatkichining yorug'likning rangiga bog'liqligidispersiya deyiladi.

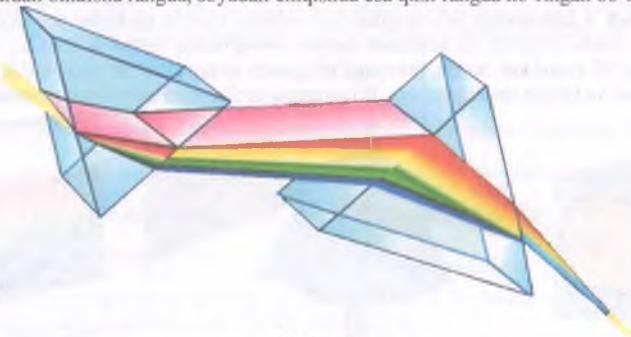
Oq nurning prizmadan o'tishida nurlarga ajralishiga sabab, turli ranglar uchun prizmaning nur sindirish ko'rsatkichi turlicha bo'lishi va turli burchakka og'ishidir. Oldingi bobda yorug'likning sinish qonunida suvning absalyut nur sindirish ko'rsatkichi $n = 1,3$ ga teng, shishaniki esa $n = 1,6$ ga teng va hokzo degan edik. Aslida esa bu kattaliklar o'rtacha olingan qiymatlar bo'lib, u to'lqin uzunligi

$\lambda = 555 \text{ nm}$ bo'lgan yashil to'lqin uchun o'rinnlidir. Shishaning yashil to'lqin uchun absalyut nur sindirish ko'rsatkichi $n = 1,6$ ga teng bo'lsa, qizil to'lqin uchun $n < 1,6$ va binafsha to'lqin uchun $n > 1,6$ bo'лади. Demak, barcha spektrlar uchun absalyut nur sindirish ko'rsatkichlari $n_{\text{QIZIL}} < n_{\text{QIZG'ISH}} < n_{\text{SARIQ}} < n_{\text{YASHIL}} < n_{\text{HAVORANG}} < n_{\text{KO'K}} < n_{\text{BINAFSHA}}$ tartibida bo'lar ekan, ya'ni chastota oshib borishi bilan nur sindirish ko'rsatkichining qiyamatlari ham oshib borar ekan. CHastota oshib borishi bilan nur sindirish ko'rsatkichi qiyamatining oshib borishiga *normal dispersiya* deyiladi. Aksincha, chastota oshib borishi bilan nur sindirish ko'rsatkichi qiyamatining kamayib borishiga esa *anomal dispersiya* deyiladi. Oq yorug'lik tarkibidagi barcha spektrlar shaffof muhitga tushganda normal dispersiya sodir bo'лади.

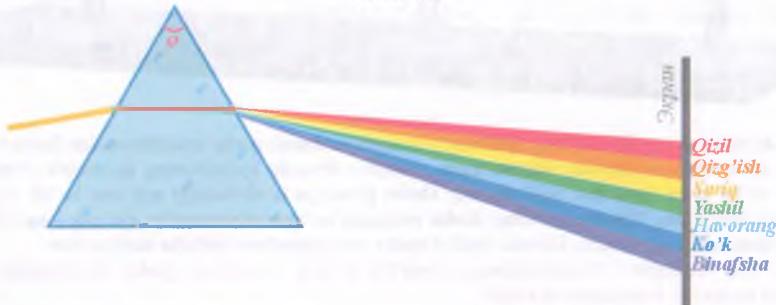
Nur bir muhitdan boshqa muhitga o'tganda nuring chastotasi o'zgarmaydi. To'lqin uzunligi va tezligi o'zgaradi. Monoxromatik nuri vakuumdan biror shaffof muhitga o'tganda chastotasi va rangi o'zgarmaydi, tezligi va to'lqin uzunligi qisqaradi.

$$\vartheta = \frac{c}{n}, \quad \lambda_{\text{muhi}} = \frac{\lambda_{\text{vakuum}}}{n}$$

Formuladan ko'rinih turibdiki, shaffof muhitda qizil nuri eng tez, binafsha nuri esa eng sekin tarqlar ekan. Biror qalinlikdagi parallel plastinkadan o'tganda, qizil nur eng avval, binafsha nuri esa eng kechikib chiqar ekan. Bo'shliqda, ya'ni vakuumda barcha rangdagi nurlar bir xil $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ tezlik bilan tarqaladi. Agar shunday bo'maganda edi, astronom Ryomerning kuzatishlarida Yupiter yo'ldoshi Io soyaga kirish oldidan binafsha rangda, soyadan chiqishda esa qizil rangda ko'ringan bo'lar edi.



4.3.1.2-rasm



4.3.1.3-rasm

Shaffof muhitga o'tganda yorug'likning to'lqin uzunligi o'zgaradi degani bu uning rangi o'zgaradi degani emas. Muhit ichida ham nur o'z rangini saqlab qoladi. Agar prizmadan turli rangga ajralgan nurlar yana qo'shiisa oq yorug'lik hosil bo'ladi (4.3.1.2-rasm). Ko'zga ko'rinaldigan nurlarning to'lqin uzunligil-jadvalda berilgan (4.3.1.3-rasm).

I-jadval

Rangi	To'lqin uzunligi, nm	Rangi	To'lqin uzunligi, nm
Qizil	770 – 620	Yashil	550 – 510
Qizg'ish	620 – 585	Havorang	510 – 480
Sariq	585 – 575	Ko'k	480 – 450
Yashil-Sariq	575 – 550	Binafsha	450 – 390

Jismlarning rangi:

Oq yorug'likning tuzilishi juda murakkab bo'lib, ettita asosiy kamalak ranglarining har biri yana minlab ranglarga bo'linadi. Ana shuning uchun ham tabiat juda rang-barangdir. Aksincha, agar ranglar bo'limganda esa barcha jismlar bir xil oq-qora rangda ko'rinar edi.

Ranglar haqida shuncha ko'p gapirdik, rang o'zi nima degan savol tug'iladi. Nima uchun ba'zi nurlarni qizil, ba'zi nurlarni esa ko'k rangda ko'ryapmiz?

– Har bir rangdag'i monoxromatik nur o'z chastotasi va to'lqin uzunligiga ega bo'lib, barcha rangdag'i nurlar elektromagnit to'lqindir. Aslida tabiatda hech qanday rang bo'lmasdan, bu bizning miyamizning ko'zga tushgan nurlarga aks-ta'siridir, ya'ni rang miyaning psixo-fiziologik xususiyati mahsulidir. Barcha nurlarga miyaning ta'sirchanligi turlicha bo'lib, turli nurlarga miyaning aks-sadosi ham turlicha bo'ladı. Ko'zimizga qizil nur tushganda miyada qizil qilib ko'rish tuyg'usi hosil bo'ladi, ko'k nur tushganda esa ko'k qilib ko'rish tuyg'usi hosil bo'ladi va hokoza. Agar ko'zimizga to'lqin uzunliklari $\lambda > 760\text{ nm}$ bo'lgan infraqizil nurlar yoki $\lambda < 400\text{ nm}$ bo'lgan ultrabinafsa nurlar tushsa, miyada bu nurlarga nisbatan hech qanday bir ta'sirchanlik, aks-sado yoki sezgi tuyg'otilmaydi. Demak, bu nurlarni biz ko'rmaymiz. Ko'zimiz yashil nurlarni eng yaxshi ko'radi.

Endi jismlar nega turli ranglarda ko'rinaldi degan savol tug'iladi. Aytaylik olmaning rangi qizil, o'simliklar yashil rangda va hokoza. Nima, qizil olmaning molekulalari qizil rangga, o'simliklarning molekulalari yashil rangga bo'yab qo'yilganmi?

– Har qanday jism biror turdag'i molekulalardan tashkil topgan bo'lib, bu molekulalar esa elektron qobiqa ega. Eng tashqi elektron qobiq optik qobiq yoki ximiya yoki valent qobiq deyiladi. Ana shu tashqi elektron qobiqlar unga kelib tushgan biror chastotali nurni yutsa, boshqa qaysinisidir qaytaradi va yana qaysidir bir chastotali nurni esa o'tkazib yuboradi. Ushbu holat turli jism molekulalari turlicha bo'ladı. Masalan, qizil olma qobig'i unga kelib tushgan barcha nurlardan qizil nurni qaytarib, qolganlarini esa yutish xususiyatiga ega. O'simliklar esa yashil nurni qaytarib, qolganlarini yutish xususiyatiga ega. Ana shuning uchun ham olma qizil rangda, o'simliklar esa yashil rangda ko'rinaldi. Demak, biz jismlarni ular qaytargan nur rangiga bo'yagan qilib ko'rar ekanmiz. Yana shuni ta'kidlash kerakki, modda va jismlarning molekulalari biror bir rangga bo'yalmagan. Agar shunday bo'lganda edi, qop-qorong'u joyda ham olmani qizil rangda, o'simliklarni yashil rangda ko'rgan bo'lar edik.

Shaffof jismlarning rangi turlicha bo'ladı, buning sababi nimada? Nega shishalar turlicha ko'k, sariq, yashil bo'lib ko'rinaldi?

– Shaffof jismlarda o'ziga tushgan yorug'lik nurini o'tkazib yuborish xususiyati kuchli bo'lib, bu xususiyat yorug'lik tarkibidagi barcha nurlar uchun birday emas. Qaysidir nurni o'tkazib, qolganlarini esa yutib qoladi. Masalan, ko'k shisha boshqa nurlarni yutib, aynan ko'k nurni o'tkazib yuboradi. Demak, biz shaffof jismlarni ular yutmasdan o'tkazib yuborgan nur rangiga bo'yagan qilib ko'rara ekanmiz.

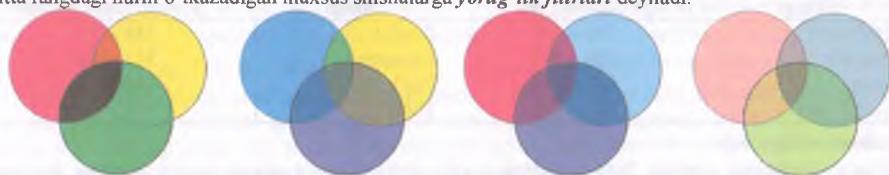
Nega kamalak spektrlari tarkibida etti xil rang boru, lekin oq va qora rang yo'q?

– Agar biror jism uning sirtiga tushayotgan barcha rangdag'i nurlarni yutib qolsa, shu jismni biz qora qilib ko'ramiz. Aksincha, jism unga tushayotgan barcha nurlarni qaytarsa, o'sha jism oq bo'lib ko'rinaldi. Deyarli barcha nurlarni yutadigan jism qoramir rangda, deyarli barcha nurlarni qaytaradigan jism esa oqish rangda ko'rinaldi.

– Biror rangli jismga boshqa rangdag'i shisha orqali qaralsa, u qora rangda ko'rinishining sababi nimada?

– Biror rangli jismga boshqa rangdag'i shisha orqali qaralsa, u albatta qora rangda ko'rinaldi. Masalan, ko'k rangli jismga yashil shishada qaralsa, u qora rangda ko'rinaldi. Chunki, ko'k rangli jism sirtidan saqat bitta ko'k nur qaytadi. Yashil shisha esa yashildan boshqa barcha nurlarni yutish xususiyatiga ega bo'lgani uchun ko'k nurni ham yutib qoladi. Binobarin, barcha ranglar yutilgan joy qora rangda ko'rinish kerak. Agar jismga shu jism rangidagi shishada qaralsagina, jism o'z rangida ko'rinaldi. Xuddi

shuningdek, biror tasvirga aytaylik qizil shishada qarasak, tasvir qora va qizil ranglarda ko'rindi. Faqat bitta rangdagi nurni o'tkazadigan maxsus shishalarga *yorug'lik filtrlari* deyildi.

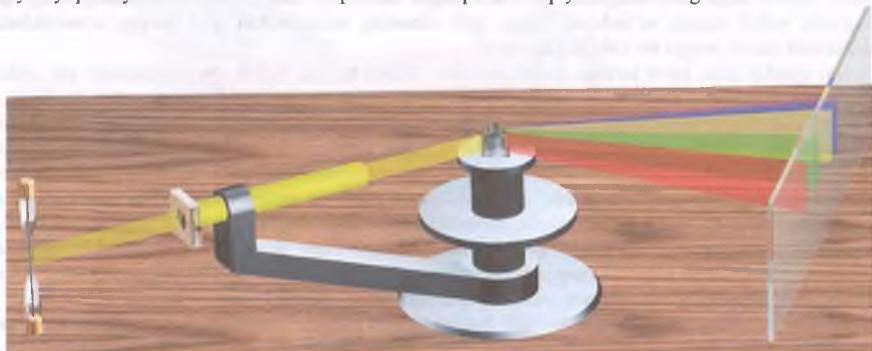


4.3.1.4-rasm

Ikki xil bo'yoqning qo'shilishidan shunday rang hosil bo'ladiki, bu rang ikkala bo'yoq qaytargan ranglarning aralashmasi bilan belgilanadi. Lekin ikki xil rangli nurlar qo'shilganda hosil bo'ladigan rang bo'yoqlar aralashmasi hosil qilgan rangdan farq qiladi. Yuqorida rasmida turli rangli monoxromatik nurlar aralashmasidan hosil bo'lgan ranglar tasvirlangan. Masalan, yashil va qizil nurlar qo'shilib qora rangni, ko'k va sariq nurlar qo'shilib yashil rangni, och yashil va qizg'ish nurlar qo'shilib jigar rangni hosil qiladi.

Spektroskop:

Tabiiy yorug'lik nurlarini yoki biror lampa nurlayotgan yorug'likni tarkibiy qismilarga—spektrlarga ajratib beradigan qurilma spektroskop deb ataladi. Spektroskop yordamida juda tor sohadagi aniq chastotali monoxromatik dasta olish mumkin (4.3.1.5-rasm). Olis yulduzlardan kelayotgan nurlarning tarkibiy qismalarini o'rganib, o'sha yulduzlarining tarkibi qaysi elementlardan iborat ekanligi va tarkibi qandayligi, yoshi va hokozalarni spektroskop yordamida tadqiq etiladi. Bundan tashqari ayni bir ximiyaviy qanday chastotali nurlar hosil qilinishi ham spektroskop yordamida o'rganiladi.



4.3.1.5-rasm

4.3.2. Mavzu: Yorug'lik interferensiyasi. Interferension manzarani hisoblash.

Mexanika bo'limida mexanik to'lqinlar bir-birlari bilan qo'shilib bir-birini kuchaytirish yoki susaytirishini (interferensiya hodisasi) ko'rgan edik. Yorug'lik to'lqinlari ham to'lqin bo'lgani uchun ularda ham bir-birlari bilan qo'shilib kuchaytirish yoki susaytirishlar bo'ladimi degan savol tug'iladi. Interferensiya natijasida suv yuzidagi to'lqinlarda mavjlanish va sokinlanish zonalari, tovush to'lqinlarida esa sershovqin va jimmilik zonalari paydo bo'lgan edi. Yorug'lik to'lqinlarida ham interferensiya hodisasi sodir bo'lsa, ular o'zini qanday ko'rinishda namoyon etadi?

Kogerent to'lqinlar. Yorug'lik interferensiyasi. Yo'llar farqi.

Xuddi mexanik to'lqinlar kabi, yorug'lik to'lqinlari ham uchrashganda bir-birini kuchaytirishi yoki susaytirishi mumkin.

Chastotalari bir xil, faza farqlari o'zgarmas bo'lgan to'lqinlarning uchrashganda bir-birini kuchaytirishi yoki susaytirishiga interferensiya deyiladi.

Bir xil chastotali va fazalar farqi o'zgarmas bo'lgan to'lqinlar o'zaro kogerent to'lqinlar deyiladi.

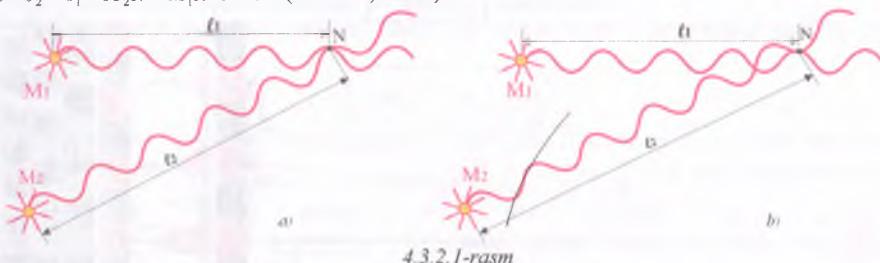
Kogerent to'lqinlarni yuzaga keltiruvchi manbalar kogerent manbalar deyiladi.

Aslida ikkita manbadan chiqqan yorug'lik to'lqinlari kogerent bo'la olmaydi. Shu sababdan bitta manbadan yorug'lik filtri orqali o'tgan monoxromatik nurni sun'iy ravishda ikki yoki undan ko'p bo'lakka ajratib, so'ng yana ularni uchrashtrish kerak.

Yorug'lik to'lqinlari qo'shilib bir-birini kuchaytirganda maksimumlar sharti, susaytirganda esa minimumlar sharti bajarildi deyiladi. Aslida o'zaro kogerent bo'lmagan to'lqinlar qo'shilganda ham biribirini kuchaytirishi yoki susaytirishi mumkin. Lekin, bu to'lqinlarning fazalar farqi tinimisiz o'zgarib turgani bois, kuchaygan yoki susaygan zonalar ham tinimsiz nuqtadan nuqtaga ko'chib turadi. Biror nuqtada har doim maksimum yoki har doim minimum sharti bajarilishi uchun bu to'lqinlar tebranishlari orasidagi fazalar farqi hech qachon o'zgarmasligi kerak, ya'ni ular o'zaro kogerent bo'lishi kerak.

Biror nuqtada maksimum yoki minimum sharti bajarilishi bu nuqtaga etib kelgan yorug'lik to'lqinlari bosib o'tgan yo'llar farqiga bog'liq.

Bir xil monoxromatik nurlar chiqaruvchi o'zaro kogerent manbalardan birinchisi M_1 , ikkinchisi M_2 bo'lib, bu to'lqinlar uchrashgan nuqta N bo'lsin. Uchrashguncha har bir to'lqin bosib o'tgan yo'lli $\ell_1 = M_1 N$ va $\ell_2 = M_2 N$, bu to'lqinlar uchrashguncha o'tgan yo'llar orasidagi farq $\Delta\ell = \ell_2 - \ell_1 = M_2 N - M_1 N$ bo'lsin (4.3.2.1-a,b rasm).



4.3.2.1-rasm

Agar ikkinchi to'lqin birinchi to'lqindan yarim to'lqin uzunligining juft soni qadar (yoki butun sondagi to'lqin qadar) kechikib kelsa, bu to'lqinlar bir xil fazada ($\Delta\phi = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$) qo'shiladi, qo'shilish nuqtasida ular bir-birini kuchaytirib monoxromatik nur rangidagi yorug' polosa hosil bo'ladi. N nuqtada maksimum sharti bajariladi va u quyidagicha bo'ladi:

$$\delta = \ell_2 - \ell_1 = 2k \cdot \frac{\lambda}{2} = k\lambda$$

Agar ikkinchi to'lqin birinchi to'lqindan yarim to'lqin uzunligining toq soni qadar kechikib kelsa, bu to'lqinlar qarama-qarshi fazada ($\Delta\phi = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots$) qo'shiladi, qo'shilish nuqtasida ular bir-birini susaytirib qorong'u polosa hosil bo'ladi. N nuqtada minimum sharti bajariladi va u quyidagicha bo'ladi:

$$\delta = \ell_2 - \ell_1 = (2k-1) \cdot \frac{\lambda}{2}$$

Yuqorida biz interferension manzara hosil bo'lish shartlari bilan umumiy holatda tanishdik. Endi tabiatda ko'p sodir bo'ladigan hodisalardan ba'zilarining sabablarini ochishga harakat qilib ko'raylik.

Ikkita nuqtaviy manbadan hosil bo'lgan interferensiya:

Bir-biriga juda yaqin joylashgan va bir xil monoxromatik nurlar nurlovchi ikkita manbadan ham ekranda interferensiyalangan manzarani kuzatish mumkin.

Tasavvur qilaylik, ekrandan ℓ masofada, bir-biridan esa d masofada joylashgan ikkita M_1 va M_2 manbalar kogerent nurlar nurlasini. Ekranda ixtiyoriy D nuqta olaylik. Bu nuqta manbalardan ℓ_1 va ℓ_2 masofada, ekranning markaziy chizig'idan x masofada joylashgan bo'lsin. Shu manbalardan ekranda hosil bo'ladigan interferension manzarani hisobalb chiqaramiz(4.3.2.2-a,rasm). Bu erda ℓ_1 va ℓ_2 quyidagicha topiladi:

$$\begin{cases} \ell_2^2 = \ell^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2 \\ \ell_1^2 = \ell^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 \end{cases}$$

Tenglamalar sistemasidagi birinchi formuladan ikkinchisini ayirish natijasida

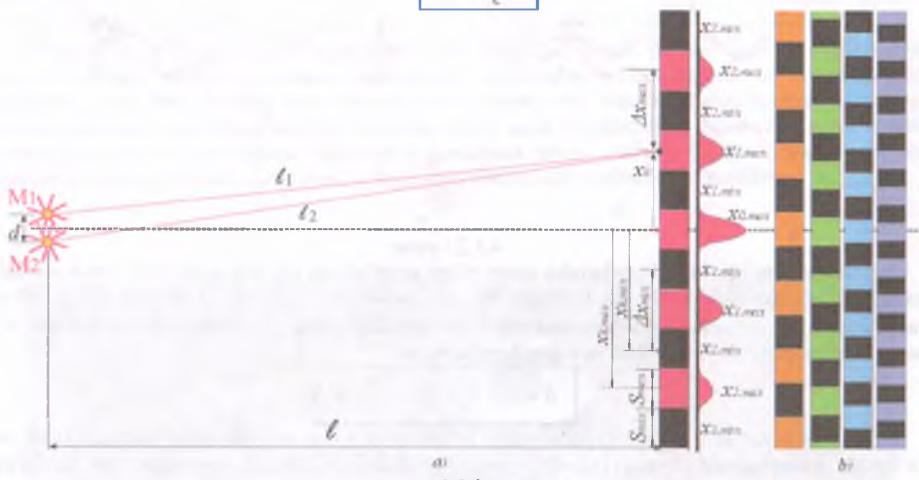
$$(\ell_2 - \ell_1)(\ell_2 + \ell_1) = 2dx$$

ifodaga ega bo'lamiz. Agar $\delta = \ell_2 - \ell_1$ ekanligini e'tiborga olsak, yo'llar farqi quyidagicha bo'ladi:

$$\delta = \ell_2 - \ell_1 = \frac{2dx}{\ell_1 + \ell_2}$$

Manbalar bir-biriga juda yaqin va ekran esa ancha uzoqda bo'lgani uchun ($\ell \gg d$), $\ell_1 + \ell_2 \approx 2\ell$ deb hisoblash mumkin. U holda yuqoridagi formula quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\delta = \frac{dx}{\ell}$$



4.3.2.2-rasm

Agar ikkinchi to'lqin birinchi to'lqindan butun to'lqin uzunligi qadar kechikib kelsa, kogerent manbalardan etib kelgan nurlar bir xil fazada tebranayotgan bo'ladi. Bu to'lqinlar qo'shilib biri-birini kuchaytiradi. Bunga **maksimumlar sharti bajarildi** deyiladi. Maksimumlar sharti bajarilgan zonada monoxromatik nuring rangiga bo'yagan polosa hosil bo'ladi, masalan, manbalar qizil nur chiqarayotgan bo'lsa, qizil polosa hosil bo'ladi (4.3.2.2-a, rasm).

Agar ikkinchi to'lqin birinchi to'lqindan yarim to'lqin uzunligining toq soni marta kechikib kelsa, kogerent manbalardan etib kelgan nurlar qarama-qarshi fazada tebranayotgan bo'ladi. Bu to'lqinlar qo'shilib biri-birini susaytiradi. Bunga **minimumlar sharti bajarildi** deyiladi. Minimumlar sharti bajarilgan zonada har doim qorong'u polosa hosil bo'ladi (4.3.2.2-a, rasm).

Maksimum va minimumlar sharti quyidagicha bo'ladi:

$$\begin{cases} \delta_{MAX} = k\lambda & - \text{max. sharti} \\ \delta_{MIN} = \frac{2k-1}{2}\lambda & - \text{min. sharti} \end{cases}$$

Bu erda: yorug' xalqlalar uchun $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ va qorong'u xalqlalar uchun esa $k = 1, 2, 3, 4, \dots$ deb olinadi.

Endi yuqoridagi formulalardan foydalananib, ixtiyoriy tartibli maksimum yoki minimum polosallarning geometrik o'mni qaerda ekanligini aniqlash mumkin.

Ekran markazidan ixtiyoror k -tartibli maksimum va minimumgacha bo'lgan masofalar mos holda quyidagi formuladan topiladi:

$$\begin{cases} x_{k,\max} = k \frac{\lambda \ell}{d} \\ x_{k,\min} = \frac{2k-1}{2} \frac{\lambda \ell}{d} \end{cases}$$

Ishboti: Maksimum va minimum shartlaridan foydalanamiz.

$$\begin{cases} \delta_{\text{max}} = k \lambda \\ \delta_{\text{min}} = \frac{2k-1}{2} \lambda \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \frac{d x}{\ell} = k \lambda \\ \frac{d x}{\ell} = \frac{2k-1}{2} \lambda \end{cases} \rightarrow \begin{cases} x_{k,\max} = k \lambda \frac{\ell}{d} \\ x_{k,\min} = \frac{2k-1}{2} \lambda \frac{\ell}{d} \end{cases}$$

Yuqorida formuladan ko'rinish turibdiki, aynan biror k -tartibli interferension polosadan ekranning markazi chizig'iga masofa to'lqin uzunligiga to'g'ri proporsional bo'lar ekan (4.3.2.2-b, rasm). Shuning uchun aynana bir xil tartibli interferension polosa qizil nur uchun markazi chiziqdan eng uzoqda, binafsha nur uchun esa markazi chiziqqa eng yaqin joylashadi.

Ikkita qo'shni maksimumlar orasidagi masofa ikkita qo'shni minimumlar orasidagi masofaga teng va quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta x_{\max} = \Delta x_{\min} = \frac{\lambda \ell}{d}$$

Ishboti: Qo'shni maksimumlar orasidagi masofani topish uchun k -tartibli va $k-1$ -tartibli maksimumlar orasidagi masofani topamiz. $\Delta x_{\max} = x_{k,\max} - x_{k-1,\max} = k \lambda \frac{\ell}{d} - (k-1) \lambda \frac{\ell}{d} = k \lambda \frac{\ell}{d}$. Qo'shni minimumlar orasidagi masofa ham xuddi shunday yo'li bilan topiladi. $\Delta x_{\min} = x_{k,\min} - x_{k-1,\min} = \frac{2k-1}{2} \lambda \frac{\ell}{d} - \frac{2(k-1)-1}{2} \lambda \frac{\ell}{d} = \frac{2k-1-2k+2+1}{2} \lambda \frac{\ell}{d} = \lambda \frac{\ell}{d}$. Demak, qo'shni maksimumlar orasidagi masofa qo'shni minimumlar orasidagi masofaga teng, ya'ni $\Delta x_{\max} = \Delta x_{\min} = \frac{\lambda \ell}{d}$ bo'lar ekan.

Yuqorida formuladan ko'rinish turibdiki, qo'shni interferension polosalar orasidagi masofa to'lqin uzunligiga to'g'ri proporsional bo'lar ekan (4.3.2.2-b, rasm). Shuning uchun bu kattalik qizil nurda eng katta, binafsha nurda esa eng kichik bo'ladi.

Makimum polosaning eni minimum polosaning eniga teng va quyidagi ko'rinishda bo'ladi.

$$S_{\max} = S_{\min} = \frac{\lambda \ell}{2d}$$

Yuqorida formuladan ko'rinish turibdiki, interferension polosalar eni to'lqin uzunligiga to'g'ri proporsional bo'lar ekan (4.3.2.2-b, rasm). Shuning uchun bu kattalik qizil nurda eng katta, binafsha nurda esa eng kichik bo'ladi.

Ekranda hosil bo'ladigan maksimumlarning eng yuqori tartibi quyidagicha bo'ladi:

$$K = \frac{d}{\lambda}$$

Ekranda hosil bo'ladigan jami maksimumlar soni quyidagicha bo'ladi:

$$N = 2K + 1 = 2 \frac{d}{\lambda} + 1$$

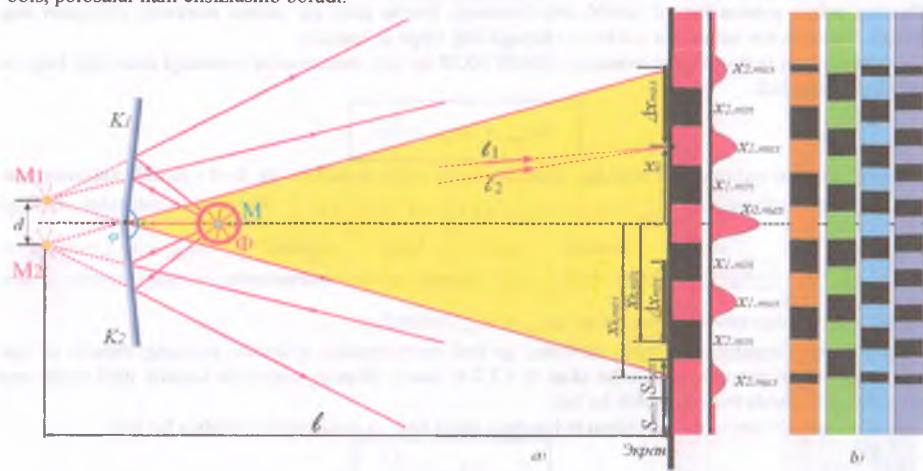
Formuladan ko'rinish turibdiki, jami maksimumlar soni manbalar orasidagi masofaga to'g'ri, to'lqin uzunligiga teskari proporsional bo'lar ekan. Boshqacha aytganda, manbalar orasidagi masofa ortganda maksimumlar soni ortib polosalar ensizlashadi, to'lqin uzunligi ortganda esa maksimumlar soni kamayib polosalar qalinlashadi.

Franel ko'zgularidagi interferensiya:

Franel ko'zgulari deb ataladigan ko'zgular sistemasi bir-biriga nisbatan $\phi \approx 180^\circ$ dan kichikroq burchak ostida joylashgan ikkita K_1 va K_2 ko'zgulardan iborat optik sistemadir (4.3.2.3-rasm). YOrqin nur taratuvchi M manbadan chiqqan oq yorug'lik yo'liga kerakli nurni, aytaylik qizil nurni o'tkazib yuboruvchi yorug'lik filtri Φ joylashtiriladi. Filtrdan o'tgan monoxromatik nurlar K_1 va K_2 ko'zgularga

tushadi. Bu ko'zgularga tushgan nurlar sochiladi, lekin sochilgan nurlarning teskari davomlari ko'zgu orqasida M_1 va M_2 nuqtalarda kesishadi. Bu nuqtalar M manbaning K_1 va K_2 ko'zgulardagi tasvirlaridir. Xuddi monoxromatik yorug'lilik nurlari M_1 va M_2 nuqtalardan chiqib ketayotgandek bo'lib ko'rindi. Agar M_1 va M_2 nuqtalar orasidagi masofani d desak va bu masofa o'trasidan markaziy chiziqni o'tkazsak hamda markaziy chiziq bo'yicha $\ell (\ell \gg d)$ masofada ekranни joy lashtirsa, xuddi ikkita nuqtaviy manbadan hosil bo'lgan interferension manzara hosil bo'ladi. Ikkita nuqtaviy manbadan hosil bo'lgan interferension manzara bilan esa yuqorida tanishgan edik. Bunda ham xuddi avval biz tanishganimiz kabi ekran markazida qizil polosa, so'ngra esa almashinuvchi qora va qizil polosalar keladi.

Agar qizil filtr o'rniغا navbatma-navbat qizg'ish, yashil, ko'k va binafsha filtrlar joylashtirilsa, navbatma-navbat almashinuvchi qizg'ish va qora, yashil va qora, ko'k va qora, binafsha va qora polosalardan iborat interferension manzaralar kuzatiladi. Faqat to'lqin uzunligi kichrayib borayotgani bois, polosalar ham ensizlashib boradi.



4.3.2.3-rasm

Faqat shuni ta'kidlab o'tish kerakki, Franel ko'zgulari yordamida hosil bo'ladigan interferensiyon manzara chegaralangan bo'ladi. Boshqacha aytganda, faqat ma'lum soha ichidagina interferensiyon manzara kuzatiladi, tashqaridagi soha esa yorug'lik filtri rangiga bo'yalgan bo'ladi (4.3.2.3-rasm).

Yupqa plastinkalardagi interferensiya:

Suv sirtiga to'qilgan moyda yokisovun pufagida har xil ranglarning tovlanishini yoshlik chog'imizdan har birimiz yaxshi bilamiz. Buning sababini birinchi bo'lib ingliz olimi Tomas Yung aniqladi. Buning sababini tushuntirishda u ushbu genial fikri o'rta ga tashladi. Sovun pufagi yoki suv yuzidagi moy mikrometr tartibidagi biror d qalinlikdagi yupqa parda bo'lib, ushbu pardaning ichki va tashqi devorlaridan qaytgan nurlar qo'shilib interferension manzara hosil qildadi. U moy pardani d qalinlikdagi shaffof plastina deb oldi va shu plastina uchun interferensiyani o'rgandi.

Parallel nurlar dastasi yupqa plastina sirtiga biror α burchali ostida tushayotgan bo'lsin. SHu parallel dastadan ixtiyoriy 1 va 2 nurlarni tanlaymiz. Plastinada singan 1" nur plastina ichki devoridan 1'" nur bo'lib qyatadi va tashqariga 1'''' nur bo'lib chiqadi. Tashqariga chiqqan 1'''' nur bu joyda 2 nurning plastina sirtidan qaytgan 2' nurini uchratadi va u bilan qo'shilib interferensiyalashadi.

1^ш va 2^ш nurlar interferensiyalashishi uchun bu nurlar yurgan geometrik yo'llar farqi emas, balki *optik yo'llar* farqi maksimumlar yoki minimumlar shartiga bo'yusunishi kerak.

Optik yo'l uzunligi – sindirish ko'rsatkichi n bo'lgan muhitda yorug'lik to'lqini biror masofani bosib o'tishi uchun ketgan vaqt davomida yorug'lik vakkumda qanday yo'lni bosib o'tishi mumkinligini ko'rsatuvchi kattalikdir.

Ikkala to'lqinning mos holda geometrik yo'llari quyidagicha bo'ladi:

$$\left\{ \begin{array}{l} \ell_{1\text{GEOMETRIK}} = AB + BC = 2AB = 2 \frac{BE}{\cos\beta} = \frac{2d}{\sqrt{1-\sin^2\beta}} = \frac{2d}{\sqrt{1-(\sin\alpha/n)^2}} = \frac{2nd}{\sqrt{n^2-\sin^2\alpha}} \\ \ell_{2\text{GEOMETRIK}} = DC = 2AE = 2BE \cdot \operatorname{tg}\beta = 2d \frac{\sin\beta}{\sqrt{1-\sin^2\beta}} = \frac{2d(\sin\alpha/n)}{\sqrt{1-(\sin\alpha/n)^2}} = \frac{2d\sin^2\alpha}{\sqrt{n^2-\sin^2\alpha}} \end{array} \right.$$

Ikkala to'lqinning mos holda optik yo'llari quyidagicha bo'ladi:

$$\left\{ \begin{array}{l} \ell_{1\text{OPTIK}} = (AB + BC) \cdot n = \frac{2nd}{\sqrt{n^2-\sin^2\alpha}} \\ \ell_{2\text{OPTIK}} = DC - \frac{\lambda}{2} = \frac{2d\sin^2\alpha}{\sqrt{n^2-\sin^2\alpha}} - \frac{\lambda}{2} \end{array} \right.$$

Ikkala nuring optik yo'llar ayrimasi optik yo'llar farqini beradi.

$$\delta = \ell_{1\text{OPTIK}} - \ell_{2\text{OPTIK}} = 2d\sqrt{n^2-\sin^2\alpha} + \frac{\lambda}{2}$$

$$\text{Isboti: } \delta = \ell_{1\text{OPTIK}} - \ell_{2\text{OPTIK}} = \frac{2nd}{\sqrt{n^2-\sin^2\alpha}} - \left(\frac{2d\sin^2\alpha}{\sqrt{n^2-\sin^2\alpha}} - \frac{\lambda}{2} \right) = \frac{2d(n^2-\sin^2\alpha)}{\sqrt{n^2-\sin^2\alpha}} + \frac{\lambda}{2}$$

Agar optik yo'llar farqi yarim to'lqin uzunligining just soni marta bo'lsa, yorug'lik nurlari C nuqtada bir xil fazada ($\Delta\phi = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$) qo'shilib bir-birini kuchaytiradi. Bunda maksimumlar sharti bajarilgan bo'lib, sirt monoxromatik nur rangiga bo'yalgandek bo'lib ko'rindi. Masalan, qizil nur bilan yoritilgan sirt xuddi qonga bo'yalgandek bo'ladi.

Agar optik yo'llar farqi yarim to'lqin uzunligining just soni marta bo'lsa, yorug'lik nurlari C nuqtada qarma-qarshi fazada ($\Delta\phi = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots$) qo'shilib bir-birini susaytiradi. Bunda minimumlar sharti bajarilgan bo'lib, sirt qanday rangdagi nur bilan yoritilishidan qat'iy nazar qop-qora rangga bo'yalgandek bo'lib ko'rindi.

Maksimumlar va minimumlar sharti quyidagicha bo'ladi:

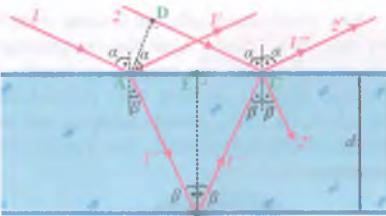
$$\left\{ \begin{array}{l} \delta = k\lambda \quad \text{yoki} \quad 2d\sqrt{n^2-\sin^2\alpha} + \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad - \text{ max.sharti} \\ \delta = \frac{2k+1}{2}\lambda \quad \text{yoki} \quad 2d\sqrt{n^2-\sin^2\alpha} + \frac{\lambda}{2} = \frac{2k+1}{2}\lambda \quad - \text{ min.sharti} \end{array} \right.$$

Bu erda: $k = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$ va n – plastinaning absalyut sindirish ko'rsatkichi.

Agar plastina sirti monoxromatik nurlar dastasi bilan tik holda ($\alpha = 0^\circ$) yoritilsa, yuqoridaq formula quyidagi soddarroq ko'rinishni oladi:

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta = k\lambda \quad \text{yoki} \quad 2dn + \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad - \text{ max.sharti} \\ \delta = \frac{2k+1}{2}\lambda \quad \text{yoki} \quad 2dn + \frac{\lambda}{2} = \frac{2k+1}{2}\lambda \quad - \text{ min.sharti} \end{array} \right.$$

Agar biror yupqa qalinlikdagi plastina oq yorug'lik bilan yoritilsa, qaysi to'lqin uzunlikdagi nur uchun maksimumlar sharti bajarilsa, plastina sirti o'sha nur rangiga bo'yalgandek ko'rindi. Qolgan barcha to'lqin uzunlikdagi nurlar uchun minimumlar sharti bajariladi.



4.3.2.4-rasm

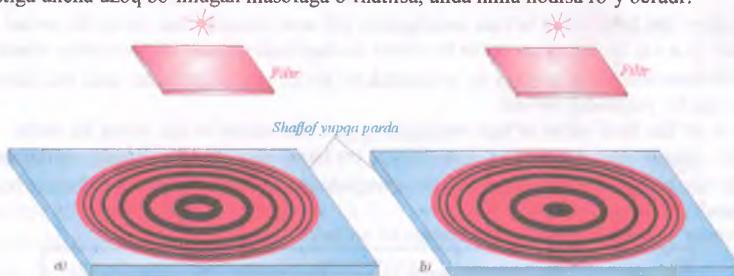
Agar plastinaning qalinligi hamma joyda bir xil bo'lsa, sirt yoki qora yoki yortilayotgan monoxromatik nur rangida ko'rindi. Agar plastina qalinligi o'zgaruvchan bo'lsa, sirtning ba'zi joylari qora ba'zi joylari esa monoxromatik nur rangida ko'rindi. Agar o'zgaruvchan qalinlikdagi plastina oq yorug'lik bilan yortsilsa, plastina sirtining turli nuqtalarida turli to'lqin uzunlikdagi nurlarning maksimumlar sharti bajariladi. Natijada, plastina sirtining turli nuqtalari turlicha rangga bo'yalgandek bo'lib ko'rindi, ya'ni sirt rang-barang jilvalanadi. Suv yuziga to'kilgan moy qatlamida, sovun pufagida xuddi shunday holat kuzatiladi.



4.3.2.5-rasm

4.3.2.5-rasmda sun'iy ravishda sovun pufagida hosil qilingan interferensiyon manzara va bahorda yomg'irdan keyin hosil bo'lgan kamalak tasvirlangan. Sovun pufagida qatlam qalinligi turlicha bo'lgani uchun interferensiyon manzara rang-barang. Kamalakda esa mayda yomg'ir tomchilariga kirishda va tomchidan chiqishda yorug'lik nuri ikki marta sinadi. Dispersiya hodisasi tufayli oq yorug'lik monoxromatik nurlarga ajraladi. Tomchining ichidan va tashqarisidan qaytgan nurlar qo'shilib interferensiyalashishi natijasida kamalak hosil bo'ladi.

Biz hozirgacha hamma holatda sirtni parallel nurlari bilan yoritilganda hosil bo'ladigan interferensiyon manzaralar bilan tanishdik. Agar monoxromatik nurlar manbai biror yupqa qalinlikdagi plastina ustiga uncha uzoq bo'ligan masofaga o'rnatilsa, unda nima hodisa ro'y beradi?



4.3.2.6-rasm

Bunday monoxromatik nurlar manbaini olish uchun cho'g'lanma lampani shishasi bitta to'lqin o'tkazadigan yorug'lik filtri bo'lishi kifoya. Bunday manbadan kelayotgan nurlar plastinaning turli joylariga turlicha burchakda tushadi. Masalan, manba tagidagi eng yaqin nuqtaga tik holda ($\alpha = 0^\circ$) tushsa, manba tagidan uzoqlashgan sari tushish burchagi ham osha boradi. Natijada, goh minimum, goh maksimum sharti bajarilib, xuddi Nyuton xalqlarini kabi almashinuvchi xalqlardan iborat interferensiyon manzara kuzatiladi.

Kichik burchakli ponasimon pardadagi interferensiya:

Tabiiy sovun pufagining turli nuqtalarida parda qalinligi turlicha bo'lgani bois, rang-barang tusda tovlanishi bilan tanishdik. Agar parda qalinligi betartib o'zgarmasdan, bir tekis oshib boruvchi bo'lsa, bunday pardan qanday hodisa ro'y beradi?

Parda qalinligi bir tekis chiziqli oshib boruvchi bo'lsin. Pardaneng eng qalin joyi o'lchami ham millimetrnинг ulushlariga teng bo'lgani uchun bu pardani *kichik burchakli ponasimon parda* deyish mumkin (4.3.2.7-rasm).

Uchidagi burchagi α , moddasining absalyut nur sindirish ko'rsatkichi n bo'lgan kichik burchakli ponasimon parda yoqlaridan biriga monoxromatik parallel nurlar dastasi perpendikulyar holatda tushayotgan bo'lsin. Bunda o'zgarmas qatlamli pardadan farqli ravishda pona qirrasiga parallel bo'lgan almashinuvchi qorong'u va yorug' polosalar hosil bo'ladi.

Pona qirrasidan uzoqlashgan sari parda qatlami qalinlashib boradi. Shuning uchun pardaning ichki va

tashqi sirtidan qaytgan nurlar orasidagi optik yo'llar orasidagi farq ham oshib boradi. Aytaylik, ponaning ixtiyoriy A nuqtasida maksimal interferension manzara kuzatilayotgan bo'lsin. U holda A nuqtadan biror Δx masofada ham shunday B nuqta borki, pona qalinligining ortishi tufayli yana maksimal interferension manzara hosil bo'ladi. Bunda optik yo'llar farqi A nuqtadagi yo'llar farqidan $\lambda_0 = \frac{\lambda}{n}$ ga ortishi mumkin. Boshqa tomonдан esa $\lambda_M = 2BC = 2AB \cdot \operatorname{tg} \alpha = 2\Delta x \cdot \operatorname{tg} \alpha \approx 2\Delta x \cdot \alpha$ bo'ladi. Bu erda kichik burchaklarda $\operatorname{tg} \alpha \approx \alpha$ ekanligidan foydalandik. Shunda quyidagi ifodagi ega bo'lamiz (4.3.2.8-rasm).

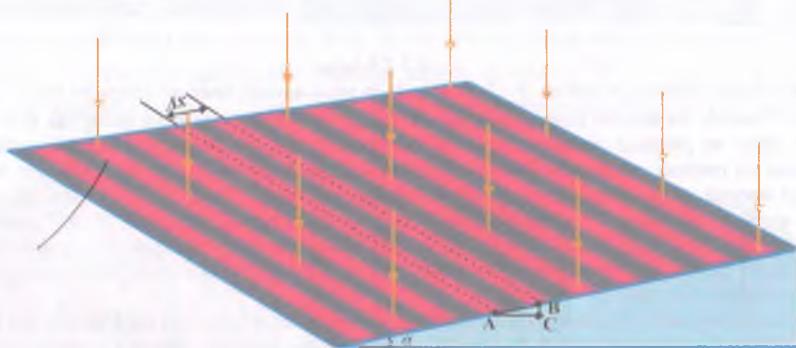
$$2\Delta x \cdot \alpha = \frac{\lambda}{n}$$

Qo'shni maksimumlar orasidagi masofa qo'shni minimumlar orasidagi masofaga teng va quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2n\alpha}$$

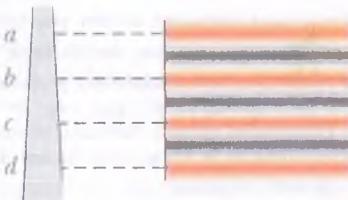
Maksimum polosalarning eni minimum polosalarning eniga teng va quyidagicha bo'ladi:

$$S = \frac{\Delta x}{2} = \frac{\lambda}{4n\alpha}$$



4.3.2.8-rasm

Formuladan ko'rinish turibdiki, pona uchidagi burchak juda kichik bo'lsa, polosalar eni ko'zga ko'rindigan darajada qalinlashar ekan. Masalan, sovun pufagi ($n = 1,4$) burchagi $\alpha = 1^\circ$ bo'lgan pona hosil qilayotgan bo'lsa, shu ponasimon pardani qizil nur ($\lambda = 780 \text{ nm}$) bilan yoritilganda $S = 0,021 \text{ mm}$ qalinlikdagi qora va qizil polosalar, binafsha ($\lambda = 390 \text{ nm}$) nur bilan yoritilganda esa $S \approx 0,01 \text{ mm}$ qalinlikdagi qora va binafsha polosalar paydo bo'ladi. Bu o'lchamni esa ko'z deyarli umuman ilg'amaydi. Interferension manzarani tomosha qilish uchun ko'rish burchagini oshiruvchi qo'shimcha optik asboblardan foydalish kerak bo'ladi. Shuning uchun $\alpha = 1^\circ$ va undan katta qiymatlarda polosalar bir-biriga juda yaqin kelgani sababli, ularni qurollanmagan ko'z bilan ajratishning imkonii bo'lmay qoladi. Aksincha, α burchakning gradusning o'ndan, yuzdan bir ulushlarida interferension manzara juda yaqqol ko'rindi. Natijada, qo'shni maksimumlar orasidagi masofa Δx ni o'lchash imkonii paydo bo'lgani sababli



4.3.2.7-rasm

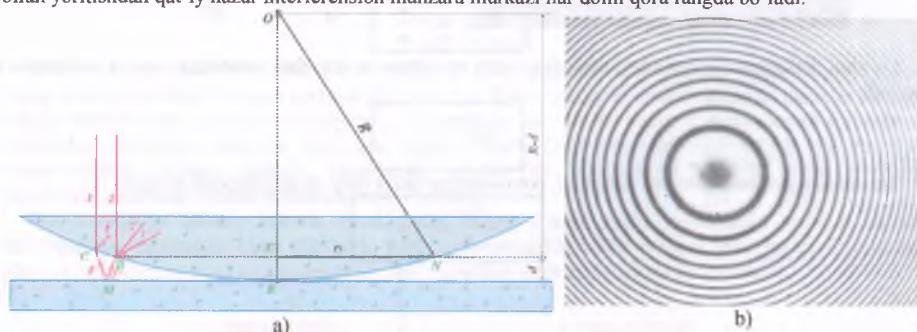
$\lambda = 2n \Delta x \alpha$ formulaga asosan yortilayotgan monoxromatik to'lqin uzunligini topish mumkin. Agar burchak nolga juda yaqinlashib ketsa ($\alpha \rightarrow 0$), polosalardan eni cheksiz kattalashib ketishi natijasida interferension manzara butunlay yo'qoladi. Chunki pona o'zgarmas qalinlikdagi plastinaga aylanadi. Sirt yoki faqat qorong'u yoki faqat yoruq' bo'lib ko'rindi.

Formuladan ko'rinish turibdiki, polosalardan eni yortilayotgan monoxromatik to'lqin uzunligiga to'g'ri proporsional ekan. Bunga rasmdan ham ko'rib ishonch hosil qilish mumkin.

Nyuton xalqlari:

Kichik burchakli ponada eni bir xil bo'lgan navbatma-navbat almashinuvchi polosalimon interferension manzara hosil bo'lishini ko'rgan edik. Yassi-qavariq linzani burchagi tinimsiz oshib boruvchi cheksiz ko'p ponalaridan iborat deb tasavvur qilinsa, markazdan uzoqlashgan sari ensizlashib boruvchi interferension manzara kuzatilish kerak.

Shisha plastina ustiga qo'yilgan egrilik radiusi etralicha katta bo'lgan yassi-qavariq linza orasida hosil bo'lgan havo qatlamiha ham interferension manzara paydo bo'ladi. Bu interferension manzara konsentrik xalqlar shaklida bo'lib, ular Nyuton xalqlarini deb ataladi. Linzaning egrilik radiusi qanchalik katta bo'lsa, interferension manzara shuncha yaqqolroq ko'rindi. Linzani qanday rangli monoxromatik nur bilan yoritishdan qat'iy nazar interferension manzara markazi har doim qora rangda bo'ladi.



4.3.2.9-rasm

Yassi shisha plastinkaga radiusi $R = 1 - 2 \text{ m}$ bo'lgan yassi qavariq linza qo'yilagn bo'lsin (4.3.2.9-a,rasm). Rasmida bu sistema kesimi tasvirlangan. Linza bilan shisha plastinka oraliq'ida havo qatlami bo'lib, linza va plastinka tutashgan nuqta B dan boshlab bu qatlam ortib boradi. Linzaning yassi tomoniga tik ravishda parallel monoxromatik nurlar tushayotgan bo'lsin. Shu nurlardan biri nur I C nuqtaga borgach qisman qaytadi, qisman havo qatlamiga o'tadi. O'tgan nur I' M nuqtadan I''' nur bo'lib qaytib, D nuqtadan I'''' bo'lib chiqadi. D nuqtaga 2-nur ham tushmoqda. I'''' va $2'$ nurlar o'zarो kogerib, ular ustma-ust tushib bir-biri bilan interferensiyalashadi. Natijada kogerentlik xalqlarini kuzatiladi (4.3.2.9-b,rasm). Bu tajribani birinchi marta ingliz fizigi I.Nyuton kuzatgani uchun bu manzara Nyuton xalqlari deyiladi.

Linza markazi shisha plastinaga tegib turadi. Markazdan uzoqlashgan sari linza va plastina orasidagi bo'shilq havo qatlami qalinlashib boradi. Linza markazidan biror r_K masofada ixtiyorib k -tartibli interferension xalqa hosil bo'lgan bo'lsin. Bu xalqa yassi shisha plastinadan biror d masofada bo'ladi. Ular orasidagi munosobat

$$R^2 = r_K^2 + (R-d)^2, \quad \rightarrow \quad R^2 = r_K^2 + R^2 - 2Rd + d^2; \quad \rightarrow \quad 2Rd = r_K^2 + d^2$$

bo'ladi.

Agar $r_K \gg d$ ekanligi e'tiborga olinsa, juda kichik d^2 hadni tashlab yuborib quyidagi formulaga ega bo'lamiz:

$$d \approx \frac{r_K^2}{2R}$$

Agar I'' nur M nuqtadan o'tganda qarama-qarshi fazaga o'tishini e'tiborga olsak, I'''' va $2'$ nurlarning optik yo'llar farqi quyidagicha bo'ladi:

$$\delta = 2d + \frac{\lambda}{2} = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda}{2}$$

Isboti: Nurlarning optik yo'llar ayirmasini topish uchun ular uchrashadigan D nuqtaga etib kelgunga qadar har bir nur bosib o'tgan optik yo'llar ayrıldı. $\delta = \ell_1 - \ell_2 = \left(CM + MD + \frac{\lambda}{2} \right) - 0 = 2d + \frac{\lambda}{2} = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda}{2}$. Bu erda $CM + MD = 2CM \approx 2d$ deb olindi.

Maksimumlar sharti bajarilgan xalqa yoritilayotgan monoxromatik nur rangida, minimumlar sharti bajarilgan xalqa esa har doim qop-qora rangda ko'rindı.

Maksimum va minimumlar sharti quyidagicha bo'ladi:

$$\begin{cases} \delta = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = k\lambda & \text{max.sharti} \\ \delta = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = \frac{2k+1}{2}\lambda & \text{min.sharti} \end{cases}$$

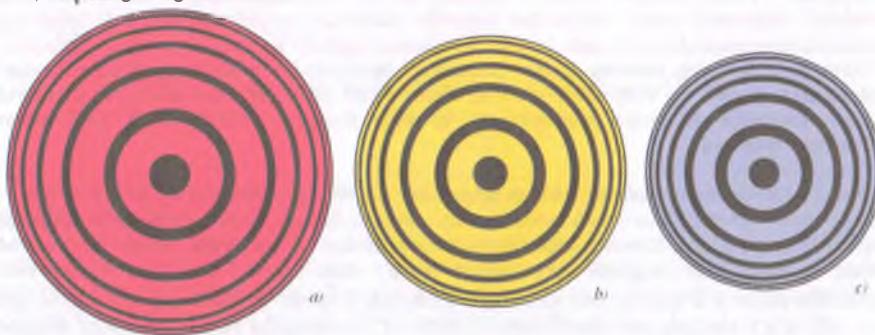
Qorong'u xalqlar interferensiyan manzaraning markazidan boshlanadi. Shuning uchun qorong'u xalqlar hisobi $k = 0$ (bosh minimum)dan, yorug' xalqlar hisobi esa $k = 1$ dan boshlanadi.

k -tartibli yorug' va qorong'u xalqlar radiuslarini topish formulalari quyidagicha:

$$\begin{cases} r_{K,MAX} = \sqrt{\frac{2k-1}{2}}\lambda R & (k=1, 2, 3, \dots) \\ r_{K,MIN} = \sqrt{k\lambda R} & (k=0, 1, 2, 3, \dots) \end{cases}$$

Isboti: Maksimumlar shartidan foydalanib, k -tartibli yorug' polosa radiusini aniqlaymiz. $\frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = k\lambda^2 ; \rightarrow r_{K,MAX} = \sqrt{\frac{2k-1}{2}}\lambda R$. Minimumlar shartidan foydalanib, k -tartibli qorong'u polosa radiusini aniqlaymiz. $\frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = \frac{2k+1}{2}\lambda ; \rightarrow \frac{r_k^2}{R} = k\lambda ; \rightarrow r_{K,MIN} = \sqrt{\frac{2k+1}{2}}\lambda R$.

Formuladan ko'rinib turibdiki, $r_k \sim \sqrt{k}$ bo'lgani bois, markazzdan uzoqlashgan sari xalqlar ensizlashib va tig'islashib boradi. Masalan, bosh va 1-tartibli minimum orasidagi masofa $\Delta r = \sqrt{\lambda R}$ ga teng bo'lsa, 1-va 2-tartibli minimumlar orasidagi masofa $\Delta r = 0,414\sqrt{\lambda R}$ ga teng, 2-va 3-tartibli minimumlar orasidagi masofa $\Delta r = 0,318\sqrt{\lambda R}$ ga teng, 3-va 4-tartibli minimumlar orasidagi masofa esa $\Delta r = 0,268\sqrt{\lambda R}$ ga teng bo'ladi va hokozo.



4.3.2.10-rasm

Formuladan ko'rinib turibdiki, $r_k \sim \sqrt{k}$ bo'lgani bois, to'iqin uzunlik ortgan sari xalqlar radiusi ham kattalaib boradi. Masalan, to'iqin uzunligi $\lambda = 780 nm$ bo'lgan qizil va to'iqin uzunligi $\lambda = 390 nm$ bo'lgan binafsha nurlardan hosil bo'lgan ixtiyoriy k -tartibli xalqa radiuslari $\sqrt{2}$ marta farq qiladi (4.3.2.-rasm). Shu bois, binafsha nur bilan yortilganda boshqa nurlarga qaraganda xalqlar o'chami eng kichik, xalqlar soni eng ko'p va xalqlari eng zinch bo'lgan interferensiyan manzara hosil bo'ladi.

Agar tajribada monoxromatik nurdan emas, balki oq yorug'likdan foydalanssa interferension manzaralar rang-barang bo'yalgan bo'ladi.

Agar linza va plastinka orasiga shaffof muxit kiritilsa, interferension xalqlar soni ortib, maksimumlar orasidagi masofa kamayadi, xalqlar kenligi ensizlashadi.

Agar shisha plastina ustiga sferik yassi-qavarilq linza o'rniga slindrik yassi qavarilq linza qo'yilsa, interferension manzara xalqlar o'rniga polosalardan iborat bo'ladi. Ekran markazida yo'g'on qora polosa, so'ngra esa almashinuvchi va tig'ishlashib boruvchi yorug' va qorong'u chiziqsimon polosalar paydo bo'ladi.

4.3.3. Mavzu: Yorug'lik difraksiyasi. Frelan-Gyugens prinsipi. Difraksiya natijasida hosil bo'lgan interferension manzaralarni hisoblash

Yorug'lik difraksiyasi:

Yorug'lik to'lqin ekan, demak u ham mexanik to'lqin kabi difraksiya xrssasiga ega bo'lishi kerak. Chunki, to'siq yoki tirkishga duch kelganda geometrik soya sohaga aylanib o'tish hodisasi barcha to'lqinlarga tegishlidir. Biroq, yorug'lik difraksiyasinu kuzatish oson emas. Sababi, yorug'lik to'lqini uzunligi bilan taqqoslasa bo'ladigan darajada kichik to'siq yoki tirkish hosil qilish ancha mushkul masala.

Yorug'lik difraksiyasinu birinchi bo'lib Tomas Yung 1802-yilda o'zining klassik tajribasi orqali kuzatishga muvaffaq bo'lgan. U noshaffof pardani bir-briga yaqin ikki nuqtasini igna bilan teshadi. Bu teshiklarga boshqa teshik orqali yorug'lik nuri tushirilganda ekranda navbatlashib keluvchi yorug' va qorong'u polosalar paydo bo'ldi. Gyugens prinyipiga ko'rsha yorug'lik nurining har bir etib borgan fronti ikkilamchi yorug'lik manbasini hosil qiladi. Shuning uchun ikkita tirkish ikkilamchi o'zaro kogerent manbaga aylanadi. Bu esa oldingi mavzuda tanishgan ikkita kogerent manbadan hosil bo'lgan interferensiyaning o'zidir. Yung xuddi ana shu tajriba orqali turli rangdagi yorug'lik spektrlarining to'lqin uzunliklarini juda anaiq o'chadi.

Frelan-Gyugens prinsipi:

Yorug'lik difraksiyasinu tekshirish Ogyusten Frelen ishlari bilan tugallandi. Frelen difraksiyaning turli hollarini tekshiribgina qolmasdan, balki yorug'lik nuri har qanday to'siqni (doiraviy to'siq, doiraviy tirkish, chiziqli to'siq, chiziqli tirkish va h.) aylanib o'tganda hosil bo'ladigan interferension manzarani miqdoriy hisoblab topishga imkon beradigan nazariyani yaratdi. Bundan tashqari Frelen birinchi bo'lib yorug'likning bir jisni muhitda to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishini isbotlib berdi.

Yorug'lik difraksiyasi – yorug'likning to'siqlarni aylanib geometrik soya sohasiga o'tish xossasidir.

Difraksiya so'zi lotincha "difrakcio" "egilib o'tish" so'zidan olingan. Yorug'lik to'lqinlari o'lchamlari yorug'lik to'lqiniga yaqin bo'lgan to'siqlarnigina sezilarli darajada aylanib o'tadi.

Gyugens – Frelan prinsipi: *To'lqin frontining xar bir etib bogan nuqtasi ikkilamchi to'lqin manbadir. Ikkilamchi to'lqin manbalari kogerent manbalar va fazoning ixtiyoriy nuqtasidagi tebranish – bu nuqttagacha etib kelgan ikkilamchi kogerent tulqinlar interferensiyanining natijasidir.*

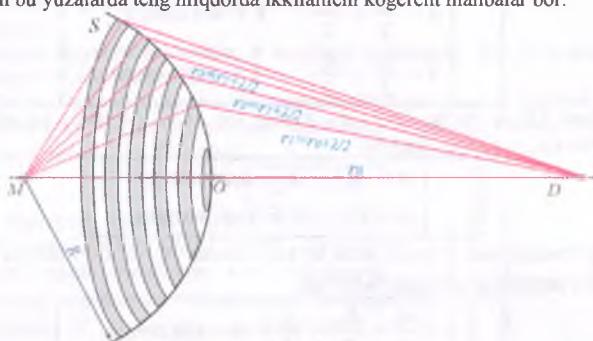
Yorug'lik to'lqinining fazoning istalgan nuqtasidagi amplitudasini hisoblab topish uchun yorug'lik manbaini markaz qilib uni berk sferik sirt bilan fikran o'rash kerak. Ana shu sferik sirt nuqtalaridan tarqalgan ikkilamchi to'lqinlar interferensiysi qo'shilib fazoning ixtiyoriy nuqtasidagi natijaviy amplitudasini belgilaydi.

Frelan zonalari:

Yorug'lik to'lqinining fazoning istalgan nuqtasidagi amplitudasini hisoblab topish uchun yorug'lik manbaini berk sirt bilan fikran o'rash kerak. Ana shu sirtga joylashgan ikkilamchi manbaldan chiqqan to'lqinlar interferensiysi fazoning tekshirilayotgan nuqtasidagi amplitudasini beradi. M manbadan muhitda ϑ tezlik bilan tarqalgan nur t vaqtida $R = \vartheta t$ sfera chizadi. Sfera sirti S ning barcha nuqtalaridan ixtiyoriy D nuqtaga etib kelayotgan ikkilamchi kogerent to'lqinlarning yig'indisini topish kerak. MD to'g'ri chiziqda yotuvchi O nuqta S sferaning D nuqttagacha bo'lgan eng yaqin nuqtasidir. OD ni r_0 deb belgilaylik. Markazlari D nuqtada joylashgan bir-biri bilan yarim to'lqin uzunligiga farq qiluvchi quyidagicha radiusli sferalar chizaylik (4.3.3.1-rasm).

$$r_1 = r_0 + \frac{\lambda}{2}, \quad r_2 = r_0 + 2\frac{\lambda}{2}, \quad r_3 = r_0 + 3\frac{\lambda}{2}, \quad r_4 = r_0 + 4\frac{\lambda}{2}, \quad \dots$$

Bu chizilgan sferalar sirtidan maxsus sferik xalqalar (zonalar) ajratadi. Bu zonalar **Frenel zonalari** deyildi. Eng markaziy zona 1-zona va keyingilari 2,3,4-zonalar deyiladi. Frenel zonalari teng yuzalarga ega. Shuning uchun bu yuzalarda teng miqdorda ikkilamchi kogerent manbalar bor.



4.3.3.1-rasm

1-zonadan D nuqtaga etib kelayotgan natijaviy amplitudani A_1 bilan, shu tartibda 2,3,4 -zonalardan D nuqtaga etib kelayotgan natijaviy amplitudalarni A_2, A_3, A_4, \dots bilan belgilaymiz.

Zonalar tartib raqami ortgan sari D nuqtagacha masofalar ham chiziqli ravishda ortib boradi, ya'ni $r_1 > r_2 > r_3 > r_4 > \dots$ bo'ladi.

Shuningdek bu zonalarning D nuqtadan ko'rinish burchaklari ham orta boshlaydi. SHuning uchun zonalardagi barcha ikkilamchi kogerent to'lqin manbalaridan D nuqtaga etib kelayotgan yorug'lik to'lqinlarining natijaviy amplitudalari ($A_1, A_2, A_3, A_4, \dots$) monoton ravishda kamayib boruvchi sonlar ketma-ketligini tashkil qiladi.

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > A_5 > \dots$$

Ikkinci tomondan qo'shni Frenel zonalaring chetki nuqtalaridan D nuqtagacha bo'lgan masofalar $\lambda/2$ ga farq qilib boradi. Shuning uchun qo'shni zonalar D nuqtada uyg'otadigan tebranishlarining fazalari π ga farq qiladi, ya'ni qarama-qarshi fazada tebranadi. D nuqtadagi umumiy amplituda ayrim zonalardagi amplitudalar yig'indisiga teng. Toq zonalar amplitudalari (+) ishora bilan, juft zonalar amplitudalari (-) ishora bilan olinadi.

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + A_5 - \dots$$

$$\text{yoki } A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \dots + \left(\frac{A_{K-1}}{2} - A_K + \frac{A_{K+1}}{2} \right) + \dots$$

Agar $A_k = \frac{A_{k-1} + A_{k+1}}{2}$ ekanligini hisobga olsak, tenglama quyidagicha bo'ladi:

$$A \approx \frac{A_1}{2}$$

Demak, barcha Frenel zonalar tufayli D nuqtada uyg'otiladigan natijaviy tebranish xuddi 1-Frenel zonasining yarmidek bo'ladi.

4.3.3.1-rasmda M yorug'lik manbaidan chiqqan yorug'lik to'lqinining D nuqtaga barcha Frenel zoanlaridan emas, balki biror qism Frenel zonalaridan kelayotgan bo'lsa, u holda D nuqtada natijaviy intensivlik qanday ko'rinishda bo'ladi. Buni doiraviy disk va doiraviy teshik misolida ko'rish mumkin.

Doiraviy teshikdan xosil bo'ladigan difraksiya (Frenel difraksiysi):

Nuqtaviy monoxromatik yorug'lik manbai M dan tarqalayotgan yorug'lik nurlarining yo'liga doira shaklidagi teshigi bor T to'siq joylashtiraylik. 3 ekranни to'siqqa parallel joylashtirsak, M manbadan va doiraviy teshikning markazidan o'tuvchi to'g'ri chiziq ekranni D nuqtada kesadi. D nuqtani kuzatish nuqtasi sifatida tanlab, to'siqqa etib kelgan to'lqin frontidan Frenel zonalarini ajrataylik (4.3.3.2-rasm). To'siqdagi teshik zonalardan k tasini ochiq qoldirgan bo'lsin. D nuqtadagi natijaviy tebranish amplitudasi k ta zonalardan kelgan tebranish amplitudalari yig'indisiga teng.

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + A_5 - \dots \pm A_k$$

Teshikdagi zonalar soni k toq va juft bo'lgan hollar uchun D nuqtadagi natijaviy amplituda quyidagicha:

$$\begin{cases} A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_K}{2}; & k = \text{toq songa} \\ A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_K}{2}; & k = \text{juft songa} \end{cases}$$

Agar zonalar soni kichik bo'lsa ($k=3-5$), k ning toq (4.3.3.2-b,rasm) va juft (4.3.3.2-v,rasm) qiyatlarida natijaviy amplituda quyidagicha:

$$\begin{cases} A = A_1; & k = \text{toq songa} \\ A = 0; & k = \text{juft songa} \end{cases}$$

Agar tirkishdagi zonalar soni k ancha katta bo'lsa, u holda $A_k \ll A_1$ bo'ladi va k ning juft va toq qiyatlarida natijaviy amplituda quyidagicha bo'ladi:

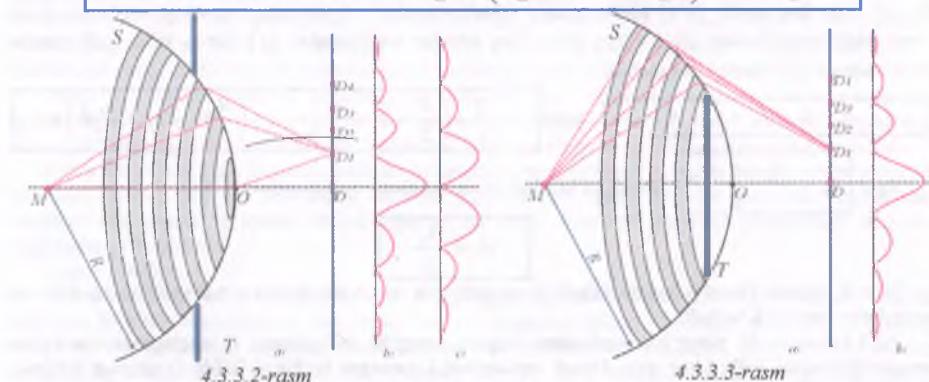
$$\begin{cases} A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_K}{2} \approx \frac{A_1}{2}; & k = \text{toq songa} \\ A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_K}{2} \approx \frac{A_1}{2}; & k = \text{juft songa} \end{cases}$$

Demak, yuqoridagi formula yorug'lik xuddi shaffofmas muhit bo'lgandek tarqalishini ifodalaydi.

Doiraviy diskdan xosil bo'ladigan difraksiya (Frelan difraksiysi):

Nuqtaviy monoxromatik yorug'lik manbai M dan tarqalayotgan yorug'lik nurlarining yo'liga doiraviy disk shaklidagishaffofmas T to'siqni joylashtiraylik (4.3.3.3-a,rasm). \exists ekranni esa to'siqqa parallel qilib joylashtiraylik. M manba va doiraviy diskning markazidan o'tuvchi to'g'ri chiziq ekranni D nuqtada kesadi. D nuqtani kuzatish nuqtasi sifatida tanlasak, to'siq S to'lqin frontidagi Frelan zonalaridan k tasini berkitadi. Shuning uchun D nuqtadagi yorug'lik to'lqinining amplitudasi $k+1$ va undan katta nomerli Frelan zonalaridan kelayotgan to'lqinlar amplitudalarining yig'indisiga teng bo'ladi.

$$A = A_{K+1} - A_{K+2} + A_{K+3} - \dots = \frac{A_{K+1}}{2} + \left(\frac{A_{K+1}}{2} - A_{K+2} + \frac{A_{K+3}}{2} \right) + \dots = \frac{A_{K+1}}{2}$$



qiymatlarida ham D nuqta yorug' bo'ladi. Ekranda D nuqtadan uzoqlashib geometrik soyadan chiqilganda difraksion manzara sezilmaydigan darajada xiralashgan bo'ladi. Buning sababi bu soxada difraksion manzaraning ustiga kuchli yorug'lik tushishidir.

Difraksion panjara:

Difraksion panjara deganda bir-biridan b uzoqlikda joylashgan bir xil a kenglikdagi tirqishlar to'plamidan iboratotik asbob tushuniladi

Qo'shni tirqishlarning mos nuqtalari orasidagi masofa difraksion *panjara domisi* yoki *davri* deyiladi. Agar shaffof tirqishlarning kengliklari a bilan, shaffofmas oraliqning kengligi b bilan belgilansa, panjaraning davri quyidagicha: (4.3.3.4-rasm).

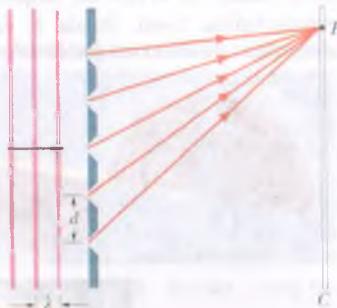
$$d = a + b$$

Tirqishlardagi ikkilamchi manbalar barcha yo'naliishlarda tarqaluvchi yorug'lik to'lqinlarini hosil qiladi. Tirqishdan ixtiyoriy ϕ burchak ostida sochiluvchi nurni tekshiraylik. Qo'shni tirqishlarning chetlaridan chiqayotgan to'lqinlar orasidagi yo'l ayirmasi AC kesmaning uzunligiga teng va quyidagicha (4.3.3.4-rasm):

$$AC = AB \sin \phi = d \sin \phi$$

Difraksion panjara uchun maksimum va minimumlar sharti quyidagicha bo'ladi:

$$\begin{aligned} d \sin \phi &= k\lambda && - \text{maksimum} \\ d \sin \phi &= \frac{2k+1}{2}\lambda && - \text{minimum} \end{aligned}$$



4.3.3.4-rasm

Bu erda: $k = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$ bo'lib, $k = 0$ holatda ekran markazida markaziy bosh maksimum, ya'ni 0-tartibli maksimum, undan keyin 1-tartibli minimum, so'ngra 1-tartibli maksimum va hokoza almashib keluvchi interferension manzara kuzatiladi.

Difraksion panjara xar qanday monoxromatik nur yoki oq yorug'lik bilan yoritilishidan qat'iy nazar ekran markazida maksimum kuzatiladi.

Panjara oq yorug'lik bilan yoritilganda $k = 0$ ga muvofiq keladigan markaziy maksimumdan boshqa maksimumlarning vaziyati to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lgani uchun panjara oq yorug'likni spektrlarga ajratadi. Qanchalik katta bo'lsa, ayni to'lqin uzunligiga muvofiq keladigan maksimum markaziy maksimumdan shunchalik uzoq turadi.

Difraksion panjarada kuzatilii mumkin bo'lgan maksimum tartibi quyidagi

$$k = \frac{d}{\lambda}$$

ko'rinishda bo'ladi.

Panjaraning davri ortishi bilan interferension xalqalar soni ortadi, maksimumlar orasidagi masofa kamayadi, xalqa kengligi ensizlashadi.



4.3.3.5-rasm



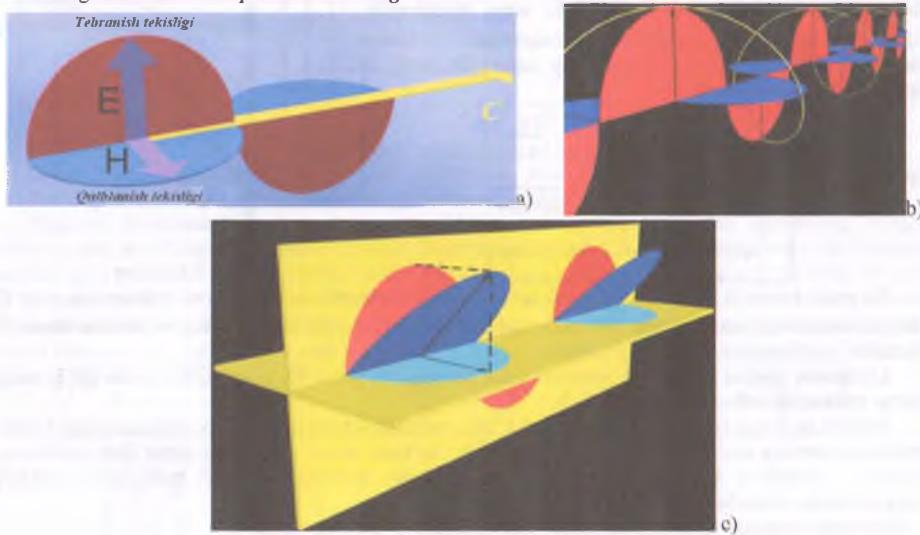
b)

Yuqorida rasmda difraksion panjarada olingan tasvirlar keltirilgan. 4.3.3.2-a,rasmida difraksion panjaradan o'tgan nurlardan hosil bo'lgan interferension manzara tasvirlangan. 4.3.3.2-b,rasmidagi kompakt disk tabiiy ravishda difraksion panjara vazifasini o'tab, undan qaytgan nurlardan hosil bo'lgan interferension manzara ko'rinishi tasvirlangan.

4.3.4. Mavzu: Yorug'likning qutblanishi. Qisman va to'la qutblangan yorug'lik. Bryuster va Malyus qonunlari

Tabiiy va qutblangan yorug'lik:

Yorug'lik nurlari to'lqin uzunliklari $\lambda = 400 - 800 \text{ nm}$ intervaldagи ko'ndalang elektromagnit tebranishlarining tarqalish yo'nalishitidir. Quyosh yoki shamdan tarqalayotgan yorug'lik deganda shu manbaning atomlari (elementar nurlantirgichlar)dan chiqayotgan yorug'lik to'lqinlarining aralashmasi tushuniladi. Yorug'lik manbai o'lchami qanchalik kichik bo'lmasin, baribir unda "nurlantirgich"lar soni niyoyatda ko'p bo'ladi. Boshqacha aytganda har onda milliardlab atomlar to'lqin nurlashni tugatsa, yana milliardlab atomlar to'lqin nurlashni boshlaydi. Bu elementar to'lqinchalar ichidan bittasini olib qaraylik (4.3.4.1-rasm). Bu to'lqin nur tarqalishiga va o'zaro perpendikulyar \vec{E} va \vec{B} vektorlarning tebranishlaridan iborat. Bunda \vec{E} vektor tebranadigan tekislikni **tebranish tekisligi** va \vec{B} vektor tebranadigan tekislikni esa **qutblanish tekisligi** deb ataladi.



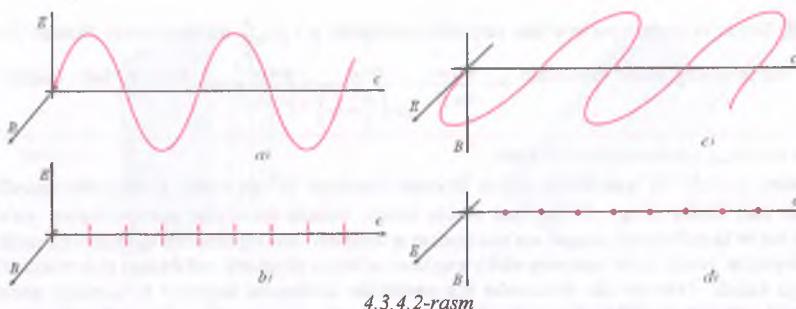
4.3.4.1-rasm

To'lqin biror muhitga tushganda u muhitdagи elektronlar va ionlar bilan ta'sirlashadi. Hisoblashlarning ko'rsatishicha elektr ta'sir magnit ta'sirdan ancha katta bo'lar ekan. Shuning uchun tasviri yaqqollashtirish maqsadida elektromagnit to'lqinni faqat \vec{E} vektorning tebranishlari sifatida tasvirlash odat tusiga kirgan.

Kuchlanganlik (E) vektorlarining tebranishlari faqat bitta tekislikda sodir bo'ladigan yorug'lik to'lqinlari yassi qutblangan yorug'lik to'lqinlari deyiladi.

Tabiiy yorug'lik manbaining bitta atomidan bitta nurlanishda chiqgan yorug'lik to'lqini yassi qutblangan yorug'likka yaqqol misol bo'ladi.

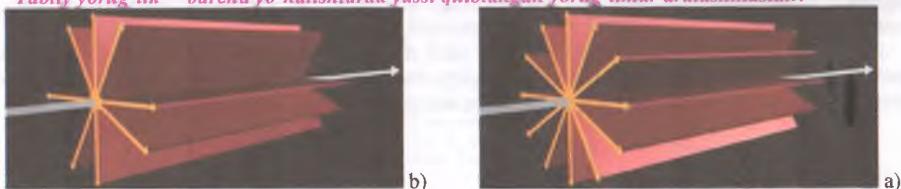
Tebranish tekisligi chizma tekisligi bilan mos tushadigan yassi qutblangan yorug'likni yoki \vec{E} vektorning tebranishi ko'rinishida yoki Ox o'qiga perpendikulyar o'tkazilgan chiziqchalar ko'rinishida tasvirlash mumkin (4.3.4.2-a, b rasm). Tebranish tekisligi chizma tekisligiga perpendikulyar bo'lgan yassi qutblangan yorug'likni esa yoki \vec{E} vektorning tebranishi ko'rinishida yoki Ox o'qi yo'nalishitidagi bir qator nuqtalar bilan tasvirlash mumkin (4.3.4.2-v, g rasm).



4.3.4.2-rasm

Yuqoridagi mulohazalar tabiiy yorug'lik manbaining bitta atomi bitta nurlanishda chiqaradigan to'lqin tizmasi uchun o'rinni. Nurlanish taxminan 10^{-8} s vaqt davom etadi. Bunda chiqarilgan to'lqin tizmasining uzunligi $3m$ chamasida bo'ladi. Shundan so'ng atom yangi to'lqin tizmasini nurlashga kirishadi. Lekin, keyingi tizimdagи tebranish tekisligi va nur tarqalish yo'naliishi avvalgi tizimdagи tebranish tekisligi va nur tarqalish yo'naliishi bilan mos tushmaydi. Tabiiy yorug'lik manbaидagi turli atomlar nurlayotgan to'lqinlarning \vec{E} vektorlari (ya'ni tebranish tekisliklari) turli yo'naliishga ega bo'lib, barcha yo'naliishlarni teng ehtimollidir. Chunki, biror yo'naliishda tebranish yaxshiroq sodir bo'lib, qolgan yo'naliishlarda sustroq bo'ladi deb ayta olmaymiz. Boshqacha aytganda, birorta yo'naliishning boshqa yo'naliishdan ortiq, avzallik joyi yo'q, birorta bir yo'naliish imtiyozga ega emas. Yorug'lik manbaидan kuzatuvchiga tarqalayotgan tabiiy yorug'lik \vec{E} vektorlari 4.3.3.3-a rasmdagidek bo'ladi. Bunday yorug'likni quqlanmagan yorug'lik deyiladi.

Tabiiy yorug'lik – barcha yo'naliishlarda yassi qutblangan yorug'liklar aralashmasidir.



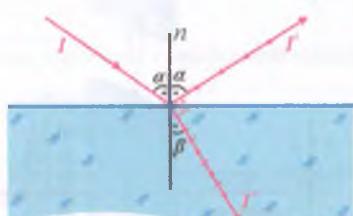
4.3.4.3-rasm

Agar yorug'lik tarkibida biror yo'naliishdagi tebranishlar boshqa yo'naliishdagi tebranishlarga qaraganda ko'proq bo'lsa, bunday yorug'lik qisman qutblangan yorug'lik deyiladi (4.3.3.3-b, rasm).

Qisman qutblangan yorug'lik – tabiiy va yassi qutblangan yorug'liklarning aralashmasidir.

Yorug'likning qaytishda va sinishda qutblanishi:

Tabiiy yorug'lik nuri vakuumdan dielektrik, shaffof muhitga tushayotgan bo'lasi. Bu nur qisman qaytadi ($1'$) va qisman sinadi ($1''$). Tajribalar $1'$ va $1''$ nurlar qisman qutblangan ekanligini ko'rsatadi. Lekin, $1'$ va $1''$ nurlar o'zarो perpendikulyar bo'lganda qaytgan nur $1'$ to'la qutlangan bo'lib, uning tebranishlari tushish tekisligiga perpendikulyar bo'lgan tekislikda sodir bo'ladi (bu tebranishlar nuqtalar bilan tasvirlangan). Singan nur $1''$ esa qisman qutblangan bo'ladi (bu



4.3.4.4-rasm

tebranishlar nuqtalar va kesmachalar bilan tasvirlangan).

Yorug'lik shaffof sirtga shunday burchak ostida tushsinki, natijada singan nur va qaytgan nurlar o'zarо perpendikulyar bo'lib qolsin. Bunday tushish burchagiga **Bryuster burchagi** deyiladi. Bryuster burchagi quyidagicha bo'ladi:

$$\alpha_{BRYUST} = \operatorname{arctg} n$$

Istboti: Singan va qaytgan nurlar o'zaro perpendikulyarligidan $\alpha + \beta = \frac{\pi}{2}$ deyish mumkin. Bundan $\beta = \frac{\pi}{2} - \alpha$ bo'ladi. Yorug'likning sinish qonunidan $n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right)} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \operatorname{tg} \alpha$ hosil bo'ladi. Bundan tushish burchagi $\alpha = \alpha_{BRYUS} = \operatorname{arctg} n$ kelib chiqadi.

Masalan, $n = 1,53$ bo'lgan shisha uchun Bryuster burchagi 56° ga yaqin. Boshqachaaytganda tabiiy yorug'lik nuri shisha sirtiga 56° burchak ostida tushsa, tushish tekisligiga perpendikulyar yo'nalishda qaytgan nur to'la qutblanadi, singan nur esa qisman qutblanadi. Buning sababini quyidagicha izohlaymiz:

Tushayotgan yorug'lik to'lqinining elektr maydoni ta'sirida dielektrik tarkibidagi elektronlar tebranma harakatga keladi. Tebranuvchi elektronlar o'z navbatida ikkilamchi kogerent to'lqinlarni nurlantiradi. Ikkilamchi to'lqinlar birlamchi to'lqinlar bilan o'zaro kogerentdir. Bu to'lqinlarning o'zaro interferensiyalashishi natijasida qaytgan va singan nurlar yo'nalishidan tashqari barcha yo'nalishlarda tebranishlar so'nadi.

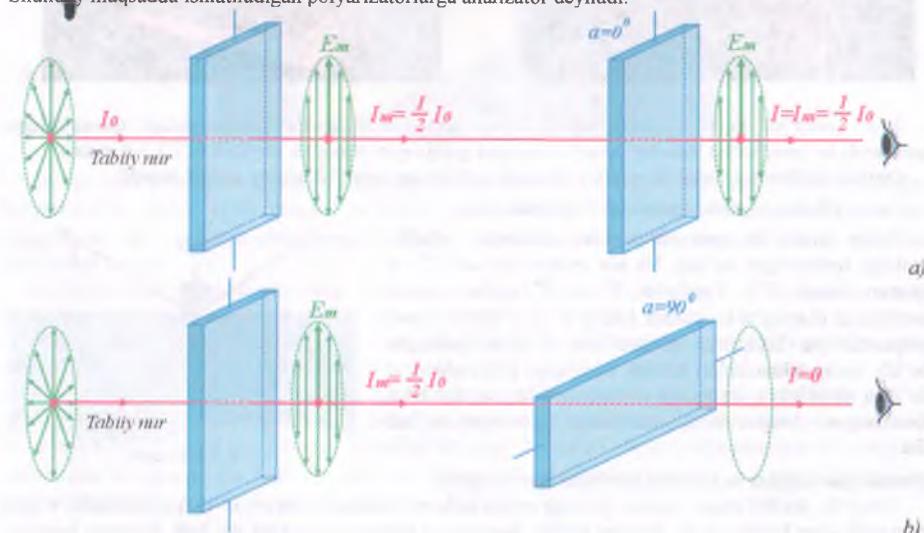
Singan nurning qisman qutblanishini quyidagicha tushuntiriladi:

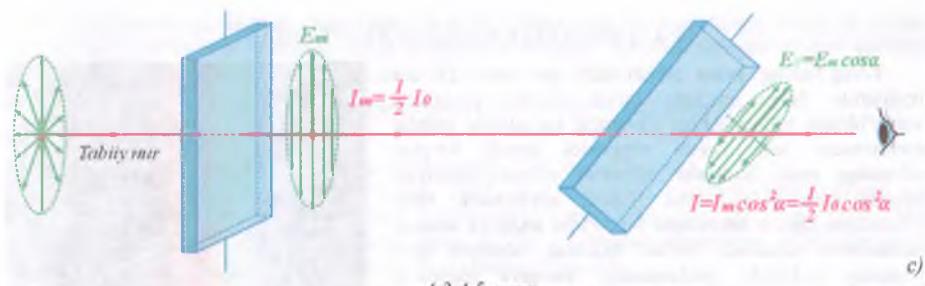
Tabiiy nurda barcha yo'nalishdagi tebranishlar teng ehtimolli. Tushayotgan tabiiy nurning energiyasi qaytgan va singan nurlar osarida taqsimlanganligi uchun, energiyaning saqlanish qonuniga asosan, qaytgan nurda biror yo'nalishdagi tebranishlar ko'proq bo'lsa, singan nurda shu yo'nalishdagi tebranishlar kamroq bo'lishi kerak. Shuning uchun qaytgan nur to'liq qutblanganda singan nur qisman qutblanadi.

Turmalin bilan qilingan tajriba, Malyus qonuni:

Tabiiy yorug'likdan qutblangan yorug'lik olish uchun foydalilanligidan qurilma **polyarizatorlar** deyiladi. Polyarizatorlar yordamida olinadigan qutblangan yorug'lik to'lqinining \vec{E} vektori aniq bir tekislidka tebranadigan bo'ladi. Polyarizatorlar vazifasini turmalin kristali, yupqa selluloid pylonkasi, ispan shpatidan tayyorlangan prizmalar bajarishi mumkin.

Polyarizatorlardan faqat qutblangan yorug'lik olish maqsadida emas, balki nurning qutblangan yoki qutblangaganligini aniqlash, qutblangan nurning tebranish tekisligini aniqlash uchun ham foydalilanadi. Shunday maqsadda ishlataladigan polyarizatorlarga analizator deyiladi.





4.3.4.5-RASM

c)

Polyarizator vazifasini o'tayotgan turmalin plastinkaga perpendikulyar ravishda tabiiy nur tushayotgan bo'lsin. Polyarizatordan o'tgan nur yassi qutblangan, uning tebranishlari polyarizatorning optik o'qiga parallel yo'nalishda sodir bo'ladi. Bu yassi qutblangan nur yo'liga ikkinchi turmalin plastinka joylashtiraylik. U analizator (A) vazifasini bajaradi. Tajribalarning ko'satishicha (P) va (A)larning optik o'qlari parallel bo'lsa (4.3.3.5-a,rasm), (P)dan o'tgan yorug'likni (A) to'liq o'tkazadi, ya'ni $I = I_m$ bo'ladi. Ikkaal plastinka (P) va (A) o'zaro perpendikulyar bo'lsa, (A)dan yorug'lik tamoman o'tmaydi (4.3.3.5-b,rasm), ya'ni $I = 0$ bo'ladi. Oralilq vaziyatlarda esa, ya'ni $0 < \alpha < \frac{\pi}{2}$ bo'lganda, (A)dan o'tayotgan yorug'lik $0 < I < I_m$ intervalda o'zgaradi (4.3.3.5-c,rasm).

Oxirgi holni batafsil qaraylik. (P)dan o'tgan yorug'lik to'lqini \vec{E} vektorining amplituda qiyimi E_m bo'ladi. \vec{E}_m vektorini ikki tashkil etuvchiga shunday ajrataylikki, birinchi tashkil etuvchi E_{\parallel} (A)ning optik o'qiga parallel, ikkinchi tashkil etuvchi E_{\perp} esa unga perpendikulyar bo'lsin. Analizator (A) o'zi orqali $E_{\parallel} = E_m \cos \alpha$ bo'lgan to'lqinni o'tkazib, $E_{\perp} = E_m \sin \alpha$ to'lqinni esa butunlay yutadi.

Yorug'lik intensivligi \vec{E} ning amplituda kvadratiga proporsional, ya'ni $I \sim E_m^2$ bo'lgani uchun (A)dan o'tgan yorug'lik to'lqini intensivligi quyidagicha:

$$I = I_m \cos^2 \alpha$$

Bu ifodaga Malyus qonuni deyiladi.

Malyus qonuni: Analizatordan o'tgan yorug'lik intensivligi analizator va polyarizatorlarning optik o'qlari orasidagi burchak kosinusining kvadratiga proporsionaldir.

Agar polyarizatorga tushayotgan yorug'lik intensivligi I_0 bo'lsa, polyarizator va analizatordan o'tgan yorug'lik intensivliklari quyidagicha:

$$I_P = \frac{1}{2} I_0, \quad I_A = I_P \cos^2 \alpha = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \alpha$$

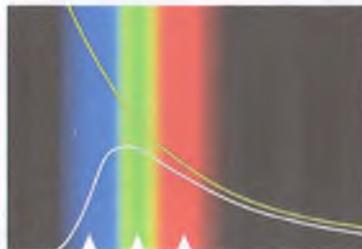
Agar polyarizatorga tushayotgan yorug'lik intensivligi I_0 bo'lsa, polyarizator va analizatorda yutilgan yorug'lik nurlari quyidagicha:

$$\Delta I_P = \frac{1}{2} I_0, \quad \Delta I_A = I_P \sin^2 \alpha = \frac{1}{2} I_0 \sin^2 \alpha$$

Shunday qilib, polyarizatordan o'tgan tabiiy nur intensivligi burchakka brg'liq bo'lмаган holda ikki marta kamaysa, analizatordan o'tganda esa burchakka bog'liq holda yana kamayar ekan.

4.4. YORUG'LIKNING KVANT TABIATI

Yorug'likning kvant tabiatini *XIX* asr oxiri *XX* asr boshlarida fanga ma'lum bo'ldi. O'sha paytgacha yorug'likning to'lqin tabiatini Evropalik tadqiqotchi olimlar tomonidan juda yaxshi o'rganildi hamda ko'plab tabiatidagi optik hodisalar sabablari to'lqin nazariyasi asosida tushuntirib berildi. Lekin, keyinchalik ba'zi o'tkazilgan tajriba natijalarini bu to'lqin nazariya asosida tushuntirish samarasiz bo'ldi. Masalan, absalyut qora jismning nurlanishi, nurlanishdagi energiya taqsimoti, fotoeffekt, Komton effekti va boshqa hodisa sabablari to'lqin nazariya tushuntirib bera olmadi. Shunda Maks Plank tomonidan yorug'lik energiyasi porsiyaporsiya, ya'ni kvantlar ko'rinishida nurlanishi va bu nurlanish chastotaga to'g'ri proporsional ekanini ta'kidladi. Albert Eynshteyn esa yorug'lik nafaqat kvantlar tarzida nurlanadi, balki kvantlar tarzida tarqaladi va kvantlar tarzida yutiladi degan g'oyani o'rtaga tashladi. Demak, Plank va Eynshteyn fikriga ko'ra yorug'lik dastasidagi energiya uzuksiz bo'lmasdan, balki bu energiya foton deb ataluvchi zarralardagina mujassam ekan.



4.4.1. Mavzu: Nurlanish va uning turlari. Nurlanish qonunlari.

Yorug'lik-to'lqin uzunligi taxminan $\lambda=400-770\text{ nm}$ bo'lgan elektromagnit to'lqindir. Elektromagnit to'lqinlar esa zaryadli zarrachalarning tezlanuvchan harakati vaqtida uchib chiqadi. Zaryadli zarracha esa moddani tashkil qilgan atomlar tarkibidagi elektronlardir. Royalning torida tovush bo'limgani kabi, atomlarning ichida ham yorug'lik bo'lmaydi. Royal toriga zarb berilganda undan ovoz chiqqani kabi, atomlar ham uyg'otilganda ulardan yorug'lik chiqadi.

Atomni uyg'otish uchun unga biror miqdor energiya berish kerak. Uyg'ongan atom olgan energiyasini darhol elektromagnit to'lqin tarzida nurlab yuboradi. Atom har doim nur chiqarishi uchun unga tashqaridan har doim energiya kelib turishi kerak. Atomni uyg'otish uchun kerak bo'lgan energiyaning olinish mambasiga qarab nurlanishning quyidagi turlarga bo'linadi:

Issiqlikdan nurlanish: Bu nurlanishning eng oddiy va eng ko'p tarqalgan turidir. Bunda atomlarni uyg'otish uchun kerak bo'lgan energiya atom va molekulalarning hamda erkin elektronlarning issiqlik harakatidan olinadi. Ya'ni, atom, molekula va erkin elektronlar o'zaro noelastik to'qnashganda kinetik energiyaning biror qismi atomni uyg'otishga sarf bo'ladi.

Quyoshning nurlanishi, cho'g'lanma lampaning nurlanishi, pechning issitishi va boshqalar issiqlik nurlanishiga misol bo'ladi.

Elektrolyuminessensiya: Bu nurlanishda atomlarni uyg'otish uchun kerak bo'lgan energiya tez uchar elektronlarning harakatidan olinadi. Tez uchayotgan elektronlar atomlar bilan noelastik to'qnashganda kinetik energiyaning biror qismi atomni uyg'otishga sarf bo'ladi. Uyg'ongan atomlar nur chiqara boshlaydi.

Gazdagri razryad, shimol yog'dusi bunga misol bo'la oladi. Elektrolyuminessensiyanadan reklama yozuvlari hosil qilinadigan trubkalarda foydalananiladi.

Katodolyuminessensiya: Qattiq jismlarning elektronlar Bilan bombardimon qilinganda yorug'lanishi katodolyuminessensiadir. Televizorning elektron-nur trubkasining ekranini katodolyuminessensiya tufayli yorug'lanadi.

Xemilyuminessensiya: Energiya ajralib chiqishi bilan ba'zi ximiyaviy reaksiyalarda ajralib chiqqan energiyaning biror qiyami yorug'lik energiyasiga aylanadi. Ya'ni, atomni uyg'otish uchun kerak bo'lgan energiya ximiyaviy yo'l bilan hosil qilinyapti. Bu hodisa xemilyuminessensiya deyiladi.

Tunda yaltiraydigan tilla qo'ng'iz, dengiz tubida yashaydigan ba'zi baliqlar xemilyuminessensiya tufayli yorug'lik chiqaradi. Ularni ushlab olgan bilan qo'l kuymaydi. Chirib borayotgan yog'och ham ba'zan qorong'uda nur chiqaradi.

Fotolyuminessensiya: Jismning yorug'lik ta'sirida nur chiqarish hodisasi fotolyuminessensiya deyiladi. Yorug'lik modda atomlarini uyg'otadi. Natijada moddaning o'zi nur chiqara boshlaydi. Archa o'yinchoqlari yorug'lanuvchi bo'yoqlar bilan qoplanadi. Ularga nur yog'dirilgandan keyin nurlanadi.

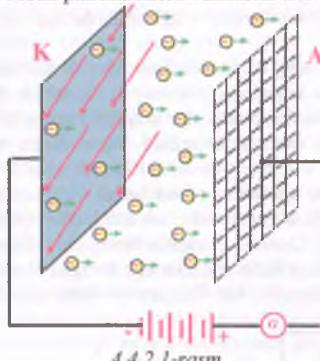
Fotoluminessensiya vaqtida chiqadigan yorug'lik to'lqin uzunligi uyg'otuvchi yorug'lik to'lqin uzunligidan katta bo'ladi. Masalan, ichiga flyoressein (organik bo'yq) solingan idishga binafsha yorug'lik dastasi tushirlsa, bu suyuqlik yashil-sariq tusda yorug'lanadi.

4.4.2. Mavzu: Fotoeffekt qonunlari va fotoeffekt nazariyasi.

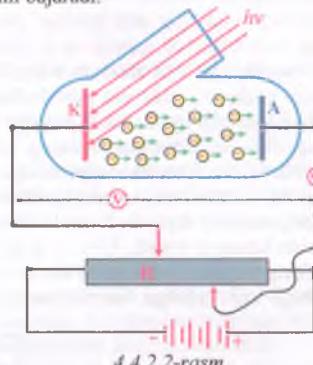
Fotoeffekt qonunlari:

Fotoeffekt – yorug'lik ta'sirida jismdan elektronning uchib chiqish hodisasi.

Bu hodisani birinchi bo'lib, Genrix Gers 1887 yilda kuzatgan. Miqdoriy tekshirishlarni esa A.G.Stoletov bajardi. 4.4.2.1-rasmda Stoletov tajribasining sxemasi keltirilgan. Ikki metall elektroddan biri metall plastina bo'lib, ikkinchisi esa to'rsimon edi. Bu elektrodlar galvanometr orqali batareyaga ulandi. Metal plastina katod vazifasini to'r esa anod vazifasini bajarndi.



4.4.2.1-rasm

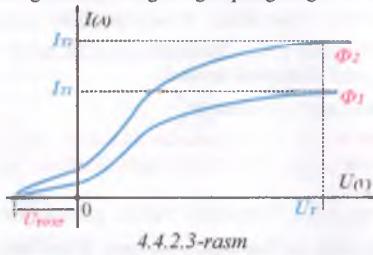


4.4.2.2-rasm

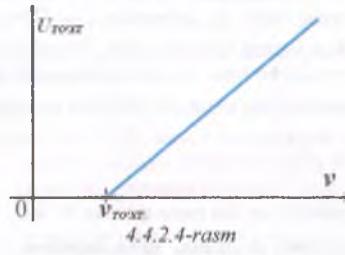
Qurilma qorong'ulikka joylashtirilganda galvanometr nolni ko'rsatdi. Katod yoritilganda esa darhol galvanometr tok o'tayotganligini ko'rsatdi. Demak, yorug'lik ta'sirida ajralib chiqayotgan zarralar manfiy zarralar ekan. Ular katoddan ajralib anodga tomon tortilyapti va zaryadli zarralar ko'chkisi zanjirda tokni yuzaga keltiryapti. Bu tokni **fototok** deb ataldi.

1898 yil Leonard va Tomson katoddan ajralib chiqqan zarralarning magnit maydonda og'ishiga qarab zaryadning massaga nisbatini aniqladilar. Bunga ko'ra $\frac{q}{m} = 1,76 \cdot 10^{11} \text{ C/kg}$ bo'lib chiqdi. Demak, bu

noma'lum zarra elektron ekan degan xulosaga kelishdi. Tajribalarda shu narsa aniqlandiki, fotoeffekt hodisasi plastinka materialiga va uning sirtining tozalik darajasiga bog'liq ekan. Bu hodisani yaxshiroq o'rganish uchun 4.4.2.2-rasmidagi qurilmadan foydalаниldi. Havosi so'rib olingan shisha idish katod tekshirilishi kerak bo'lgan metall bilan qoplandi. Uni odatda fotokatod deb ataladi. Monoxromatik nurlar dastasi shisha idish derazasidan o'tib, katod sirtiga tushadi. Sxemadagi potensiometr elektrodlar orasidagi kuchlanishning miqdori va yo'nalishini o'zgartiradi. Kuchlanish voltmetr bilan, fototok esa galvanometr bilan o'chanadi. 4.4.2.3-rasmda yorug'lik oqimi F_1 va F_2 bo'lgan hollar uchun fototokning katod va anod orasidagi kuchlanishga bog'liqlik grafigi tasvirlangan.



4.4.2.3-rasm



4.4.2.4-rasm

Rasmdan ko'rinishicha, elektr maydon tezlatuvchi xarakterga ega bo'lganda ($K_{da} (-)$, Ada esa (+)) fototokning qiymati kuchlanishga monand ravishda oshib boradi. Kuchlanishning biror qiymatidan boshlab fototok qiymati o'zgarmay qoladi, ya'ni to'yinadi. Bunda katoddan chiqqan har bir elektron anodga etib kelyapti, kuchlanishni yanada oshirish foyda bermaydi. Fototokning bu qiymatini **to'yinish toki** deyiladi.

Lekin, fotokatodga tushayotgan yorug'lik oqimi oshirilsa, fototokning qiymati ham oshar ekan. Masalan, 4.4.2.3-rasmida $F > F_1$ da $I_{T2} > I_{T1}$ bo'ladi.

$$\begin{cases} \hat{O} = \frac{W}{t} = \frac{N h \nu}{t} \\ I_T = \frac{q}{t} = \frac{N e}{t} \end{cases} \text{ bo'lgani uchun } \frac{\hat{O}_2}{\hat{O}_1} \approx \frac{I_{T2}}{I_{T1}} \text{ bo'ladi deyish mumkin.}$$

Demak, yorug'lik oqimi necha marta oshirilsa, to'yinish toki kuchi ham shuncha marta oshar ekan degan xulosa chiqarish mumkin. Lekin shuni ham eslatib o'tish kerakki, ikkala xarakteristikada ham to'yinish aynan bitta kuchlanishdan boshlab sodir bo'lar ekan, ya'ni $U_{T2} = U_{T1} = U_T$ bo'lar ekan.

Bu tajriba fotoeffektning birinchi qonunini keltirib chiqaradi.

Muayyan fotokatodga tushayotgan yorug'likning spektral tarkibi o'zgarmas bo'lsa, fotokning to'yinish qiymati yorug'lik oqimiga to'g'ri proporsionaldir.

4.4.2.3-rasmida katod va anod orasidagi kuchlanish nolga teng bo'lganda ham fototok mavjud Hatto $U < 0$ bo'lgan (Kda (+), Ada esa (-)) hollarda ham fototok kuzatiladi. Bunday holda elektr maydon to'xtatuvchi xarakterga ega bo'lib, Kdan Aga harakatlanayotgan fotoelektronlar maydon kuchlariga qarshi ish bajaradi. Bu ish fotoelektronlarning kinetik energiyasi evaziga bajariladi. Agar elektr maydon etarlicha katta bo'lsa, fotoelektronlar anodga etib bormasdan o'z energiyasini sarflab qo'yadi. Bu holga mos keluvchi tormozlovchi kuchlanishning qiymatini *to'xtatuvchi kuchlanish U_{TOXT}* (ba'zan to'xtatuvchi potensial) deyiladi. Rasmidan ko'rinishicha $U < 0$ da tormozlovchi maydon kuchaytilrilgan sari fototok ohista kamayib boradi. $U = U_{TOXT}$ da esa $I = 0$ bo'ladi. Demak, fotokatoddan ajralib chiqayotgan elektronlarning tezliklari turlicha bo'lib, $U = U_{TOXT}$ da hatto eng katta tezlikka ega bo'lgan fotoelektron ham manzilga etib kelishga kinetik energiyasi (qurbi) etmayapti. Bu chegaraviy holni quyidagicha yozamiz:

$$eU_{TOXT} = \frac{1}{2} m \vartheta_{max}^2$$

Bunda: $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$, $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ – elektron zaryadi va massasi, ϑ_{max} – fotoelektronning maksimal tezligi.

Yuqoridagi ifodadan ϑ_{max} ni topamiz.

$$\vartheta_{max} = \sqrt{\frac{2eU_{TOXT}}{m_e}} = 5,93 \cdot 10^5 \sqrt{U_{TOXT}} \text{ [m/s]}$$

Chastotalar turlicha bo'lgan monoxromatik nurlar bilan o'tkazilgan tajribalar natijasida fotoeffektning ikkinchi qonunini yuzaga keladi.

Muayyan fotokatoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlar boshlang'ich tezliklarining maksimal qiymati yorug'lik tezligiga bog'liq emas. YOrug'lik chastotasi o'zgarsa, fotoelektronlarning maksimal tezliklari ham o'zgaradi.

4.4.2.4-rasmda to'xtatuvchi kuchlanishning yorug'lik chastotasiiga bog'liqlik grafigi tasvirlangan. Rasmidan ko'rinishicha, to'xtatuvchi kuchlanish yorug'lik chastotasiiga chiziqli bog'langan ekan. Chastotaning biror v_K qiymatida $U_{TOXT} = 0$, ya'ni $\vartheta_{max} = 0$ bo'lar ekan. $v < v_K$ chastotali yorug'lik fotoeffektini yuzaag keltirmas ekan. Fotoeffekt sodir bo'lishi uchun $v > v_K$ chastotali yorug'lik ta'sir etish kerak. $v = v_{qizil}$ bo'lgan chegaraviy chastotani *chastotaning qizil chegaarsi* deyiladi.

Fotoeffektning uchinchi qonunini ana shu qizil chegara haqidagi xulosadir.

Har bir fotokatod uchun biror "qizil chegara" mavjud bo'lib, bu chegaradan kichikroq chastotali yorug'lik bilan fotoeffekt yuzaga kelmaydi, vknning qiymati yorug'lik intensivligiga mutlaqo bog'liq emas, u faqat fotokatod materiali va sirtning tozaligiga bog'liq.

Kuzatishlardan shu narsa ma'lum bo'ldiki, fotoelementga yorug'lik tushgani zahoti, galvanometr tok o'tayotganligini ko'rsatdi, ya'ni fototokni ko'rish uchni vaqt sarflanmadidi. Nihoyat, fotoeffektning to'rtinchi qonunini quyidagicha ta'riflanadi:

YOrug'likning fotokatodga tushishi bilan, fotoelektronlarning hosil bo'lishi orasida sezilarli vaqt o'tmaydi, ya'ni fotoeffekt inersiyasiz jarayondir.

Fotoeffekt nazariyasi:

Fotoeffektning faqat 1-qonunini to'lqin nazariya asosida tushuntirish mumkin. Lekin, 2-, 3- va 4-qonunularni to'lqin nazariya tushuntirishga ojizlik qiladi.

To'lqin nazariyaga ko'ra haqiqatan ham ixtiyoriy to'lqin uzunlikdagi yorug'lik intensivligi ortgan sari fotoelektronlarning energiyasi ham ortib borishi kerak edi. Lekin, tajribalarning ko'rsatishicha fotoelektronlarning energiyasi yorug'lik intensivligiga mutlaqo bog'liq emas ekan.

Ikkinchidan, to'lqin nazariyaga ko'ra elektron metalldan ajralib chiqishi uchun kerak bo'lган energiyani har qanday uzunlikdagi to'lqindan olish mumkin. Faqat intensivlik etarlicha katta bo'lishi kerak. Lekin, to'lqin uzunligi "qizil chegara" dan katta bo'lган yorug'lik intensivligi har qancha katta bo'lsa ham fotoeffekt hosil qila olmadi. Aksincha, to'lqin uzunligi "qizil chegara" dan kichik bo'lган yorug'lik juda past intensivlikka ega bo'lsa ham fotoeffekt hosil qila oldi. Bundan tashqari nihoyat zaif intensivlikdagi yorug'lik tushayotganda to'lqin nazariyaga asosan, metalldagи elektron metalldan chiqishi uchun kerak bo'lган energiyani yig'ib olishi uchun soatlab vaqt kerak. Tajribalarda esa metallga yorug'lik tushishi va va fotoelektron vujudga kelishi orasida 10^{-9} s chamasini vaqt o'tar ekan. Boshqacha aytganda, fotoeffekt hodisasi inersiyasiz jarayon ekan deyish mumkin.

Demak, yorug'likning to'lqin nazariyasi va fotoeffekt orasida mos kelmasliklar mavjud ekan. Shuning uchun yorug'likni uzlusiz elektromagnit to'lqini deb tasavvur etish yorug'likning tabiatini to'la aks ettirmas ekan, degan fikr paydo bo'ldi. Bu fikr 1905 yil Eynshteyn yorug'likning kvant tabiatini yaratishiga asos bo'ldi. Eynshteyn Plank gipotezasini rivojlantirib quyidagi g'oyani ilgari surdi:

Yorug'lik kvantlar tariqasida nurlanibgina qolmay, balki yorug'likning tarqalishi ham, yutilishi ham kvantlashgan bo'ladi.

Bu g'oya asosan yorug'lik oqimini yorug'lik kvantlari (fotonlar) oqimi deb tasavvur qilish lozim. Fotoeffekt hodisasida esa bu fotonlardan ayrimlarining metall sirtiga yaqin joylashgan ayrim elektronlar bilan ta'sirlashuviga ro'y berar ekan (odatda, metall sirtiga tushayotgan fotonlarning taxminan mingdan biri fotoeffektni hosil qilishda ishtirot etadi, qolganlari esa kristal panjaralarini bilan ta'sirlashadi).

Eynshteyn fotoeffektga energiyaning saqlanish qonunini qo'lladi. hv energiyali foton elektronga urilganda o'z energiyasini elektronga beradi.

Ta'sirlashuvga qadar yorug'lik kvanti tarzida namoyon bo'layotgan energiya ta'sirlashuvdan keyin elektronning energiyasiga aylanadi. Agar bu energiya etarlicha katta ($hv > A_{chik}$) bo'lsa, metalladan elektron ajralib chiqadi. Energianing qolgan qismi esa metalldan tashqariga chiqib olgan elektronning (fotoelektronning) maksimal kinetik energiyasiga aylanadi.

$$hv = A_{CHIQ} + \frac{m_e c^2}{2}$$

Biz hozirgina elektronning maksimal kinetik energiyasi degan so'zni ishlardik. Nima, fotoelektronlarning boshqacha energiyasi ham bo'lishi mumkinmi? –Mumkin, bunga quyidagicha javob beramiz.

Agar foton kristal panjara sirtidagi elektronga tushsa, elektron faqat metalldan chiqib olish uchungina energiya sarflaydi. Bu sarflagan energiyasi **metalladan chiqish ishi** deyilib, qolgan energiya esa elektronning maksimal kinetik energiyasi deyiladi. Chiqish ishining qiymati bir necha eV tartibida bo'lib, u metall turiga bog'liq. 1-jadvalda chiqish ishining har xil metallar uchun qiymatlari berilgan (eV). Jadvaldan foydalanimishda $1eV = 1,6 \cdot 10^{-19} J$ deb hisoblash kerak.

I-jadval

Volfram	4,5	Mis	4,47	Simob	4,52
Temir	4,74	Molibden	4,2	Rubidiy	2,13
Oltin	4,68	Natriy	2,3	Tantal	4,07
Kaliy	2,2	Nikel	5,0	Seziy	1,97
Litiy	2,4	Bary Oksid	1,0	Rux	4,2
Magniy	3,46	Platina	5,29		
		Kumush	4,74		

Agar foton kristall panjaraning ichkariroq qismidagi elektronga tushsa, bu elektron kristall panjara sirtiga etib kelguncha panjara tugunlaridagi atomlar bilan bir necha marta noelastik to'qnashib o'z energiyasini kamaytiradi. Demak, bunda elektron tashqariga chiqquncha chiqish ishidan tashqari panjara

tugunlari bilan to'qnashuvda ham energiya yo'qotar ekan. Ortib qolgan energiya elektronning maksimal kinetik energiyasidan kichik bo'ladi.

Fotoeffekt uchun Eynshteyn formulasidan foydalanib, Plank nomi bilan mashhur konstantaning son qiyatini aniqlash mumkin.

Agar fotoplastinka ν_1 chastotali monoxromatik nur bilan yoritilganda, fototokni to'xtatuvchi potensial U_1 bo'lsa va ν_2 chastotali monoxromatik nur bilan yoritilganda esa, fototokni to'xtatuvchi potensial U_2 bo'lsa, Plank doimiysini topish formulasini qanday?

$$h = \frac{e(U_{T,2} - U_{T,1})}{\nu_2 - \nu_1}$$

Izboti: Agar kuchlanish to'xtatuvchi xususiyatga ega bo'lsa, elektronlarning maksimal kinetik energiyasi katoddan chiqib rnodga tomonni borayotganda elektr maydoniga qarshi ish bajarishga sarf bo'ladi. Demak, $eU_{TO:XT} = \frac{1}{2}m\sigma_{max}^2$ bo'lar ekan. Shuni bilgan holda Plank doimiysini topish mumkin.

$$\begin{cases} h\nu_1 = A_{CHIQ} + \frac{m_e\sigma_{max}^2}{2} = A_{CHIQ} + eU_{TO:XT,1} \\ h\nu_2 = A_{CHIQ} + \frac{m_e\sigma_{max}^2}{2} = A_{CHIQ} + eU_{TO:XT,2} \end{cases}, \rightarrow h\nu_2 - h\nu_1 = eU_{TO:XT,2} - eU_{TO:XT,1}, \rightarrow h = \frac{e(U_{T,2} - U_{T,1})}{\nu_2 - \nu_1}.$$

Metalldan elektron tashqariga ajralib chiqayotganligi uchun yuqoridagi formulani **tashqi fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi** deyiladi.

Eynshteyn tenglamasi fotoeffektning barcha qonunlarini tushuntira oladi. Xususan, fotoeffekt amalga oshishi uchun kerak bo'ladi fotonning eng kichik qiymati, elektronning metalldan chiqish ishi qiyatiga teng bo'ladi.

$$A_{CHIQ} = h\nu_{qizil} = \frac{hc}{\lambda_{qizil}}$$

Bu ifoda fotoeffektning "qizil chegara"sinini aniqlaydi. "Qizil chegara" tushayotgan yorug'lik intensivligiga mutlaqo bog'liq emas. Yorug'lik intensivligi fotonlar sonini xarakterlaydi, xolos. Intensivroq yorug'lik bilan yoritilsa metall sirtiga ko'proq foton kelib tushadi va bu fotoelektronlar soni ortishiga sabab bo'ladi. Demak, tok kuchi ham ortar ekan.

Chastota yoki to'lqin uzunlikning qizil chegarasi quyidagicha topiladi:

$$\nu_{qizil} = \frac{A_{CHIQ}}{h}, \quad \lambda_{qizil} = \frac{hc}{A_{CHIQ}}$$

Bu erda $h = 6,63 \cdot 10^{-34} [J \cdot s]$ – Plank nomi bilan mashhur konstanta.

Masalalar echishda oson bo'lish uchun (4) formulada $hc = 1,9878 \cdot 10^{-25} [J \cdot m] \approx 2 \cdot 10^{-25} [J \cdot m]$ deb hisoblash mumkin.

Eynshteyn tenglamasi elektron faqat bitta fotonni yutadi degan tasavvurga asoslangan. Agar metall sirti intensivligi juda katta bo'lган yorug'lik bilan yoritilsa, elektronga bir vaqtida ikkita foton tushishi mumkin. Elektron yutgan energiya ikkala foton energiyasiga teng. Bunda sodir bo'ladi fotonli fotoeffekt **ko'p fotonli fotoeffekt** deyiladi. Tabiiyi, ko'p fotonli fotoeffektning "qizil chegarasi" kichik chastotalar sohasiga silijiadi.

Fotoeffekt yorug'likning kvant tabiatini namoyish qiluvchi dalillardan biridir.

4.4.3. Mavzu: Yorug'lik bosimini kvant nazariya bo'yicha tushuntirish

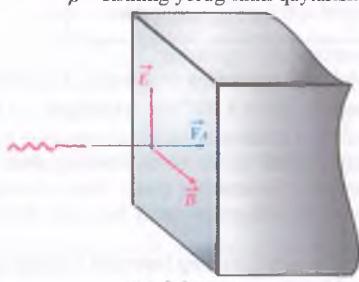
Maksvell nazariyasiga ko'ra, jism sirtiga tushayotgan har qanday elektromagnit to'lqin shu jismga bosim beradi. Bosimni vujudga kelishimi quyidagicha tushuntiramiz. Yassi yorug'lik to'lqinining E va V vektorlari metall sirti bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. yorug'likning elektr maydoni E ta'sirida metall sirtiga yaqin joylashgan elektronlar maydonga teskarri yo'nalishda harakatga kela boshlaydi. Lekin shu vaqtning o'zida yorug'lik to'lqinining magnit maydoni V tomonidan harakatlanayotgan elektronga F_L Lorens kuchi ta'sir qiladi. Bu kuchi metall sirtiga tik ravishda ichkariga yo'nalgan. Yoritilayotgan metall sirtining birlig yuziga ta'sir etayotgan Lorens kuchlarining yig'indisi yorug'lik bosimini hosil qiladi. Maksvell nazariyasiga asosida o'tkazilgan hisoblar natijasida yorug'lik bosimi uchun quyidagi formula hosil qilindi.

$$P = (1 + \rho)\omega$$

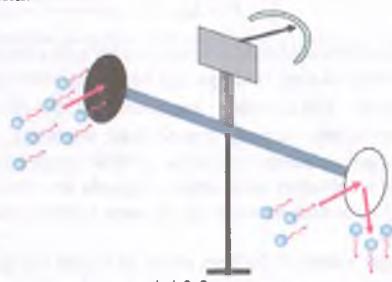
[Pa]

Bu erda: $\omega = \frac{W}{V}$ $\left[\frac{J}{m^3} \right]$ – sirtga tushayotgan yorug'lik dastasi energiyasining hajmiy zichligi.

ρ – sirtning yorug'likni qaytarish koeffitsienti.



4.4.3.1-rasm



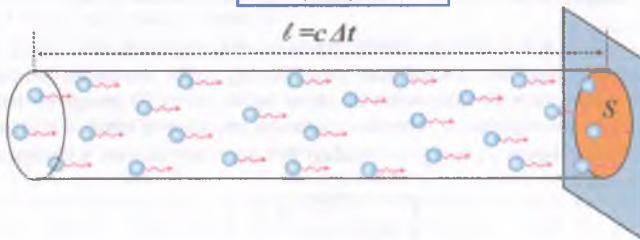
4.4.3.2-rasm

Yorug'lik bosimini birinchi bo'lib, 1900 yilda P.N.Lebedev tajribada quyidagicha aniqladi. Engil buraladigan parrakning qanotlaridan biri qoraytirilgan, ikkinchisi esa yaltiroq qilib yasalgan. Bu qanotlarni navbatma-navbat yoritish orqali parrakning buralishlari taqqoslanadi. Parrak o'qiga yopishтирilgan ko'zgudan qaytuvchi nuring og'ishiga asoslanib, buralish burchagi topiladi. Tajribalarda yorug'likning yaltiroq qanotga beradigan bosimi R_{YA} qoraytirilgan qanotiga beradigan bosimi R_Q dan ikki marta katta bo'lib chiqdi. Bu natija Maksvellning nazariy xulosasiga yaxshi mos keldi. Haqiqatan ideal yaltiroq sirt uchun $\rho=1$ va bosim quyidagicha bo'ladi:

$$P = (1 + \rho)\omega = 2\omega$$

Yorug'likni to'la yutuvchi qora sirt uchun $\rho=0$ va bosim quyidagicha bo'ladi:

$$P = (1 + \rho)\omega = \omega$$



4.4.3.3-rasm

Yorug'likni kvant tasavvurlar asosida quyidagicha tushuntiramiz. Yuzasi S bo'lgan sirtga tik holda yorug'lik dastasi tushayotgan bo'lsin. Bu sirtga Δt vaqt ichida $V = S\ell = Sc\Delta t$ hajmdagi N ta foton tushishga ulguradi deb hisoblaylik. Tabiiy sharoitda yorug'lik tushayotgan sirt absalyut oq ham, absalyut qora ham emas. Shuning uchun bo sirtning nur qaytarish qobiliyati $\rho(0 < \rho < 1)$ ga teng bo'ladi. sirt o'ziga kelib tushgan N ta fotondan ρN tasini qaytaradi, $(1-\rho)N$ tasini esa yutadi. Qaytgan fotonlar sirtga $\rho N \cdot 2 m_F c$ ga teng impuls beradi, yutilgan fotonlar esa sirtga $(1-\rho)N \cdot m_F c$ ga teng impuls beradi. Natijada, Δt vaqt ichida sirt quyidagicha impuls oladi.

$$\Delta p = 2\rho N m_F c + (1 - \rho)N \cdot m_F c = N \cdot m_F c (2\rho + 1 - \rho) = (1 + \rho)N \cdot m_F c$$

Impulsning vaqt bo'yicha o'zgarishi kuchni beradi. Kuchning yuzaga nisbati esa bosimni beradi.

$$P = \frac{F}{S} = \frac{\Delta p}{S \Delta t} = \frac{(1 + \rho)N \cdot m_F c}{S \frac{\ell}{c}} = \frac{(1 + \rho)N \cdot m_F c^2}{V}$$

Bu erda: $W_0 = m_F c^2$ – bitta fotonning energiyasi;

$W = NW_0$ – sirtga Δt vaqt ichida tushgan energiya;

$$\omega = \frac{W}{V} \left[\frac{J}{m^3} \right] - \text{yorug'lik energiyasining hajmiy zichligi.}$$

Yorug'lik bosimi quyidagi ko'rinishni oladi:

$$P = \Delta p = (1 + \rho) \frac{N \cdot m \cdot c^2}{V} = (1 + \rho) \frac{N \cdot W_0}{V} = (1 + \rho) \frac{W}{V} = (1 + \rho) \omega$$

Bu formula Maksvell nazariysi bo'yicha chiqarilgan formulaning o'zginasidir.

Yorug'likning bosimiga ega bo'lishini 1864-yilda J.K.Makswell tomonidan aniqlangan. Eksperimental ravishda P.N.Lebedev tomonidan 1900-yilda o'lchangan. $p = 4.8 \cdot 10^{-8} Pa$ ekanligini o'lcadi. Yorug'likning bosimiga ega bo'lishi, fotonning impulsi borligini ifodalaydi, ya'ni son-sanoqsiz fotonlar beradigan impulslar yig'indisi qo'shili sirtga beradigan bosimni hosil qiladi. Bitta fotonning absalyut oq sirtga va absalyut qora sirtga tushganda siri oladigan impulslar ikki marta farq qiladi. Xuddi shuningdek, barcha fotonlar absalyut oq va qora sirtlarga tushganda hosil bo'ladigan bosimlar ham ikki marta farq qiladi.

Agar yuzasi S bo'lgan sirtga Δt vaqtida tushgan W yorug'lik energiyasining hammasi yuzadan qaytsa, (absalyut oq jism) yorug'likning sirtga beradigan bosimi quyidagicha:

$$P = \frac{2W}{c S \Delta t}$$

Istboti: Absalyut oq sirt uchun bosim $P = (1 + 1)\omega = 2\omega = 2 \frac{W}{V} = 2 \frac{W}{S \ell} = \frac{2W}{c S \Delta t}$ bo'ladi.

Agar yuzasi S bo'lgan sirtga Δt vaqtida tushgan W yorug'lik energiyasining hammasi sirtga yutilsa, (absalyut qora jism) yorug'likning sirtga beradigan bosimi quyidagicha:

$$P = \frac{W}{c S \Delta t}$$

Istboti: Absalyut qora sirt uchun bosim $P = (1 + 0)\omega = \omega = \frac{W}{V} = \frac{W}{S \ell} = \frac{W}{c S \Delta t}$ bo'ladi.

4.4.4. Mavzu: Foton va uning xarakteristikasi

Issiqqlik nurlanishi, fotoeffekt hodisalarini yorug'likning kvant nazariyasini asosida tushuntirildi. Yorug'lik zarralar oqimi, ya'ni fotonlar oqimidan iborat bo'lib, yorug'lik energiyasi ana shu fotonlarda mujassamlashgan. Foton energiyasi va tebranish chastotasi orasida bog'lanish $\varepsilon = h\nu$ munosobat bilan aniqlanadi. Ikkinchidan, massa va energiya orasidagi $W = mc^2$ bog'lanishni e'tiborga olsak, fotonning massasini topish mumkin.

$$m_f = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}$$

Bunda hisoblab topilgan massa foton $\vartheta = \bar{n}$ tezlik bilan harakatlangandagi qiymatdir. Xo'sh, fotonning tinchlikdagi massasi qanday? Buni nisbiylik nazariyasidagi formula bo'yicha topamiz.

$$m_0 = m_f \sqrt{1 - (\vartheta/c)^2} = m_f \sqrt{1 - (c/c)^2} = m_f \sqrt{1 - 1} = 0$$

Demak, yorug'lik fotonining tinchlikdagi massasi $m_f=0$ ekan. Boshqacha aytganda "foton to'xtab qolsa", uning barcha xususiyatlari ham yo'qoladi. Massasi ham, energiyasi ham nolga teng bo'ladi. Fotonning "to'xtashi" bu uning boshqa jism tomonidan yutilishidir. To'xtash jarayonida fotonning energiyasi va massasi uni yutuvchi jismga o'tadi. Natijada, yutuvchi jismning massasi va energiyasi ortadi.

Demak, yorug'lik fotonining boshqa zarralar(atom, molekula, elektron va h.) dan muhim farqi shundaki, u tinchlikda massaga ega bo'lmaydi. Foton faqat harakatlanish jarayonidagina mavjud bo'lib, uning tezligi yorug'lik tezligiga teng.

Har qanday harakatlanuvchi zarra kabi fotonlar ham impulsiga ega.

$$p_f = m_f c = \frac{h\nu}{c^2} \cdot c = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} [kg \cdot m / s]$$

Boshqa zarralar kabi foton ham energiya $\varepsilon = h\nu$, massa $m_f = \frac{h\nu}{c^2}$, impuls $p_f = \frac{h\nu}{c}$ bilan xarakterlanadi.

Fotonlar tinchlikda massaga ega emas, ya'ni fotonning tinchlikdagi massasi nolga teng. Fotonlar paydo bo'lgani zahoti yorug'lik tezligiga erishadi.

Agar P quvvatga ega bo'lgan lampochka ν chastotali fotonlar nurlasa, Δt vaqtda nurlaydigan fotonlar soni quyidagicha bo'ladi:

$$N = \frac{P \Delta t}{h\nu}$$

Fotonning absalyut qora sirtga beradigan impulsi quyidagicha bo'ladi:

$$p = \frac{h}{\lambda} = \frac{h\nu}{c}$$

Fotonning absalyut oq sirtga beradigan impulsi quyidagicha bo'ladi:

$$p = \frac{2h}{\lambda} = \frac{2h\nu}{c}$$

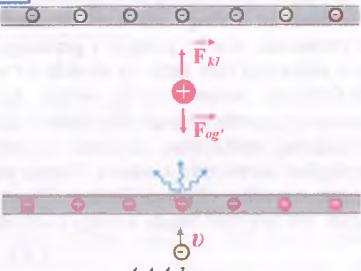
Foton mayjudligi bir qancha tajribalarda tasdiqlandi va shulardan ba'zilari bilan tanishamiz.

A.F.Ioffe va N.I.Dobronravovlar amalga oshirgan tajribada zaryadlangan vismut (Bi) zarsi yassi kondensator qoplamlari orasida muallaq turadi. Zarraning og'irlik kuchi kulon kuchi bilan muvozonatlashadi (4.4.4.1-rasm). Tajribada kondensatorning A qoplamasini bir vaqtning o'zida rentgen trubkasining anodi vazifasini bajaradi. Juda kichik intensivlikdagi elektronlar oqimi A anodiga kelib urilgach tormozlanib rentgen nuri chiqaradi.

Isda taxminan 1000 ga yaqin rentgen impulslari

chiqariladi. Bu nurlar ta'sirida chamasi 30 min, vaqtda bir marta zarra titrab muvozonatdan chiqadi. Hisoblaning ko'rsatishicha, shu vaqt ichida zarra yo'naliishiда bitta rentgen kvanti nurlanar ekan. Bu kvant zarra bilan to'qnashganda fotoeffekt hodisasi ro'y beradi. Natijada zaryadi o'zgargan zarra muvozonatdan chiqib titraydi. Demak, rentgen nurlarining zarra bilan ta'sirlashuvি kvant xarakterga ega ekan. Agar rentgen nurlari to'lqin tarzida tarqaladi deb tasavvur qilinsa, zarradan elektron ajralib chiqishi uchun kerak bo'lgan energiya chiqish ishi A_{CHIQ} etguncha jamlanishi zarur. Rentgen nurlarining intensivligi juda past bo'lgani uchun A_{CHIQ} ga teng energiya yig'ilishini sutkalab kutish kerak bo'lar ekan.

S.I.Vavilovning fikriga ko'ra, yorug'lik oqimi fotonlar yig'indisidan iborat bo'lsa, statistika qonunlariga asosan fotonlarning fluktuatsiyasi (fluktuatsiya-fizik kattalikning o'rtacha qiymatdan tasodifiy chetga chiqishi) kuzatilishi lozim. 1933-1942 yillar davomida o'tkazilgan kuzatishlarda bu fikr tasdiqlandi. Natijada, yorug'likning foton tabiatini isbotlovchi yana bir dalilga erishildi.



4.4.4.1-rasm

4.4.5. Mavzu: Infragizil va ultrabinafsha nurlar.

Oldingi bobda dispersiya hodisasi bilan tanishgan edik. Dispersiya hodisasini o'rganishda spektrlarga ajralgan nurlarga termometr biror vaqt davomida tutib turilganda temperatura ma'lum darajaga ko'tarildi. Ettita termometr olinib kamalakning ettita rangiga teng vaqt davomida tutib turilsa, eng yuqori temperaturani qizil nurga utilgan termometr, eng past temperaturani esa binafsha nurga utilgan termometr va qolgan termometrlar esa oraliq temperaturalarni ko'rsatar ekan. Bundan qizil nur o'zini issiqlik tarzda namoyon etar ekan degan xulosa chiqarish mumkin bo'ladi.

Agar termometr qizil nurdan tepa tomoniga tutib turilsa, termometrnning yanada kuchliroq qizib ketganligini guvohi bo'lish mumkin. Demak, qizil nurdan tepeda ko'zimizga ko'rinnmas qandaydir nur bor ekan. Ana shu nur o'zini qizil nurga nisbatan ham ko'proq issiqlik tarzida namoyon etar ekan. Spektrda qizil nurlardan avval joylashgan, ko'zga ko'rinnmaydigan nurlar ($0,76 - 360 \text{ mkm}$) **infragizil nurlar** deyiladi. Infragizil nurlarning to'lqin uzunligi qizil nurlarga nisbatan katta, chastotasi esa kichik bo'ladi. Qizdirilgan har qanday jism fragmenni chiqarganligidan **tsiqlik nurlari** deyiladi. Xonadagi issiqliq pechka yoki isitish batareyasi atrofidagi jismalarni sezilarli darajada isituvchi fragmenni chiqaradi.

Infracizil nurlar laks bo'yq qoplamlarini, sabzavot va mevalarni quritishda ishlataladi. Yirtqich hayvonlarning deyarli hammasi, it va boshqa hayvonlarning ko'rish diaplzonini insonlikiga qaraganda kengroq bo'lib, infraqizil sohani ham ko'radi. Shuning uchun bu hayvonlarning ko'zi kechasi juda yaxshi ko'radi. Lekin, tovuq kabutar kabi ba'zi qushlarning ko'rish diapozoni inson ko'zinikiga nisbatan torroq bo'lib, qizil nurni yaxshi ko'rmaydi yoki umuman ko'rmaydi. Agar tovuq yoki kabutarning oldiga qip-qizil kiyinib borilsa, ular odamni yaxshi payqamay qoladi. Tovuq va kabutarning qosh qoraya boshlashi bilanoq ko'rmay qoladi. Chunki, Quyosh botishi oldidan qizarganda, atmosferada boshqa nurlar yutilib, qizil nur yutilmasdan Yer sirtigacha etib keladi. Quyosh botishi oldida qizarishining sababi shunda.

Agar termometr binafsha nurdan pastga tomon tutib turilsa, termometrning binafsha rangga tutilgandan ko'ra ham kuchsiz qizishiga guvoh bo'lish mumkin. Demak, binafsha nurdan quyida ko'zimizga ko'rinnas qandaydir nur bor ekan. Spektrda binafsha nurlardan keyin joylashgan, ko'zga ko'rinnmaydigan nurlar ($0,05 - 0,4 \text{ mkm}$) *ultrabinafsha nurlari* deyiladi. Ultrabinafsha nurlarning to'lqin uzunligi binafsha nurlarga nisbatan kichik, chashtosi esa katta bo'ladi. Bu nurlar insom miyasida ko'rish tuyg'usi hosil qilmaydi. Ultrabinafsha nurlarni lyuminessensiyalovchi modda qoplangan ekran yordami bilan payqash mumkin. Ekranning spektrining binafsha sohasidan narida yotgan nurlarga ro'para qismigina ko'k-yashil tusda yorug'lana boshlaydi. Ultrabinafsha nurlar ximiyaevi jihatdan juda aktiv bo'ladi. Ultrabinafsha nurlarga nisbatan fotoemulsiya juda yaxshi sezgir bo'ladi. Ultrabinafsha nurlar ko'zga ko'rinnasada, ular ko'zning to'r pardasiga va teriga kuchli ta'sir o'tkazadi. Shisha ultrabinafsha nurlarni ko'p yutganligi bois xattonaq shishali ko'zoynak ham ko'zni bu nurlardan asraydi. Ma'lum bir dozadagi ultrabinafsha nurlari sog'liq uchun foydali bo'lib, organizmning o'sishi hamda to'qimalarning chiniqishiga yordam beradi. Bu nurlar teriga ta'sir etib uni qoraytiradi.

Vodorod spektrining Layman seriyasidagi barcha nurlar hamda Balmer seriyasidagi 5-nurdan keyingilari ultrabinafsha sohada, Balmer seriyasining dastlabki to'rtta seriyasi ko'rinvuchi sohada, qolgan barcha seryadagi (Pashen, Breket, Pfund va boshqa seryalar) nurlarning hammasi infraqizil sohada yotadi. Bu seryalar haqida keyingi boblarda batafsil so'z yuritiladi.

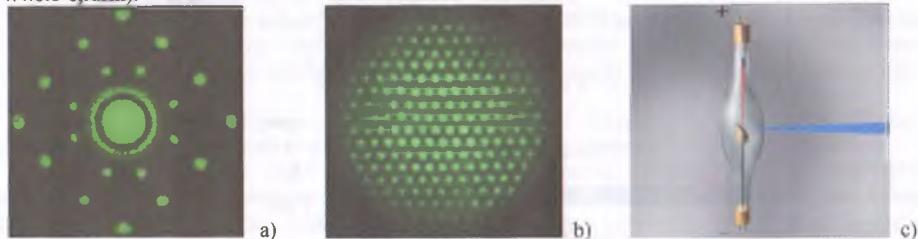
4.4.6. Mavzu: Rentgen nurlari

Ultrabinafsha va infraqizil nur haqida eshitmagan bo'lsa-da, lekin rentgen nurlari haqida hamma eshitgan. Bu nur yordamida suyak va bo'g'in tasvirlarini olish mumkinligini ham deyarli barchamiz bilamiz. Bu nur uchun zichligi uncha katta bo'lmagan noshaffof moddalar (teri va et, to'qimalar, qog'oz va b.) shaffof hisoblanadi. Bu moddalarдан rentgen nuri xuddi yorug'lik shishadan o'tgani kabi o'tib ketadi.

To'lqin uzunligi ($10^{-8} - 10^{-11} \text{ m}$) oralig'ida bo'lgan to'lqinlar *rentgen nurlari* deb ataladi. 1895-yil nemis fizigi Vilgelm Rentgen tonomidan kashf qilingan. Tez harakatlanuvchi elektronlarning metall yoki shisha plastinaga urilishidan hosil bo'ladi. O'sha paytlarda kichik bosim sharoitida gaz razryadini o'rganish katta ahamiyatga ega edi. Gaz nayidan juda tez o'tuvechi elektronlarni katod nurlari deb atalish odad tusiga kirgan edi. Katod narlarini o'rganayotgan chog'i qora qog'ozga o'ralgan pylonka kuyib qolganiga guvoh bo'ldi. Bariy tetratsianopiatinit eritmasiga katod nurlari tushirilganda u shulalana boshladи. Rentgen ekranni qo'li bilan to'sganida ekранда qo'l va barmoq suyaklarini tasviriga ko'zi tushdi. Shunda Rengen bu erda juda singuvchi ko'zga ko'rinnas nurlar borligini tushunib etdi. Rengen bu nurlarni X -nurlar (noma'lum nurlar) deb atadi. Bu nurlarning to'lqin uzunligi ultrabinafsha nurlarini kichikroq bo'lsa kerak, ana shuning uchun ham rentgen nurlarining kiruvchanlik qobiliyatini katta degan gipoteza tug'ilди. Lekin, bu gipoteza Vilgelm Rengen vafotidan 15 yil o'tgach o'z isbotini topdi.

Rengen nurlari havoni ionlantiradi, fotoplatinkaga ta'sir etadi, lekin, zichligi uncha katta bo'lmagan noshaffof moddalarda sinmadi va qaytmadi. Bu nurlar elektr va magnit maydonlariga kiritilganda hech qanday og'ish kuzatilmadi. Rentgen nurlari tibbiyotda suyak va bo'g'inlarni tekshirishda, kasallarga tashxis qo'yishda ishlataladi. Rengen nurlarini elektromagnit to'lqin ekanligini isbotlash uchun uni to'lqin xossani namoyon qiluvchi difraksiya yoki interferensiya hodisalari namoyon bo'lish kerak edi. Lekin, uning to'lqin uzunligi juda kichik bo'lgani bois bu o'licham tartibidagi difraksiyon panjara yasashning imkonini yo'q edi. Dastlab qo'rg'oshin poastinkadagi juda tor tirkishlardan rentgen nurlari o'tazilganda hech qanday difraksiya hodisasi kuzatilmadi, ekaranda interference manzara ham hosil bo'lmadi. Shunda nemis fizigi Maks Laue bu nurlar uchun jismlarning o'zi tabiiy holdagi difraksiyon panjara bo'lishi

mumkinligi mumkinligi haqida o'yladi. Haqiqatan ham, rentgen nurlarining to'lqin uzunligi atom o'chami tartibida va undan ham kichikroq bo'lgani uchun jismlarning o'zi bu nurlar uchun tabiiy holda fazoviy difrakcion panjara rolini o'yaydi (4.4.6.1-a,rasm). Undan tashqari rentgen nurlarini kristallardan o'tkazilganda hosil bo'ladigan difrakcion manzaraga qarab atomlarning fazoda qanday joylashganligi va o'chamlarini aniqlash mumkin (4.4.6.1-b,rasm). Rentgen nurlarini rentgen trubkalarida hosil qilinadi (4.4.6.1-c,rasm).



4.4.6.1-rasm

Rentgen trubkasida U potensiallar farqini o'tgan elektronning elektr maydonida erishgan tezligi seqiblubxf bumladi:

$$\vartheta = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}} \approx 5,93 \cdot 10^5 \cdot \sqrt{U} \quad \left[\frac{m}{s} \right]$$

Isboti: Elektr maydoni elektrongra tezlatuvchi ta'sir ko'rsatadi. Elektronning erishgan kinetik energiyasi elektr maydonining elektronni tezlatishda bajargan ishiga teng, ya'ni $W_k = A_e$ bo'ldi. Bundan esa so'ralgan kattalikni aniqlashimiz mumkin bo'ldi. $\frac{m_e \vartheta^2}{2} = eU$, $\rightarrow \vartheta = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot U}{9,1 \cdot 10^{-31}}} \approx 5,93 \cdot 10^5 \cdot \sqrt{U}$.

Yuqoridagi formuladan ko'rindaniki, $1V$ potensiallar farqini o'tgan elektron 593 km/s tezlikka, erish $4 V$ potensiallar farqini o'tgan elektron $2 \cdot 593 = 1186 \text{ km/s}$ tezlikka, $9 V$ potensiallar farqini o'tgan elektron $3 \cdot 593 = 1779 \text{ km/s}$ tezlikka erishar ekan.

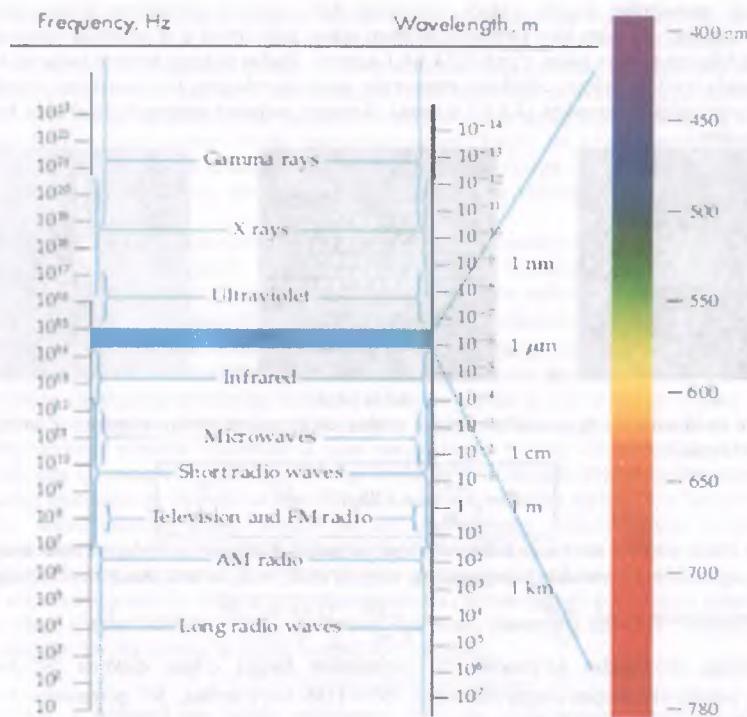
4.4.7. Mavzu: Elektromagnit to'lqinlar shkalasi

Biz shu paytgacha ko'rib o'tgan mexanik to'lqinlardan tashqari barcha to'lqinlar (radioto'lqinlar, infraqizil nurlar, oq yorug'lik, ultrabinafsha nurlar, rentgen nurlari va γ -nurlar) elektromagnit to'lqinlarini tashkil etadi. Elektromagnit to'lqinlari zaryadli zarraning tebranishi tufayli paydo bo'lib, elektr zaryadining tebranish chastotasiga teng chastotadagi elektromagnit to'lqini tarqaladi. Undan tashqari atom va yadroning turli o'tishlari ham elektromagnit to'lqinlari nurlanadi.

Elektromagnit to'lqinlar shkalasi to'lqin uzunligi kamayish tartibida yoki chastota oshishi tartibida quyidagi jadval va rasmlarda berilgan:

1-jadval

	Radioto'lqinlar	Infracizil nurlar	Oq yorug'	Ultrabinafsha nurlar	Rentgen nurlari	Gamma nurlar
$\lambda, [\text{m}]$	$\lambda > 360 \cdot 10^{-6}$	$360 - 0,76 \cdot 10^{-6}$		$400 - 5 \cdot 10^{-9}$	$10^{-8} - 10^{-11}$	$10^{-11} - 10^{-13}$
$v, [\text{Gs}]$	$v < 8,33 \cdot 10^{11}$	$8,33 \cdot 10^{11}$ $3,95 \cdot 10^{14}$	$4 \cdot 10^{14}$ $7,5 \cdot 10^{14}$	$7,5 \cdot 10^{14}$ $6 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{16}$ $3 \cdot 10^{19}$	$3 \cdot 10^{19}$ $3 \cdot 10^{21}$



4.4.7. J-rasm

Radioto'lqinlar tebranish konturlarida zaryadning tebranishidan hosil bo'ladi. Infracizil nurlar har qanday qizigan jism sirtida tarqaladi undan tashqari mikroto'lqinli pechlar ham mikroto'lqinli infracizil nurlar siqaradi. Infracizil nurlar, oq yorug'lik va ultrabinafsa nurlar davriy sistemaning boshida joylashgan elementlarning atomidagi elektronlarning turli o'tishlarida hosil bo'ladi. Undan tashqari bu nurlar davriy sistemaning o'ttalarigacha bo'lgan elementlarining tashqi qobiqlaridagi elektronlarning o'tishlarida ham hosil bo'lishi mumkin. Rentgen nurlari davriy sistemaning o'rtaidan boshlab oxirigacha bo'lgan elementlarining o'rta va ichki qobiqlaridagi elektronlarning turli o'tishlarida hosil bo'ladi. Rentgen nurlari ham o'z navbatida yumshoq, o'rta va qattiq rentgen nurlariga bo'linadi. Yumshoq rentgen nurlari qattiq ultrabinafsa nurlariga, qattiq rentgen nurlari esa γ -nurlariga tutashib ketadi. Nihoyat γ -nurlari barcha elementlarning yadrolaridagi nuklonlarning uyg'irgan holatdan asosiy holatga o'tishlarida yoki α - va β - emirilishlarda hosil bo'ladi. Rengen nurlarining energiyasi ko'rinvuchi nurlarnikidan 10^3 – 10^5 martalab katta bo'lsa, γ -nurlar energiyasi esa ko'rinvuchi nurlarnikidan 10^6 – 10^7 martalab katta bo'ladi.

4.4.8. Mavzu: Elektromagnit nurlanish korpuskulyar va to'lqin xususiyatlarining dielektrik birligi

Optikaga oid hodisalarini o'rGANISH natijasida quyidagi xulosalar kelib chiqadi:

1) Absalyut qora jism nurlanish spektridagi energiya taqsimoti, fotoeffekt, Kompton effekti kabi hodisalar hodisalar yorug'likning kvant xususiyatlaridan dalolat beradi.

2) Yorug'lik interferensiysi, difraksiysi, dispersiyasi, qutblanish kabi hodisalar yorug'likning to'lqin xususiyatlaridan dalolat beradi.

Bu ikki guruh hodisalarini tushuntirishda yorug'lik tabiatini aks ettiruvchi ikki nazariyadan, ya'ni yorug'likning to'lqin va korpuskulyar nazariyalaridan foydalanildi. U holda "yorug'likning o'zi aslida

nima, yorug'lik nazariyalarini bir-birga zid nazariyalar asosida emas, balki birr zamonaviyroq nazariya asosida tushuntirshning iloji yo'qmi?" degan savol tug'iladi.

Bir-biriga yaqin joylashgan ikkita tirkishdan o'tayotgan yorug'lik ekranda navbatlashgan qorong'u va yorug' sohalar hosil qiladi. Buni to'lqin nazariya juda yaxshi tushuntirib beradi. Lekin kvant nazariya asosida tushuntirishning iloji yo'q. Shunga o'xshash fotoeffekt va uning qizil chegarasini kvant nazariya tushuntirib bera oladi, ammo to'lqin nazariya bunga ojizlik qiladi.

Demak, barcha optik hodisalarni faqat to'lqin nazariya yoki faqat korpuskulyar nazariya asosida tushuntirib bo'lmash ekan. Bu ikki nazariyaning qaysi biri haqida gap yuritsak ham, u bir guruh hodisalarni tushuntirishda muvaffaqiyatga erishadiyu, ammo ikkinchi guruh hodisalarni tushuntirishda ojizlik qiladi.

Shuning uchun qo'llanilayotgan ikki nazariyadan qaysi biri zamonaviyroq ekani haqida mulohaza yuritish o'miga yorug'lik tabiatini to'g'risidagi tasavvurlarimizni oydinlashtirib oлganimiz ma'qulroqdir.

Ma'lumki, inson ongida muhit ta'siri tufayli dunyo manzarasi shakllanib, bir qator tasavvurlar sistemasi vujudga keladi. Masalan, "to'lqin harakat" deganda suv sirtining to'lqinlanishi yoki tarang tortilgan ipning tebranishlarini kuzatish natijasida vujudga kelgan taassurotlar ko'z o'ngimizda paydo bo'ladi. Lekin, inson sezgi organlari orqali qayd qilish tufayli vujudga kelgan tasavvurlarni mikroolamga har doim qo'llab bo'lmaydi. Umuman, o'lhash yoki tekshirishlar natijasida to'plangan axborotlar va farazlar asosida tekshirilayotgan buyum yoki hodisalarning idealashtirilgan modeli hosil qilinadi. Har qanday model ob'ektiv tabiatini birlinchi yaqinlashuvdag'i ifodasidir. Shuning uchun yorug'likning to'lqin modeli bir qator optik hodisalarni tushuntirishda katta yordam berdi. Ammo, ba'zi hollarda bu model noto'g'ri fikrga olib keladi. Buning ajablansari joyi yo'q. Chunki, har qanday model barcha hollarda ob'ektni aynan aks ettira olmaydi-sha. Shu kabi yorug'likning korpuskula modeli ham hamma vaqt qo'l kelavermaydi. Buning sababi shundaki, elektromagnit nurlanshi, aslida to'lqin ham korpuskula ham emas.

Yorug'lik haqidagi axborotlarning aksariyati insonning bevosita sezgi organlari orqali emas, balki bilvosita maxsus qurilmalar orqali vujudga keladi. Yorug'lik ba'zi qurilmalarga to'lqingga o'xshash ta'sir qilsa, ba'zilarga korpuskulaga o'xshab ta'sir ko'rsatadi. Shuning uchun yorug'likning tajribalarda kuzatiladigan to'lqin va korpuskulyar xususiyatlarni bir-biriga qarama-qarshi qo'yish kerak emas. Balki, yorug'lik bir vaqtning o'zida ikkala xususiyatga ham ega deb hisoblash kerak. Boshqacha aytganda, elektromagnit nurlanishda to'lqin va korpuskulyar xususiyatlarning dielektrik birligi kuzatiladi. Biroq, bu xususiyatlarni ma'lum bir qonuniyat asosida namoyon bo'ladi. to'lqin uzunlik kamayishi bilan elektromagnit nurlanishning korpuskulyar xususiyatlari ko'proq namoyon bo'ladi. aksincha, to'lqin uzunlik ortishi bilan to'lqin xususiyat yuzaga chiqa boshlaydi.

Elektromagnit nurlanishda ikkala ikkala xususiyat bir vaqtida mavjud ekan, ular orasida bog'lanish ham bo'lishi kerak albatta. To'lqin xususiyatidan foydalanib, intensivlik to'lqin amplitudasining kvadratiga proporsional degan edik. Nurlanish – fotonlar oqimi deb hisoblaganda intensivlik fotonlar soniga teng edi. Demak, fotonning fazoning biror joyiga tushish ehtimolligi to'lqin amplitudasining kvadratiga proporsionaldir.

Shunday qilib, elektromagnit to'lqin fizik nuqtai nazardan real ob'ekt bo'lib, u to'lqingga ham korpuskulaga ham o'xshamaydi. To'lqin va korpuskula tasavvurlari hodisalarni talqin qilishda foydalanilgan modellar bo'lib, ular nurlanishning bir-biri bilan uzviy bog'langan turli xususiyatlarini aks ettirib, ba'zi sharoitlarda nurlanishning tabiatini, asosan, korpuskulyar xususiyatlar bilan aniqlanib, to'lqin xususiyatlar esa tekshirilayotgan hodisaning unchalik ahamiyatga ega bo'lмаган xislatlarni ifodalaydi. Boshqa xil sharoitlarda esa nurlanishning to'lqin tabiatini o'rGANILAYOTGAN hodisaning asosiy xislatlarni aniqlaydigan darajada katta ahamiyatga ega bo'ladi. bu hollarda nurlanishning korpuskulyar xususiyati hodisaning ikkinchi darajali xossalarni aniqlashga yordam beradi

5 – BO'LIM. NISBIYLIK NAZARIYASI

Ushbu bo'limga bir ISSdan boshqa ISSga o'tganda almashtirishlar hamda almashtirishlardan kelib chiqadigan natijalar, koordanata vaqt hamda mexanik kattaliklar qanday o'zgarishi ko'rib chiqiladi. Almashtirishlar ikki xil bo'lib, ulardan birinchisi past tezliklar uchun, ikkinchisi esa yuqori tezliklar uchun koordinata va vaqtini orasida bog'lanishni ifodalaydigan almashtirishlardir. Undan tashqari past tezliklar va katta tezliklar uchun nisbiylik prinsiplari, mexanik kattaliklarning tezlikka bog'liqligi hamda klassik mexanika relyativistik mexangikaning past tezliklar uchun o'rinci bo'lgan xususiy holi ekanligi tushuntiriladi.



5.1.1. Mavzu: Galiley almashtirishlari va undan kelib chiqadigan natijalar

Galileyning nisbiylik prinsipi:

Kishilikning fazo va vaqt to'g'risidagi tasavvurlari uning butun rivojlanish tarixi davomida, kundalik tajribalar hamda kuzatishlari asosida shakllangan. Insoniyat tarixida birinchi bo'lib I. Nyuton absalyut vat va absalyut fazo tushunchalarini kiritdi. Unga ko'ra fazo o'zicha alohida, mustaqil holatda ya'ni, absalyut holatda mayjud bo'lib, u uch o'qli koordinatalardan tashkil topadi. Vaqt ham o'zicha alohida, mutaqil holatda, ya'ni absalyut holatda mayjud bo'lib, u bir o'qlidir. Boshqacha aytganda vaqt o'tmishdan kelajakka tomon boruvchi hamda orqaga qaytmaslik xususiyatgi ega. Fazo va vaqt ayri-ayri holatda mavjuddir va ular o'rtasida hech qanday bog'liqlidik yo'qdir. Fazo vaqtning o'tish maromiga ta'sir ko'rsatmaydi va aksincha, vaqt o'tishi fazoga bog'liq emas. Undan tashqari vaqt o'tish maromi har qaysi vaqtida va fazoning har qaysi nuqtasida bir xildir, ya'ni vaqt bir jinslidir. Xuddi shuningdek, fazo ham bir jinsli va izotropik xususiyatga ega, ya'ni fazoning har bir nuqtasi biri-biriga o'rin almashinuvchan, muqobil hamda fazoning barcha yo'nalishlarining xususiyatlari birday.

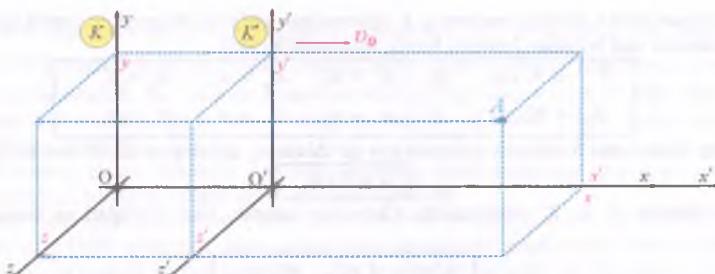
Shunday qilib, Nyuton mexanikasi vaqt absalyut, vaqt bir jinsli deb, fazo ham absalyut, fazo bir jinsli va izotropik deb hisoblaydi.

Bir inersial sanoq sistemasi (ISS)dan boshqa ISSga o'tganda biror mexanik kattalikni ifodalovchi formula o'z ko'rinishimi o'zgartiradimi yoki saqlab qoladimi degan savol qiziqarli edi. Agar to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayogan kema kayutasi ichida biror mexanik tajriba o'tkazilsa, tajriba natijasi xuddi Erdagi kabi bir xil bo'ladimi yoki boshqacharoq natija chiqadimi? Galiley tomonidan ko'plab o'tkazilgan tajriba natijalari ISSning harakatlanayotgani yoki tinch turganiga bog'liq emasligini ko'rsatdi, ya'ni aynan bir xil sharoit yaratilganda ayni bir tajriba natijalari barcha ISSlarda bir xil chiqdi. Masalan, kema kayutasi ichida biror h balandlikdan tashlangan jismning tushish vaqtı $t = \sqrt{\frac{2h}{g}}$ formula natijasi bilan bir xil yoki kema kayutasi ichidagi matematik mayatnikning tebranish davri $T = 2\pi\sqrt{\frac{L}{g}}$ formula natijasi bilan bir xil chiqdi. Demak, bir ISSdan boshqa ISSga o'tganda biror mexanik kattalikni aniqlaydigan qonun yoki formula o'z ko'rinishini saqlab qolar ekan. O'tkazilgan tajriba natijasi bir xil bo'lgani uchun kema harakatlanayotgani yoki tinch turganini payqab bo'lmas ekan. Ushbu aytilgan fikrlar Galileyning nisbiylik prinsipi bo'lib, u quyidagicha ta'riflanadi:

Barcha mexanik hodisalar barcha ISSlarda bir xilda ro'y beradi, biror kattalikni aniqlaydigan formula ko'rinishi o'zgarmaydi, barcha ISSlar teng huquqli. ISS harakatlanayotgani yoki tinch turganini ISS ichida o'tkazilgan hech bir mexanik tajriba yordamida aniqlab bo'tmaydi.

Galiley almashtirishlari:

Bir ISSdan ikkinchi ISSga o'tish qoidalari odatda koordinata va vaqt uchun almashtirish formulalari bilan amalga oshiriladi. Agar koordinata sistemalalari qo'zg'almas bo'lsa, koordinatalar oddiy geometrik qoidalari asosida hisoblanadi. Koordinata sistemalari bir-biriga nisbatan harakatlanganda esa ISSdagagi koordinatalar vaqt bo'yicha o'zgarib turadi. Bu holatda koordinatalarni aniqlash klassik mexanikada almashtirishlari yordamida, relyativistik (katta tezliklar) mexanikada esa Lorents almashtirishlari yordamida amalga oshiriladi.



5.1.1.1-rasm

Aytaylik, ixtiyoriy K va K' ISSlar berilgan bo'lib, ularidan birinchisi Yerga nisbatan tinch bo'lib, ikkinchisi esa birinchisiga nisbatan ixtiyoriy yo'nalishda (oson bo'lishi uchun Ox o'qi yo'nalishida) ϑ_0 tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin (5.1.1.1-rasm). Boshlang'ich ($t = 0$) vaqtida bu sistemalarning boshi ustma-ust tushsin. Vaqt absalyut bo'lgani uchun ixtiyoriy vaqt onida ham K va K' sistemalarida soatlarning ko'rsatishlari bir xil, ya'ni $t = t'$ bo'ladi. K' sistemada ixtiyoriy t' paytda x' koordinatada turgan jismning K sistemadagi koordinatasi $x = x' + \vartheta_0 t$ bo'ladi. Chunki, t vaqtida K sistema K' sistemaga nisbatan $\vartheta_0 t$ masofaga siljiydi. Xuddi shuningdek, K' sistemadan K sistemaga o'tganda koordinatalar orsidagi bog'lanish $x' = x - \vartheta_0 t$ bo'ladi. Harakat faqat Ox o'qida sodir bo'lgani uchun qolgan ikkita o'qdagi koordinatalar vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi, ya'ni $\begin{cases} y = y', & z = z' \\ y' = y, & z' = z \end{cases}$ bo'ladi.

Bir ISSdan boshqa ISSga o'tganda koordinata va sistemalardagi kechadigan vaqtlar orasidagi Galiley almashtirishlarini umumlashtirib quyidagiicha yozish mumkin:

$$\boxed{\begin{aligned} K' \rightarrow K \delta a, \quad x = x' + \vartheta_0 t, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = t' \\ K \rightarrow K' \delta a, \quad x' = x - \vartheta_0 t, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t \end{aligned}}$$

Galiley almashtirishlari yorug'lik tezligiga nisbatan juda past tezliklar uchun o'rinnlidir. K va K' ISSlarda sinxronlashgan soatlarning ko'rsatishlari har doim bir xil, ya'ni K sistemaning sanoq boshiga qo'yilgan soat ko'rsatishi bo'yicha K' sistemadagi vaqtini ham aytib berish mumkin. Sanoq sistemalarining ixtiyoriy nuqtalaridagi vaqtlar ham har doim birday bo'ladi. Shuning uchun ikkala sistemadagi soat ko'rsatishlari $t = t'$ bo'ladi. Shuni ham esdatib o'tisho' kerakki, galiley almashtirishlari faqtigina klassik mexanika qonunlari uchun o'rinnlidir. Klassik mexanika qonunlari esa yorug'lik tezligidan juda past tezliklar bilan sodir bo'ladiqan harakatlardagina to'la bajarildi. Katta tezliklarda esa ($\vartheta \sim c$) Nyuton mexanikasi qonunlaridan chetlanishlar kuzatiladi. Bunda fazo va vaqt to'g'risidagi kundalik tasavvurlarimizni o'zgartirishimizga to'g'ri keladi.

Galiley almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalar:

Galiley almashtirish formulalaridan foydalanib klassik mexanikadagi tezliklarni qo'shish formulalarini keltirib chiqarish mumkin bo'ladi. Aytaylik moddiy nuqta K' sistemada to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan bo'lsin. K' sistemaning o'zi esa tinch turgan K sistemaga nisbatan harakatlanayotgani uchun moddiy nuqtaning K sistemadagi tezligini topish uchun har ikkala tezlikni hisobga olish kerak bo'ladi. Moddiy nuqtaning K sistemadagi tezligini aniqlash uchun yuqoridaq Galiley almashtirishlaridan vaqt bo'yicha hosila olish kifoya.

$$\boxed{\begin{aligned} K' \rightarrow K \delta a, \quad \vartheta_x = \vartheta'_x + \vartheta_0, \quad \vartheta_y = \vartheta'_y, \quad \vartheta_z = \vartheta'_z \\ K \rightarrow K' \delta a, \quad \vartheta'_x = \vartheta_x - \vartheta_0, \quad \vartheta'_y = \vartheta_y, \quad \vartheta'_z = \vartheta_z \end{aligned}}$$

Yuqoridaq formuladan foydalanib tezliklarni qo'shishning quyidagi qoidasini yozsak bo'ladi:

$$\bar{\vartheta} = \bar{\vartheta}' + \bar{\vartheta}_0$$

Xuddi shuningdek, moddiy nuqta K' sistemada to'g'ri chiziqli tekis tezlanuvchan harakat qilayotgan bo'lsin. K' sistemaning o'zi esa tinch turgan K sistemaga nisbatan o'zgarmas tezlanish bilan

harakatlanayotgan bo'lsa, moddiy nuqtaning K sistemadagi natijaviy tezlanishini topish uchun Galiley almashtirishlaridan vaqt bo'yicha 2-tartibli hosila olish etarli bo'ladi.

$$K' \rightarrow K \partial a, \quad a_x = a'_x + a_0, \quad a_y = a'_y, \quad a_z = a'_z$$

$$K \rightarrow K' \partial a, \quad a'_x = a_x - a_0, \quad a'_y = a_y, \quad a'_z = a_z$$

Yuqoridagi formuladan foydalanib tezlanishlarni qo'shishning quyidagi qoidasini yozsak bo'ladi:

$$\ddot{a} = \ddot{a}' + \ddot{a}_0$$

Bulardan tashqari K va K' sistemalarda o'changan uzunlik, vaqt oraliqlari va massalar bir xil bo'ladi.

$$\ell = \ell', \quad t = t', \quad m = m'$$

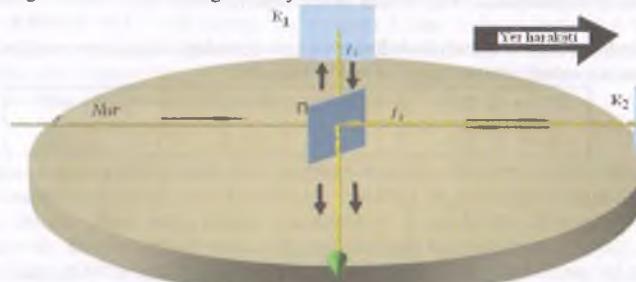
Galiley almashtirishlari bir ISSdan boshqa ISSga o'tganda manekin kattaliklar o'zaro qanday munosobatda bo'lishini juda yaxshi tushuntirib berdi. Faqat shuni eslatish kerakki, bu shartlar yorug'lik tezligidan juda kichik tezliklarda bajariladi. Yorug'lik tezligiga yaqin tezliklarda esa fazo va vaqt haqidagi klassik tasavvurlarimizni qayta ko'rib chiqish kerak bo'ladi.

5.1.2. Mavzu: Efir gipotezasining muvaffaqiyatsizligi.

Nisbiylik nazariyasining postulatlari.

Efir gipotezinining muvaffaqiyatsizligi:

Galiley almashtirishlariga ko'ra ISSning harakat tezligini hech bio mechanik tajribalar natijasida aniqlab bo'lmaydi. Shunday ekan, buni optik hodisalar yordamida aniqlab bo'lmasmikan degan savol tug'ildi. XIX asning oxirlarida ana shunga A. Maykelson va E. Morli tomonidan urinib ko'rildi.



5.1.2. I-rasm

Ular quyidagicha fikr yuritishdi: Agar olam efiri Quyoshga nisbatan tinch deb qarasak, Yerning Quyosh atrofidagi harakatidi bir vaqtida efiriga nisbatan harakatini ham beradi. Yer Quyosh atrofida yillik aylanma harakat qilgani uchun Yer sirtida yorug'lik nurining tarqalish tezligi turlicha bo'lish kerak. Yorug'likning Yer orbitasi bo'ylab va orbitagaga perpendikulyar yo'nalishdagи tarqalish tezliklari turlicha bo'lishi kerak va ana shu farqga asoslanib erving olam efiriga nisbatan harakat tezligini aniqlash mumkin. Maykelson va Morli yorug'likning bu ikki yo'nalish bo'yicha tarqalish tezligini interferensiya natijasiga ko'ra taqqoslashdi. Tajribalar juda ko'p martalab takrorlandi va har safar xil natijaga ega bo'lishdi. Tajribalar yilning har fasilda (bahor, yoz, kuz, qish), kunning har xil paytlari (ertalab, tush, kechqurun va tun), turli yo'nalishlarda (Yer orbitasi bilan turlicha burchaklar hosil qilib) takrorlandi. Lekin, har safar bir xil $c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ javob olindi (5.1.2.1-rasm).

Demak, Yer harakati yorug'lik nuri tarqalishiga hech qanday ta'sir etmas ekan. Hech qanday efir shamoli qayd etilmadi. Buni xuddi 120 km/soat tezlikda ketayotgan yo'lovchi mashina oynasidan boshini chiqarcayu, lekin hech qanday shamolni sezmagandek tushunish mumkin. Bundan tashqari efir va yorug'lik tezligini aniqlash bo'yicha Lorens, Gers, Fizo, Bredli, Rits kabi olimlar bir qator tajribalar o'tkazdi. Tajriba natijalariga ko'ra hech qanday efir shamoli aniqlanmadı. Efir gipotezasi olimlar tomonidan rad etildi.

Nisbiylik nazariyasining postulatlari:

Relyativistik mexikananing asosini A.Eynteyn tomonidan 1905-yilda yaratilgan maxsus nisbiylik nazariysi (MNN) tashkil qiladi va u asosan kuchsiz gravitatsion maydonlar uchun fazo va vaqt haqidagi fizik nazariya hisoblanadi. Bu nazariya Nyuton mexanikasining barcha tasavvurlarini, ayniqsa fazo va vaqt haqidagi tasavvurlarni qayta ko'rib chiqishni taqozo etdi. MNN fizik hodisa qonuniyatlarini faqatgina ISSda o'rganadi.

A.Eynshteyning maxsus nisbiylik nazariysi quyidagi ikkita postulatga (prinsipga) asoslangan: 1) nisbiylik prinsipi; 2) yorug'lik tezligining o'zgarmaslik prinsipi.

1-postulat: Tabiatdagi barcha protsesslar har qanday inersial sanoq sistemasida bir xilda yuz beradi.

Bu degan so'z fizika qonunlari (biror qonuniyatni tavsiflovchi tenglamalar) barcha inersial sanoq sistemalarda bir xil shaklda bo'ladi demakdir. Fizik jarayonlarning sodir bo'lish qonun (formula) lariga

tezlik ta'sir qilmaydi. Masalan, tinch turgan ISS uchun tezlik $\vartheta = \frac{s}{t}$ zichlik $\rho = \frac{m}{V}$, tok kuchi $I = \frac{q}{t}$,

fokus masofasi $\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}$ formulalar yordamida aniqlansa, harakatlanayotgan ISS uchun ham tezlik

$\vartheta = \frac{s}{t}$ zichlik $\rho = \frac{m}{V}$, tok kuchi $I = \frac{q}{t}$, fokus masofasi $\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}$ formulalar yordamida aniqlanadi.

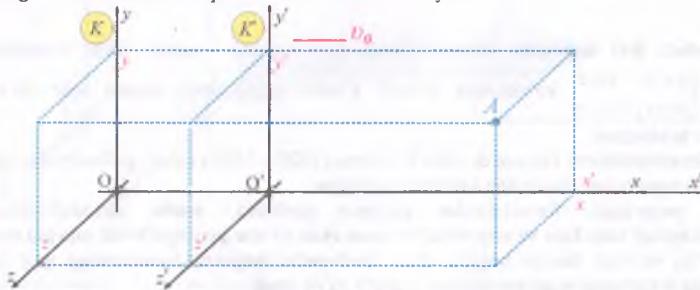
Kattalaikni aniqlaydigan formula ko'rinishi o'zgarmaydi. Boshqacha aytganda, qonunlar ISSlariga nisbatan invariantdir. Galiley ushbu prinsipi faqat mexanik hodsalarga taalluqli degan bo'lسا, Eynshtey esa ushbu prinsip barcha tabiat hodisalariga talluqlidir deya ta'kidlagan.

2-postulat: Yorug'likning vakuumdagi tezligi barcha inersial sanoq sistemalari uchun bir xildir. U manbaning tezligiga ham yorug'lik tezligini qabul qilgichning tezligiga ham bog'liq emas.

Bu ikki postulat juda ko'plab o'tkazilgan tajribalarda o'z isbotini topdi. Masalan, Fizo tajribalarida yorug'lik yorug'lik tarqalayotgan muhitning tezligiga bog'liq emasligini ko'rsatgan bo'lسا, Maykelson va Morli tajribalari esa yorug'lik tezligi o'z manbasining tezligiga bog'liq bo'lmasligini ko'rsatdi. Massa markazi atrofida katta tezlikda aylanayotgan qo'shaloq yulduz harakatini o'rganish va boshqa tajriba natijalari yorug'lik tezligi na yorug'lik manbasining va na kuzatuvchining tezligiga bog'liq emasligini isbotladi. Shuningdek, yorug'likning vakuumda tarqalish tezligi tabiatdagi tezliklar ichida eng kattasi bo'lib uning qiymati $c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ ga teng. Har qanday ta'sirning uzatilishi tezligi yorug'likning bo'shiqdagi tezligidan katta bo'lishi mumkin emas.

5.1.3. Mavzu: Lorents almashtirishlari

Lorents almashtirishlari darab inersial sanoq sistemasidan ikkinchisiga o'tganda x, y, z koordinatalar bilan bir qatorda vaqt ham o'zgaruvchan kattalik deb qaraladi. Agar Yerga bog'langan ISSda fazo va vaqt x, y, z, t bilan belgilansa, bu nisbatan ilgarilanma harakat qilayotgan boshqa ISSda fazo va vaqt x', y', z', t' bilan belgilanadi. Bu ISSlarida vaqtlar birday bo'lmaydi, ya'ni $t \neq t'$ bo'ladi. Lorents Galiley almashtirishlariga tuzatma kiritish orqali o'z almashtirishlarini yaratdi.



5.1.3.1-rasm

K va K' inersial sanoq sistemalari berilgan bo'lsin. K' sistema K sistemaga nisbatan ϑ_0 tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lسا, ixtiyoriy A nuqtaning K va K' sistemalaridagi holatlari va sistemalardagi kechadigan vaqtlar orasidagi Lorents almashtirishlari quyidagicha bo'ladi (5.1.3.1-rasm):

$$K' \rightarrow K \text{ da}, \quad x = \frac{x' + \beta_0 t'}{\sqrt{1 - \frac{\beta_0^2}{c^2}}}, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = \frac{t' + \frac{\beta_0}{c^2} x'}{\sqrt{1 - \frac{\beta_0^2}{c^2}}}$$

$$K \rightarrow K' \text{ da}, \quad x' = \frac{x - \beta_0 t}{\sqrt{1 - \frac{\beta_0^2}{c^2}}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t - \frac{\beta_0}{c^2} x}{\sqrt{1 - \frac{\beta_0^2}{c^2}}}$$

Isboti: Lorents Galiley almashtirishlariga γ tuzatma kiritdi. Unga ko'ra bir ISSdan 2-siga o'tganda koordinatalar $\begin{cases} x = \gamma(x' + \beta_0 \cdot t') \\ x' = \gamma(x - \beta_0 \cdot t) \end{cases}$ bo'ladi. Sistemadagi tenglamlarni bir-biriga ko'paytirib,

$x x' = \gamma^2 (x' + \beta_0 \cdot t')(x - \beta_0 \cdot t)$ ni hosil qilamiz. Agar $\begin{cases} x = c t \\ x' = c t' \end{cases}$ ekanini e'tiborga olsak,

$c^2 t t' = \gamma^2 (c t' + \beta_0 t')(c t - \beta_0 t), \rightarrow c^2 t t' = \gamma^2 (c + \beta_0)(c - \beta_0) t t', \rightarrow c^2 = \gamma^2 (c^2 - \beta_0^2)$ kelib chiqadi. Bundan $y = \frac{c}{\sqrt{c^2 - \beta_0^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\beta_0^2}{c^2}}}$ kelib chiqadi. Demak, Lorents almashtirishlariga ko'ra koordinataning ko'rinishi K

sistemadan K' sistemaga o'tilganda $x = \gamma(x' + \beta_0 \cdot t') = \frac{x' + \beta_0 \cdot t'}{\sqrt{1 - \frac{\beta_0^2}{c^2}}}$ ko'rinishni, K' sistemadan K sistemaga o'tilganda esa $x' = \gamma(x - \beta_0 \cdot t) = \frac{x - \beta_0 \cdot t}{\sqrt{1 - \frac{\beta_0^2}{c^2}}}$ ko'rinishni olar ekan. Endi $\beta = \frac{\beta_0}{c}$ deb belgilash kiritib koordinalar

bog'langan formulani davom ettiraylik. Bunda sanoq sistemalaridan bir-biriga o'tganda vaqtlar orasidagi bog'lanishni ifodalovchi formulani topamiz.

$$x = \frac{x' + \beta_0 t'}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} (x' + \beta_0 t') = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \left(\frac{x - \beta_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}} + \beta_0 t' \right), \rightarrow x(1 - \beta^2) = x - \beta_0 t + \beta_0 t'(1 - \beta^2), \rightarrow x - x\beta^2 = x - \beta_0 t + \beta_0 t', \rightarrow$$

$$\rightarrow t' = \frac{\beta_0 t - x\beta^2}{\beta_0\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{x\beta^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Shunday qilib K sistemadan K' sistemaga o'tilganda vaqtlar orasidagi bog'lanish $t' = \frac{t + \frac{\beta_0}{c^2} x}{\sqrt{1 - \frac{\beta_0^2}{c^2}}}$ ko'rinishda bo'lar ekan. Agar K' sistemadan K sistemaga o'tilsa, bu bog'lanish

ko'rinishni oladi. Ikki sistemadan biridan ikkinchisiga o'tilganda qolgan ikkita koordinatalar orasidagi bog'lanish $\begin{cases} y = y', \\ y' = y, \end{cases}$ $\begin{cases} z = z', \\ z' = z \end{cases}$ ko'rinishda bo'ladi. Chunki, bu o'qlarda harakat sodir bo'lmaydi. Lorents formulalari to'la isbotlandi.

Ushbu almashtirishlarni Daniyalik olim L.Lorenz (1829 - 1891) emas, gollandiyalik olim H.Lorentz (1853 - 1928) tomonidan 1904-yilda keltirib chiqarilgan.

Demak, yuqoridagi formulalardan ko'rinish turibdiki, ushbu almashtirishlarida Galiley almashtirishlaridagi kabi fazo va vaqt absalyut emas ekan va ular ayri-ayri holda mavjud emas ekan. Fazo vaqtga bog'liq va vaqt fazoga bog'liq ekan. Boshqacha aytganda koordinataga vaqt ta'sir etadi va aksincha, vaqt o'tish maromiga koordinata va tezlik ta'sir etadi.

Lorens formulalari fizika rivojanishi tarixida keskin o'zgarishlar yasadi va olimlar o'rtasida juda katta shov-shuvlarga sabob bo'ldi. Lorens almashtirishlarini tasavvur qilish uchun kundalik turmushimizda o'rganib qolgan klassik tasavvurlaridan voz kechishni hamda fazo-vaqt to'g'risida yangicha qarashlarni shakllantirishni talab qilar edi.

5.1.4. Mavzu: Lorents almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalar

Soatlarni sinxronlashtirish:

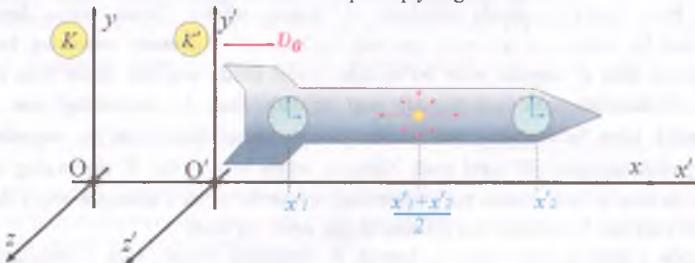
Lorents almashtirishlaridan qanday natijalar kelib chiqishini o'rganishimizdan oldin soatlarning aynan teng yurishini, ya'ni soatlarning sinxron ishlayotganini tekshirib olishimiz kerak bo'ladi. Soatlarni sinxronlashtirish masalasi anche jiddiy masaladir. Agar radiodan soat 12dan 15 daqiqa o'tganini eshitgandan keyin soatimizni 12¹⁵ ga to'g'rilaşak, soatimiz radioda aytigelan soatga sinxron bo'lmaydi, balki biroz orqada yuradi. Soatimizni to'g'rilaşganda radiodan bizgacha tovush to'lqinlari $\Delta t = \frac{\ell}{c}$ vaqtida etib kelishi va soatni to'g'rashimiz ham inersiya hisobiga ma'lum Δt_2 vaqt olishini hisobga olishimiz kerak. Demak, soatimizni eshitgan vaqtga qaraganda $\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2$ vaqt oldinroq surishimiz kerak ekan. Soatlarni eng aniq sinxronlashtirish uchun fototok hisobiga ishlaydigan ikkita soatni qorong'u joyda bir-biridan ma'lum ℓ masofada joylashtiramiz. Bu soatlar orasidagi masofaning o'rtasiga kuchli yorug'lik chiqaruvchi yorug'lik manbaini kiritamiz. Ana shu yorug'lik manbaini yoqqan vaqtimizda yorug'lik signali ikkala soatga bir xil $\Delta t = \frac{\ell}{2c}$ vaqtida etib keladi va soatlar ayni bir vaqtida ishga tushib, ular o'zaro sinxron ishlay boshlaydi. Lekin soatlar ko'rsatadigan vaqt biz yorug'lik manbaini yoqqan vaqtimizdan $\Delta t = \frac{\ell}{2c}$ vaqt orqada yuradi.

Bir vaqtlikligining nisbiyligi:

Galiley almashtirishlariga ko'ra barcha sanoq sistemalarida ham soatning yurish maromi bir xil, ya'ni vaqt o'tish jadalligi bir xil edi. Boshqacha aytganda, qo'zg'almas K sanoq sistemasining koordinatalar boshi O nuqtaga qo'yilgan soat fazoning barcha nuqtalaridagi va barcha sanoq sistemalaridagi vaqt o'tishini o'lichash uchun etarli edi. Lekin, ta'sir uzatish tezligi chekli qiymatga ega bo'lgani uchun Lorents almashtirishlariga asosan fazoning har bir nuqtasi hamda har bir ISS uchun alohida-alohida sinxronlashgan soatlar kerak bo'ladi.

K' sanoq sistemasining x'_1 va x'_2 'nuqtalarida aynan bir t' vaqtida ikki voqeal sodir bo'lsin. Ikki voqeani aynan bir vaqtida sodir etish uchun K' sanoq sistemasida x'_1 va x'_2 'nuqtalarining o'rtasidagi $x_0' = \frac{x'_1 + x'_2}{2}$ nuqtaga elektr kalitini o'rnatamiz. Bu kalit ulanganda elektr signali x'_1 va x'_2 'nuqtalarga bir

vaqtida etib keladi va bu soatlar sinxron ishlay boshlaydi. Aytaylik, ana shu soatlarning 12⁰⁰ ga bong urish voqeasini K sistemadagi kuzatuvchi ham aynan bir 12⁰⁰ vaqtida qayd qiladimi yoki bu voqealar K sanoq sistemasida turli paytlarda sodir bo'ladi? Lorents almashtirishlariga ko'ra har bir voqeaning K sanoq sistemasida sodir bo'lish koordinatalari va vaqtleri quyidagicha bo'ladi:



5.1.4. 1-rasm

$$x_1 = \frac{x'_1 + \mathcal{G}_0 \cdot t'}{\sqrt{1 - \left(\frac{\mathcal{G}_0}{c}\right)^2}}; \quad t_1 = \frac{t' + \frac{\mathcal{G}_0}{c} \cdot x'_1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\mathcal{G}_0}{c}\right)^2}} \quad \text{va} \quad x_2 = \frac{x'_2 + \mathcal{G}_0 \cdot t'}{\sqrt{1 - \left(\frac{\mathcal{G}_0}{c}\right)^2}}; \quad t_2 = \frac{t' + \frac{\mathcal{G}_0}{c} \cdot x'_2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\mathcal{G}_0}{c}\right)^2}}.$$

Demak, yuqorida formuladan ko'rinish turibdiki, K' sistemada turli nuqtalarda bir vaqtida sodir bo'lgan voqealar K sistemada ham bir vaqtida sodir bo'lmas ekan. K sistemadagi kuzatuvchi x'_1

nuqtada sodir bo'lgan voqeani x_1 ' nuqtadagi voqeadan kechikib qayd etadi. Bunda kechikish vaqtı Δt quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{\frac{g_0}{c^2} \cdot (x_2 - x_1)}{\sqrt{1 - \left(\frac{g_0}{c}\right)^2}}$$

Demak, K sistemadagi kuzatuvchi birinchi voqeani ertaroq, ikkinchi voqeani esa Δt vaqt kechikib qayd etar ekan. Lekin har ikkala voqe ham soat 12^{00} dan kechikib qayd etiladi. Chunki signal uzatishning eng katta tezligi c ga teng bo'lib, biror masofa bosib o'tish uchun albatta vaqt talab etadi. Masalan, birinchi signal 12^{10} da etib kelsa, ikkinchi signal esa 12^{11} da etib keladi.

Yuqoridaq formuladan ko'rinih turibdiki, x_1 ' va x_2 'nuqtalar orasidagi masofa qancha katta bo'lsa, kechikish vaqtı ham shuncha ortib ketar ekan. Kechikish vaqtı $\Delta t = 0$ bo'lish uchun K ' sistemada voqealar aynan bitta x ' nuqtada bir vaqtda sodir bo'lish kerak ekan. Shunda K sistemadagi kuzatuvchi ikkala voqeani ham aynan bir t vaqtda qayd etadi. Yoki K sistemadagi kuzatuvchi ikkala voqeani aynan bitta t vaqtda qayd etish uchun x_2 ' nuqtadagi voqeani x_1 ' nuqtadagi voqeadan $\Delta t'$ muddat oldinroq sodir bo'lish kerak. Shunda K sistemadagi kuzatuvchiga x_2 ' nuqtadagi voqeani kechikmasdan keladi. Bunda $\Delta t'$ muddat quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta t' = \frac{g_0}{c^2} (x_2 - x_1)$$

Ishboti: K sistemadagi kuzatuvchi ikkala voqeani t vaqt onida qayd etdi. Boshqacha aytganda, $t = t_1 = t_2$ bo'ladi. Bundan so'ralgan kattalikni aniqlashimiz mumkin bo'ladi.

$$t = \frac{t_1 + \frac{g_0}{c^2} \cdot x_1}{\sqrt{1 - \left(\frac{g_0}{c}\right)^2}} = \frac{t_2 + \frac{g_0}{c^2} \cdot x_2}{\sqrt{1 - \left(\frac{g_0}{c}\right)^2}}; \rightarrow t_1 + \frac{g_0}{c^2} \cdot x_1 = t_2 + \frac{g_0}{c^2} \cdot x_2 \rightarrow \Delta t' = t_1 - t_2 = \frac{g_0}{c^2} (x_2 - x_1).$$

Shunday qilib bir vaqttilik nisbiy tushuncha ekan. Ikki voqeanning bir vaqtda sodir bo'lishi faqat voqealar sodir bo'layotgan ISS uchun o'rinih bo'lib, boshqa ISSlar uchun esa bir vaqttilik buziladi.

Vaqt oraliq'ining nisbiyligi:

Nyuton mexanikasi tasavvuriga ko'ra vaqtning o'tishi barcha ISSlarida aynan bir xildir, ya'ni vaqt o'tishi absalyutdir. Nisbiylik nazariyasiga ko'ra esa biror voqeanning davom etish vaqtı turli ISSlarida turliche bo'ladi, ya'ni vaqt o'tishi nisbiydir. Faraz qilaylik, harakatlanayotgan K ' sistemaning ixtiyoriy x ' nuqtasida biror voqeani t_1 ' paytda boshlanib, t_2 ' paytda tugasini. Bunda voqeani davomiyligi K ' sistemadagi soat bo'yicha $\tau_0 = \Delta t' = t_2 - t_1$ ga teng bo'ladi. K ' sistemada voqeanning boshlanishi va tugallanishi aynan bitta x ' nuqtada sodir bo'lmoqda. Qaysi ISSda voqealar aynan bitta nuqtada sodir bo'lsa, o'sha ISSda o'lchangan vaqt **xususiy vaqt** deyiladi. Endi K ' sistemadagi soat K sistemaga nisbatan g_0 tezlik bilan harakatlanayotgani uchun K sistemadagi kuzatuvchi bu voqealarni t_1 paytda boshlanib, t_2 paytda tugaganligini qayd etadi. Natijada, voqeani davomiyligi K sistemadagi soat bo'yicha $\tau = \Delta t = t_2 - t_1$ ga teng bo'ladi. Bunda turli ISSlaridagi soatlar bo'yicha o'lchangan voqeani davomiyliklari aynan bir xilmi yoki ular bir-biridan farq qiliadimi degan savol tug'iladi.

K ' sistemada o'tgan xususiy vaqt τ_0 hamda K sistemada o'tgan vaqt τ orasidagi bog'lanish quyidagicha bo'ladi:

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - (g_0/c)^2}} = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Ishboti: Bu formulani ikki xil usulda isbotlash mumkin:

I-usul

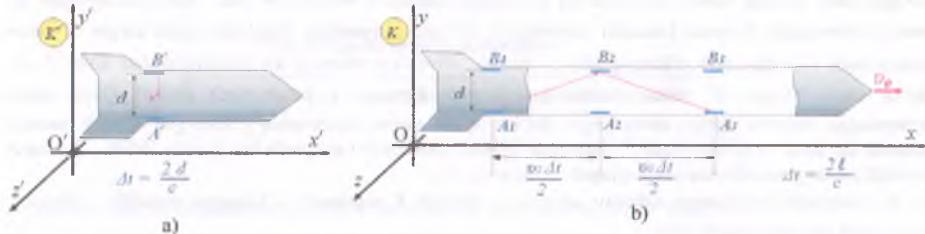
K' sistemaning ixtiyoriy x' nuqtasida voqealarning boshlanish va tugash vaqtleri t_1' va t_2' bo'lsa, K sistemada esa bu voqealar t_1 paytda boshlanib, t_2 paytda tugaydi. Buzdan sistemalardagi voqealarning davomiyliklari $\tau_0 = \Delta t' = t_2' - t_1'$ va $\tau = \Delta t = t_2 - t_1$ orasidagi bog'lanishni aniqlashimiz so'ralgan. Lorents almashtirishlariga ko'ra K sistemadagi kuzatuvchi voqealarning boshlanishi va tugashini

$$t_1 = \frac{t_1' + (\beta_0/c^2) \cdot x'}{\sqrt{1 - (\beta_0/c)^2}} \text{ va } t_2 = \frac{t_2' + (\beta_0/c^2) \cdot x'}{\sqrt{1 - (\beta_0/c)^2}}$$

paytlarda qayt etadi. Natijada K sistemadagi soat bo'yicha $\tau = \Delta t = t_2 - t_1 =$

$$\frac{t_2' + (\beta_0/c^2) \cdot x'}{\sqrt{1 - (\beta_0/c)^2}} - \frac{t_1' + (\beta_0/c^2) \cdot x'}{\sqrt{1 - (\beta_0/c)^2}} = \frac{t_2 - t_1}{\sqrt{1 - (\beta_0/c)^2}} = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - (\beta_0/c)^2}}$$

2-usul



5.1.4.2-rasm

Aytaylik, kosmik kema Yerga nisbatan β_0 tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin. K sistema Yerga, K' sistema esa kosmik kemaga bog'langan ISS bo'lsin. Kosmik kema ikkita yon devorida A' va B' nuqtalarda ($A'B' = d$) ko'zgular o'rnatilgan bo'lsin. Biror vaqt onida uchuvchi A' nuqtadan B' nuqtaga qaratib yorug'lik uchquni yuborsin (masalan, fonarni bir yoqib o'chirsin). Bu uchqunning narigi devordagi ko'zgudan qaytib kelish vaqt $r_0 = \frac{2d}{c}$ ga teng bo'ladi. Erdagi kuzatuvchi esa A nuqtadan yuborilgan uchqun B_1 nuqtadagi ko'zgudan qaytib A_2 nuqtaga etib kelganini qayd etadi. Natijada, u kosmik kema harakatini ham inobatga olib yorug'likning narigi ko'zgudan qaytib kelishda jami $2\ell = 2\left(\frac{\beta_0\tau}{2}\right)^2 + d^2$ ga teng masofa o'tganligini aniqlaydi. Demak, Erdan

turib kuzatganda yorug'lik ko'proq yo'l bosib o'tar ekan, ya'ni $2d < 2\ell$ bo'ladi. YOrug'lik nuri $2d$ masofani ham c tezlik bilan, 2ℓ masofani ham c tezlik bilan o'tsa, uzoqroq masofani o'tish uchun uzoqroq vaqt sarflanish kerak degan fikr yuzaga keladi. Demak, yorug'lik nuri qaysi ISSda eng kam yo'l o'tgan bo'lsa, o'sha ISSda turib o'lchangan vaqt ham eng kichik bo'lish kerak ekan, ya'ni xususiy vaqt eng kichik vaqtadir degan xulosa kelib chiqadi. Erdagi kuzatuvchi uchun yorug'lik nuri 2ℓ masofani o'tish vaqt $\tau = \frac{2\ell}{c} = \frac{2\sqrt{(\beta_0\tau/c)^2 + d^2}}{c}$ bo'ladi.

Bundan faydalab so'ralgan kattalikni aniqlash mumkin.

$$\left(\frac{c\tau}{2}\right)^2 = \left(\frac{\beta_0\tau}{2}\right)^2 + d^2 \Rightarrow \frac{c^2 - \beta_0^2}{4}\tau^2 = d^2 \Rightarrow \frac{c^2 - \beta_0^2}{4}\tau^2 = \frac{c^2\tau_0^2}{4} \Rightarrow \tau = \frac{c}{\sqrt{c^2 - \beta_0^2}}\tau_0 = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - (\beta_0/c)^2}} = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

SHunday qilib, kosmik kema ichida uchqun berilish voqeasi va uni yana qayd qilish voqeasi aynan bitta A' nuqtada sodir bo'ligan uchun bu sanoy sistemasida o'tgan vat eng kichik (xususiy vaqt) bo'ladi. Boshqa har qanday sanoy sistemasida xususiy vaqtidan ko'proq vaqt o'tar ekan.

Harakatlanayotgan ISSda (kosmik kemada) vaqt o'tishining sekinlanishi sodir bo'lar ekan. YOrug'lik tezligiga qanchalik yaqin tezlikda harakatlansa, bu sekinlanish shuncha kuchayadi, ya'ni vaqt to'xtab qolgandek bo'ladi. Lekin bu sekinlanishni kosmik kemaning ichidagi uchuvchilar sezmaydi. Masalan, kosmik kema yorug'lik tezligiga juda yaqin tezlikda harakatlanayotgan bo'lsa, kosmanavt odatdagiday 1 soat mizg'ib olgan vaqtida Yerda 100 yil, 1000 yil balki undan ham ko'proq vaqt o'tib butunlay boshqa era (muzlik erasi yoki global isish erasi va h.) boshlangan bo'lar. Vaqt o'tishidagi sekinlashish faqatgina mexanik hodisalargagina ta'sir qilmasdan, tabiatdagi barcha hodisalarga ta'sir qiladi. Tabiatdagi barcha jarayonlar fizik, ximik, modda almashinuv, fotosintez va hokoza jarayonlarning hammasi birday sekinlashadi.

Agar turli ISSlarida o'tgan vaqtlar berilsa, K' sistemaning harakat tezligi quyidagicha bo'ladi:

$$g_0 = \sqrt{1 - \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^2} c$$

Isboti: Bundan oldin chiqarilgan uzunlikning nisbiyligi formulasidan foydalanamiz va algebraik almashtirishlar bajarib, so'ralgan kattalikni aniqlaymiz.

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - (g_0/c)^2}}, \quad \rightarrow \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^2 = 1 - \left(\frac{g_0}{c}\right)^2, \quad \rightarrow \left(\frac{g_0}{c}\right)^2 = 1 - \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^2, \quad \rightarrow g_0 = \sqrt{1 - \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^2} c.$$

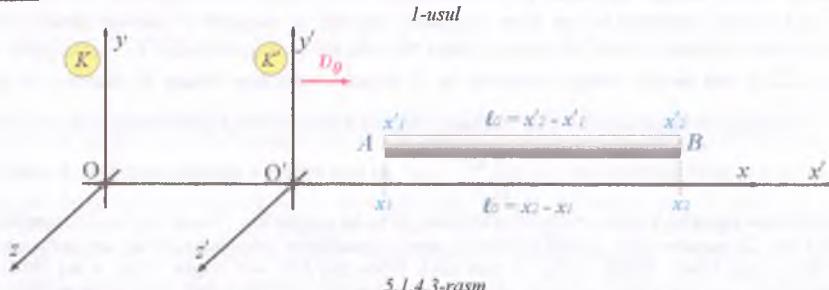
Uzunlik va hajmning nisbiyligi:

Lorents almashtirishlaridan kelib chiqadigan yana bir natija shuki, bir-biriga nisbatan harakatda bo'lgan turli inersial sanoq sistemalarida jismning uzunliklari turlicha bo'ladi. Harakatlanayotgan K' sanoq sistemasida (kosmik kemada) uzunligi ℓ_0 bo'lgan sterjenning uzunligini tinch turgan K sanoq sistemasida (Yerda) turib o'lchanganda ℓ chiqadi. Hisob-kitoblarining ko'rsatishicha har doim $\ell < \ell_0$ bo'lar ekan. Sterjen K' sanoq sistemasiga (kosmik kemaga) nisbatan tinch turibdi. Qaysi sanoq sistemasiga nisbatan sterjen tinch turgan bo'lsa, o'sha sanoq sistemasida o'lchanagan uzunlik **xususiy uzunlik** deyladi va xususiy uzunlik eng uzun bo'ladi. Boshqacha aytganda har qanday ISSda o'lchanagan uzunlik xususiy uzunlikdan qisqa chiqadi.

K' sistemada o'lchanagan xususiy uzunlik ℓ_0 hamda K sistemada o'lchanagan uzunlik ℓ orasidagi bog'lanish quyidagicha bo'ladi:

$$\ell = \ell_0 \sqrt{1 - (g_0/c)^2} = \ell_0 \sqrt{1 - \beta^2}$$

Isboti: Bu formulani ikki xil usulda isbotlash mumkin:



5.1.4.3-rasm

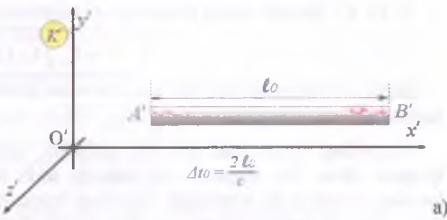
K' sistemada ℓ_0 uzunlikdagi $A'B'$ sterjen Ox o'qiga parallel joylashgoshan bo'lsin. Ixtiyoriy t' paytda bu sterjen uchlarining koordinatalari x_1' va x_2' bo'lsa, K' sistemada sterjen uzunligi $\ell_0 = x_2' - x_1'$ bo'ladi. Ushbu sterjenning K sistemadagi uzunligini topish so'ralgan. K sistemadagi kuzatuvchi soatning t vaqtida sterjen uchları x_1 va x_2 koordinatalarda ekanligini aniqlaydi. Lorens almashtirishlariga ko'ra ikkala ISSda sterjen uchları koordinatalari quyidagicha bog'langan:

$$x_1' = \frac{x_1 - g_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad x_2' = \frac{x_2 - g_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

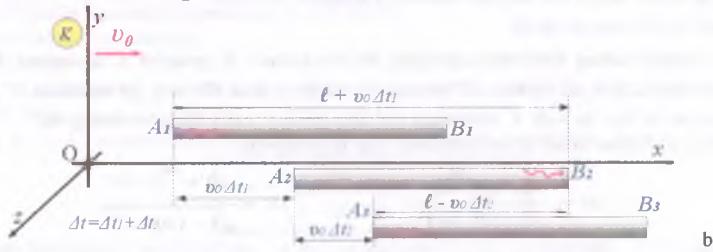
Bularni ayirib $x_2' - x_1' = \frac{x_2 - g_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{x_1 - g_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ ekanligi topiladi. Bundan esa so'ralgan kattalikni aniqlash mumkin. $\ell_0 = \frac{x_2 - g_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{x_1 - g_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{\ell}{\sqrt{1 - \beta^2}} \Rightarrow \ell = \ell_0 \sqrt{1 - \beta^2} = \ell_0 \sqrt{1 - (g_0/c)^2}$

2-usul

Aytaylik, kosmik kema Yerga nisbatan ϑ_0 tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lisin. K sistema Yerga, K' sistema esa kosmik kemaga bog'langan ISS bo'lsin. K' sistemada uzunligi $\ell_0 = A'B'$ bo'lgan gorizontal sterjen olaylik. Bu sterjenning A' uchidan ikkinchi uchiga tomon nur yo'naltirilsa, bu nur B' nuqtaga o'rnatilgan ko'zgudan qaytib yana A' uchiga etib keladi. K' sistema, ya'ni kosmik kema ichidagi



a)



5.1.4.4-rasm

kuzatuvchi nurni sterjenning narigi uchidan borib qaytib kelguncha $\Delta t_0 = \frac{2\ell_0}{c}$ vaqt ketishini hisoblay oladi. K sistemadagi kuzatuvchi esa bu $\ell = AB$ uzunlikdagi sterjenni harakatlanayotganini ko'radi. Nur A_1 nuqtadan nurlanganda sterjen A_1B_1 holatda, bu nur ikkinchi uchiga etib kelib undan qaytganda A_2B_2 holatda va yana dastlabki uchiga qaytib kelganda esa A_3B_3 holatda bo'ladi. Shuning uchun nur A_1 nuqtadan chiqib, B_2 nuqtaga etib kelgunga qadar Δt_1 vaqt o'tadi va bu orada sterjen $\vartheta_0 \Delta t_1$ masofaga siliydi. B_2 nuqtadagi ko'zgudan orqaga qaytib yana A_3 nuqtaga qaytib kelgunga qadar Δt_2 vaqt o'tadi va bu orada sterjen $\vartheta_0 \Delta t_2$ masofaga siliydi. Ana shularni bilgan holda tenglamalar sistemasi tuzamiz.

$$\begin{cases} c\Delta t_1 = \ell + \vartheta_0 \Delta t_1 \\ c\Delta t_2 = \ell - \vartheta_0 \Delta t_2 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} (c - \vartheta_0)\Delta t_1 = \ell \\ (c + \vartheta_0)\Delta t_2 = \ell \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \Delta t_1 = \frac{\ell}{c - \vartheta_0} \\ \Delta t_2 = \frac{\ell}{c + \vartheta_0} \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2 = \frac{\ell}{c - \vartheta_0} + \frac{\ell}{c + \vartheta_0} = \frac{2\ell c}{c^2 - \vartheta_0^2} \\ \Delta t_0 = \frac{2\ell_0}{c} \end{cases}$$

Endi vaqtning nisbiyligi $\Delta t = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - (\vartheta_0/c)^2}}$ formulasiga sistemada topilgan qiymatlarni qo'yamiz. Natijada,

$$\frac{2\ell c}{c^2 - \vartheta_0^2} = \frac{2\ell_0}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - (\vartheta_0/c)^2}}, \rightarrow \frac{\ell c^2}{c^2 - \vartheta_0^2} = \frac{\ell_0}{\sqrt{1 - (\vartheta_0/c)^2}}, \rightarrow \frac{\ell}{1 - (\vartheta_0/c)^2} = \frac{\ell_0}{\sqrt{1 - (\vartheta_0/c)^2}}, \rightarrow$$

$$\ell = \ell_0 \sqrt{1 - (\vartheta_0/c)^2}$$
 formula kelib chiqadi.

Agar turli ISSlarida o'lchaning uzunliklari berilsa, K' sistemaning harakat tezligi quyidagicha bo'ladi:

$$\vartheta_0 = \sqrt{1 - \left(\frac{\ell}{\ell_0}\right)^2} c$$

Istobi: Bundan oldin chiqarilgan uzunlikning nisbiyligi formulasidan foydalananamiz va algebraik almashtirishlar bajarib, so'ralgan kattalikni aniqlaymiz.

$$\ell_0 = \frac{\ell}{\sqrt{1 - (\vartheta_0/c)^2}}, \rightarrow \left(\frac{\ell}{\ell_0}\right)^2 = 1 - \left(\frac{\vartheta_0}{c}\right)^2, \rightarrow \left(\frac{\vartheta_0}{c}\right)^2 = 1 - \left(\frac{\ell}{\ell_0}\right)^2, \rightarrow \vartheta_0 = \sqrt{1 - \left(\frac{\ell}{\ell_0}\right)^2} c$$

Shuni eslatib o'tish kerakki, uzunlikning qisqarishi faqat harakat yo'naliishida sodir bo'ladi. Boshqa yo'naliishlarda esa hech qanday o'zgarish sodir bo'lmaydi. Yuqoridagi rasmlarda sterjen gorizontal holda joylashgan bo'lgani uchun uzunlikning qisqarishi ham ana shu yo'naliishlarda kuzatiladi. Demak, sterjenning harakat vaqtida ko'ndalang kesimi yuzasi o'zgarmay qolar ekan.

K va K' inersial sanoq sistemalarida hajmlar quyidagicha bog'langan bo'ladi:

$$V = V_0 \sqrt{1 - (\mathcal{G}_0 / c)^2} = V_0 \sqrt{1 - \beta^2}$$

Isboti: Uzunlikning nisbiyligi formulasini har ikkala tomonini sterjen ko'ndalang kesim yuzasiga ko'paytirsak, hajmlar kelib chiqadi, ya'ni $\ell = \ell_0 \sqrt{1 - (\mathcal{G}_0 / c)^2} / S$, $\rightarrow V = V_0 \sqrt{1 - (\mathcal{G}_0 / c)^2} = V_0 \sqrt{1 - \beta^2}$ bo'ladi.

Yuqoridagi formuladan ko'rinish turibdiki, uzunlik necha marta qisqarsa, hajm ham shuncha marta qisqar erkan. Bu qisqarish sterjenlarda sodir bo'limasdani, balki barcha harkatlanayotgan jism larda harakat yo'nalishida kuzatiladi. Masalan, harakatlanganda aylana ellipsiga, to'g'ri to'rburchak kvadrat yoki parallelogramga, qalam esa tangaga (qalinligi) aylanishi mumkin.

Relyativistik tezliklarni qo'shish:

K va K' inersial sanoq sistemalari berilgan bo'lsin hamda K' sistema K sistemaga nisbatan \mathcal{G}_0 tezlik bilan harkatlanayotgan bo'lsin. K' sistemada esa biror jism Ox' o'qi yo'nalishida \mathcal{G}' tezlik bilan harkatlanayotgan bo'lsa, bu jism K sistemaga nisbatan qanday tezlik bilan harkat qiladi?

K sistemada elementar ko'chish va elementar vaqt quyidagicha:

$$dx = \frac{dx' + \mathcal{G}_0 \cdot dt'}{\sqrt{1 - (\mathcal{G}_0 / c)^2}}; \quad dt = \frac{dt' + \frac{\mathcal{G}_0}{c^2} \cdot dx'}{\sqrt{1 - (\mathcal{G}_0 / c)^2}}$$

Agar $\mathcal{G} = \frac{dx}{dt}$ va $\mathcal{G}' = \frac{dx'}{dt'}$ ekanligini e'tiborga olsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\mathcal{G} = \frac{dx}{dt} = \frac{dx' + \mathcal{G}_0 \cdot dt'}{dt' + \frac{\mathcal{G}_0}{c^2} \cdot dx'} = \frac{dx'/dt' + \mathcal{G}_0}{1 + \frac{\mathcal{G}_0}{c^2} \cdot \frac{dx'}{dt'}} = \frac{\mathcal{G}' + \mathcal{G}_0}{1 + \frac{\mathcal{G}_0 \cdot \mathcal{G}'}{c^2}}$$

Demak, \mathcal{G}_0 tezlik bilan harkatlanayotgan K' sistemadagi jism K sistemaga nisbatan \mathcal{G}' tezlik bilan harkatlanisa, bu jismning K sistemadagi tezligi quyidagicha:

$$\mathcal{G} = \frac{\mathcal{G}_0 + \mathcal{G}'}{1 + \frac{\mathcal{G}_0 \cdot \mathcal{G}'}{c^2}}$$

Yuqoridagi formuladan ko'rinish turibdiki, natijaviy tezlik Galiley almashtirishlariga ko'ra chiqadigan $\mathcal{G}_0 + \mathcal{G}'$ tezlikdan kichik chiqar ekan.

Agar \mathcal{G}_0 tezlik bilan harkatlanayotgan K' sistemadagi jism K' sistemaga nisbatan \mathcal{G}' tezlik bilan Ox' o'qiga qarama-qarshi yo'nalishda harkatlanisa, bu jismning K sistemadagi tezligi quyidagicha:

$$\mathcal{G} = \frac{\mathcal{G}_0 - \mathcal{G}'}{1 - \frac{\mathcal{G}_0 \cdot \mathcal{G}'}{c^2}}$$

Yuqoridagi formuladan ko'rinish turibdiki, natijaviy tezlik Galiley almashtirishlariga ko'ra chiqadigan $\mathcal{G}_0 - \mathcal{G}'$ tezlikdan katta chiqar ekan.

Relyativistik tezliklarni qo'shish qoidasiga ko'ra ikkinchi postulatning to'g'riligini tekshirib ko'raylik. Aytaylik, K sistema Yerga bog'langan sanoq sistemasi, K' sistema esa \mathcal{G}_0 tezlik bilan harkatlanayotgan poezdga bog'langan sanoq sistemasi bo'lsin. Poезд farasini yoqqanda faradan chiquvchi fotonlar poezdga nisbatan c tezlikda uzoqlashadi. Ana shu fotonning Yerga nisbatan ham tezligi c ga tengligini tekshiraylik.

$$\mathcal{G} = \frac{\mathcal{G}_0 + \mathcal{G}'}{1 + \frac{\mathcal{G}_0 \cdot \mathcal{G}'}{c^2}} = \frac{\mathcal{G}_0 + c}{1 + \frac{\mathcal{G}_0}{c^2} c} = \frac{\mathcal{G}_0 + c}{1 + \frac{\mathcal{G}_0}{c}} = \frac{\mathcal{G}_0 + c}{\mathcal{G}_0 + c} c = c$$

Demak, shunday xulosa qilishimiz kerakki, moddiy nuqtaning absalyut tezligi hech qachon yorug'lik tezligidan katta bo'la olmaydi.

Endi Yerda turli tomonga ketayotgan ikki fotonning bir-biriga nisbatan tezligini topaylik.

$$g = \frac{g_0 + g'}{1 + \frac{g_0 g'}{c^2}} = \frac{c + c}{1 + \frac{cc}{c^2}} = \frac{2c}{1+1} = c$$

Demak, tabiatda hech bir tezlik c dan katta bo'la olmas ekan.

Relyativistik tezliklarni qo'shish formulasi umumiy bo'lib, yorug'lik tezligidan ancha kichik ($g_0 \ll c$, $g' \ll c$) tezliklarda bu formula oddiy klassik ko'rinishga o'tadi.

$$g \approx g_0 + g' \quad yoki \quad g \approx g_0 - g'$$

Shunday qilib, relyativistik mexanika keng qamrovli mohiyatga ega bo'lib, jismning kichik ($g \ll c$) tezliklarida u Nyuton mexanikasi qonunlariga o'tar ekan.

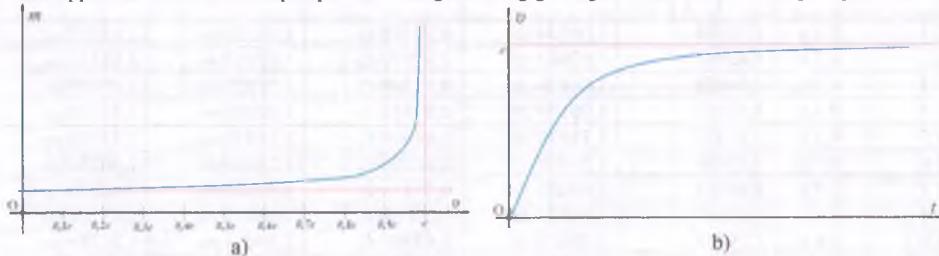
Massa va zichlikning nisbiyligi:

Hisob-kitoblarga ko'ra jism tezligi oshgan sari uning massasi ham ortib borar ekan. jismning tinchlikdagi va harakatdagi massalari xuddi uzunlik va vaqtning nisbiyligi kabi tezlik orqali o'zarbo'lgan bo'ladi.

Jismning K va K' sistemalardagi massalari orasidagi bog'lanish quyidagicha bo'ladi:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (\beta_0/c)^2}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Yuqoridagi formuladan $m = m(g)$ va $g = g(t)$ grafiklarni chizish mumkin (5.1.4.5-rasm). Yuqoridagi 5.1.4.5-a,rasmdan ko'riniib turibdiki, jismning tezligi yorug'lik tezligiga yaqinlashib borgan sari uning massasi cheksiz ortibyu borar ekan. Masalan, $\beta = 0,7c$ tezlikda $m = 1,4m_0$, $\beta = 0,8c$ tezlikda $m = 1,666m_0$, $\beta = 0,9c$ tezlikda $m = 2,264m_0$, $\beta = 0,99c$ tezlikda $m = 7,089m_0$, $\beta = 0,999c$ tezlikda esa $m = 22,366m_0$ va hokoza bo'ladi. Demak, massa ortib borar ekan, bu og'ir massani tezlashtirish yanada qiyinroq kechadi. Yuqoridagi 5.1.4.5-b,rasmdan ko'riniib turibdiki, jism tezligi dastlab ancha past tezliklarda vaqtga chiziqli bog'langan. Yorug'lik tezligiga yaqinlashgan sari esa tezlikni oshirish mashaqqatlri kechib, ancha uzoq vaqt oladi. Yorug'lik tezligiga tenglashish esa cheksiz ko'p vaqt oladi.



5.1.4.5-rasm

Jismning tinchlikdagi massasi eng kichik bo'lib, uni **xususly massa** deyiladi. Masalan, kosmik kema ichida turib o'lchangandan massasi xususiy massa bo'lib, uni Yerdan turib o'lchanganda bu xususiy massadan har doim katta chiqadi.

Agar turli ISSlarida o'lchangandan massalar berilsa, K' sistemaning harakat tezligi quyidagicha bo'ladi:

$$\beta_0 = \sqrt{1 - \left(\frac{m_0}{m}\right)^2} \cdot c$$

Istboti: Massaning nisbiyligi formulasidan foydalananamiz va algebraik almashtirishlar bajarib, so'ralgan kattalikni aniqlaymiz.

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (\beta_0/c)^2}}, \rightarrow \left(\frac{m_0}{m}\right)^2 = 1 - \left(\frac{\beta_0}{c}\right)^2, \rightarrow \left(\frac{\beta_0}{c}\right)^2 = 1 - \left(\frac{m_0}{m}\right)^2, \rightarrow \beta_0 = \sqrt{1 - \left(\frac{m_0}{m}\right)^2} \cdot c$$

Tezlik ortganda jismning massasi ortar ekan demak, uning zichligi ham ortish kerak.

Jismning K va K' sistemalardagi massalari orasidagi bog'lanish quyidagicha bo'ladi:

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 - (\varrho_0/c)^2} = \frac{\rho_0}{1 - \beta^2}$$

Ishboti: Jism harakatlanayotganda uning massasi ortib hajmi esa kamayadi. Jismning tinchlikdagi zichligi $\rho_0 = \frac{m_0}{V_0}$ bo'lsa, harakat paytida esa $\rho = \frac{m}{V}$ ga teng bo'ladi. Massa uchun $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (\varrho_0/c)^2}}$ formuladan, hajm uchun esa $V = V_0 \sqrt{1 - (\varrho_0/c)^2}$ formuladan foydalansak, so'ralgan kattalikni topishimiz mumkin.

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{\frac{m_0}{\sqrt{1 - (\varrho_0/c)^2}}}{V_0 \sqrt{1 - (\varrho_0/c)^2}} = \frac{m_0}{V_0 (1 - (\varrho_0/c)^2)} = \frac{\rho_0}{1 - (\varrho_0/c)^2}$$

Jismning tinchlikdagi zichligi eng kichik bo'lib, uni **xususiy zichlik** deyiladi. Masalan, kosmik kema ichida turib o'lchanigan massa xususiy zichlik bo'lib, uni Yerdan turib o'lchanganda bu xususiy zichlikdan har doim katta chiqadi.

Agar turli ISSlarida o'lchanigan zichliklar berilsa, K' sistemaning harakat tezligi quyidagicha bo'ladi:

$$\varrho_0 = \sqrt{1 - \frac{\rho_0}{\rho}} c$$

Ishboti: Zichlikning nisbiyligi formulasidan foydalanimiz va algebraik almashtirishlar bajarib, so'ralgan kattalikni aniqlaymiz.

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 - (\varrho_0/c)^2}, \quad \rightarrow \frac{\rho_0}{\rho} = 1 - \left(\frac{\varrho_0}{c}\right)^2, \quad \rightarrow \left(\frac{\varrho_0}{c}\right)^2 = 1 - \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^2, \quad \rightarrow \varrho_0 = \sqrt{1 - \frac{\rho_0}{\rho}} c$$

Shunday qilib, Lorens almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalaridan foydalanim, vaqt oraliq'i, uzunlik, massa va zichlikning harakat tezligiga bog'liqlik jadvalini tuzish mumkin bo'lar ekan.

Nº	ϱ_0	$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\varrho_0}{c}\right)^2}}$	$\Delta t = \gamma \cdot \Delta t_0$	$\ell = \frac{\ell_0}{\gamma}$	$m = \gamma \cdot m_0$	$\rho = \gamma^2 \cdot \rho_0$
1	0,1 s	1,00504	1,00504 · Δt ₀	0,99498 · ℓ ₀	1,00504 · m ₀	1,01010 · ρ ₀
2	0,2 s	1,02062	1,02062 · Δt ₀	0,97979 · ℓ ₀	1,02062 · m ₀	1,04166 · ρ ₀
3	0,3 s	1,04828	1,04828 · Δt ₀	0,95394 · ℓ ₀	1,04828 · m ₀	1,09889 · ρ ₀
4	0,4 s	1,09109	1,09109 · Δt ₀	0,91651 · ℓ ₀	1,09109 · m ₀	1,19048 · ρ ₀
5	0,5 s	1,15470	1,15470 · Δt ₀	0,86603 · ℓ ₀	1,15470 · m ₀	1,33333 · ρ ₀
6	0,6 s	1,25000	1,25000 · Δt ₀	0,80000 · ℓ ₀	1,25000 · m ₀	1,56250 · ρ ₀
7	0,7 s	1,40028	1,40028 · Δt ₀	0,71414 · ℓ ₀	1,40028 · m ₀	1,96078 · ρ ₀
8	0,8 s	1,66667	1,66667 · Δt ₀	0,60000 · ℓ ₀	1,66667 · m ₀	2,77778 · ρ ₀
9	0,9 s	2,29415	2,29415 · Δt ₀	0,43590 · ℓ ₀	2,29415 · m ₀	5,26289 · ρ ₀
10	0,95 s	10,2564	10,2564 · Δt ₀	0,09750 · ℓ ₀	10,2564 · m ₀	105,194 · ρ ₀
11	0,98 s	25,2525	25,2525 · Δt ₀	0,03960 · ℓ ₀	25,2525 · m ₀	637,688 · ρ ₀
12	0,99 s	50,2513	50,2513 · Δt ₀	0,19900 · ℓ ₀	50,2513 · m ₀	2525,19 · ρ ₀

5.1.5. Mavzu: Relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasi. Massa, energiya, impuls orasidagi bog'lanish. Relyativistik kinetik energiya.

Relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasi:

Jismning harakat tezligi yorug'lik tezligiga yaqinlashganda uning massasi ortib ketar ekan, demak, uning impulsi ham ortish kerak degan fikr yuzaga keladi. Haqiqatan ham tezlik yorug'lik tezligiga yaqinlashganda, jismning impulsi faqatgina tezlik oshishi hisobiga bo'lmasdan, balki massa oshishi hisobbiga ham ortar ekan. Shunday qilib, jismning relyativistik impulsi quyidagi ko'rinishda bo'lar ekan:

$$p = \frac{m_0 g}{\sqrt{1 - (g_0/c)^2}}$$

Jism impulsining klassik va relyativistik qoidalar bo'yicha ortishi 5.1.4.1-rasmda keltirilgan. Rasmidan ko'rinish turibdiki, Nyuton mexanikasi bo'yicha hisoblaganda jism impulsi chekli $p = m_0 c$ qiymatga, Relyativistik mexanika bo'yicha esa cheksiz katta qiymatga ega bo'lar ekan.

Nyuton mexanikasiga ko'ra jism impulsining vaqt bo'yicha o'zgarishi unga ta'sir etuvchi kuchga teng bo'lar edi.

Relyativistik mexanikada ham xuddi shu qonuniyat saqlanib qoladi, lekin uning ko'rinishi biroz boshqacharoq bo'ladi

$$F = \frac{dp}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 g}{\sqrt{1 - (g_0/c)^2}} \right)$$

Yuqoridagi tenglama relyativistik mexanikaning asosiy tenglamasi deb ataladi. Relyativistik mexanikada jismning harakat tenglamasi xuddi ana shu tenglamadan keltirib chiqariladi.

Massa va energiya orasidagi bog'lanish:

Tezlikni oshirganda uning massasi ham ortishi bilan tanishib chiqdik. Tezlik oshganda unga kinetik energiya beramiz. Demak, massa ortishi unga berilgan kinetik energiya bilan bog'liq bo'lishi mumkinmi degan savol tug'iladi. Xuddi shuningdek, bu savol yadro va elementar zarralar fizikasida ham juda muhim. Uran yadrosi neytron bilan parchalanganda yangi yadrolar va bir nechta erkin neytron paydo bo'ladi. Bunda juda katta issiqlik ajralib chiqadi. Hisob-kitoblarga ko'ra yadro va neytronning to'qashuvvgacha bo'lgan massaslarini yig'indisi uran parchalangandan keyingi hosil bo'lgan yadrolar va neytronlar massalari yig'indisidan katta chiqar ekan. Bundan shunday xulosa qilish mumkinki, yadro parchalanganda ajralib chiqqan energiya o'zi bilan ma'lum massa ham olib ketar ekan. Aksincha jismga energiya berilsa, uning massasi ortish kerak ekan.

Shunday qilib, massa va energiya orasidagi bog'lanish quyidagi ko'rinishda bo'lar ekan:

$$\Delta E = \Delta m c^2$$

Bu erda: Δm – energiya olgan jismning ortgan massasi, ΔE – jismga berilgan energiya bo'lib, u qanday usulda berilishiga bog'liq emas. Jism olgan ΔE energiya potensial energiya, kinetik energiya, erish issiqligi, bug'lanish issiqligi, yonish issiqligi, isitilganda olgan issiqlik va hokoza bo'lishi mumkin.

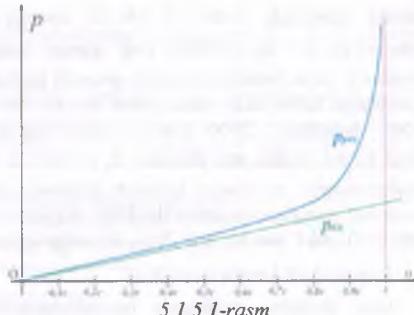
$$\Delta E = \frac{m g^2}{2}, \quad \Delta E = m g h, \quad \Delta E = \frac{k x^2}{2}, \quad \Delta E = \lambda m, \quad \Delta E = r m, \quad \Delta E = q m, \quad \Delta E = c m \Delta t$$

Yuqoridagi formuladan ko'rinish turibdiki, to'xtab targan avtomobil massasi yurganda kattaroq, poldan tepaga ko'tarilgan jismning massasi kattaroq, prujinaga mahkamlangan jism muvozonat vaziyatidan eng chetki vaziyatda bo'lganda massasi kattaroq, muz erib suvga aylanganda massasi kattaroq, qaynagan suv bug'ga aylanganda massasi kattaroq va hokoza bo'lar ekan.

Jismga energiya ΔE berilganda u energiyaga proporsional holda qo'shimcha Δm massa olar ekan, tinch turganda ham energiyaga ega emasmi degan savol tug'iladi. Axir jism tinch turganda m_0 massaga egaku, nega endi E_0 energiyaga ega bo'lmisin. Haqiqatan ham barcha jismalar tinch turganda ham yashirin holatdagi hali uyg'onmagan energiyaga ega bo'lib, u quyidagicha bo'ladi:

$$E_0 = m_0 c^2$$

Yuqoridagi formuladan ko'rindiki, har qanday $m_0 = 1 \text{ kg}$ massali jism (kul, suv, tosh, metal, benzin, gaz, yog'och, kislota va h.) $E_0 = 9 \cdot 10^{16} \text{ J}$ tinchlikdagi energiyaga ega. Bu energiya moddaning turidan qat'iy nazar unda mujassam bo'lgan energiyadir. Ximiyaviy reaksiyalar paytida ajraladigan energiya tinchlikdagi energiyaning juda kam ulushini tashkil etadi. Masalan, yaxshi yonuvchi $m_0 = 1 \text{ kg}$ massali



5.1.5.1-rasm

benzin yonganda undan $Q = 46 MJ$ energiya ajralib chiqib, bunda benzin o‘z massasidan atigi $\Delta m = 5,11 \cdot 10^{-10} kg = 0,000511 mg$ qismini issiqlikka aylantirgan bo‘ladi. YAdro qurollari – vodorod bombasi, atom bombasi naqadar qiruvchi kuchga ega ekanligini har birimiz juda yaxshi bilamiz. Hisob-kitoblarga ko‘ra yadro reaksiyalar paytida ham ajraladigan energiya tinchlikdagi energiyaning ancha kam – taxminan 1/2000 ulushini tashkil etar ekan. Agar jismni to‘la elektromagnit maydonga aylantirish iloji bo‘lsa, undan ana shunday $E_0 = 9 \cdot 10^{16} J$ kattalikdagi energiya olish mumkin bo‘lar ekan. Ushbu elektromagnit maydonga aylanish hodisasi zarra va uning antizarrasi ucrashganda sodir bo‘lib, bu hodisani anniglyasiyanish deyiladi. Masalan, elektron va uning antizarrasi pozitron ucrashganda har biri $0,511 MeV$ dan bo‘lgan 2ta γ -kvantiga aylanar ekan, ya’ni zarralarning massalari to‘la nurlanar ekan.

Relyativistik kinetik energiya:

Jism kichkina tezliklarda harakatlanganda uning kinetik energiyasi $E_K = \frac{m_0 g^2}{2}$ formula orqali aniqlanishi bizga ma’lum. Lekin bizni jism yorug‘lik tezligiga yaqin tezliklarda harakatlanganda uning kinetik energiya ifodasi qanday ko‘rinishda bo‘lishi qiziqitiradi. Ana shu savolga javob berishga harakat qilamiz.

Jismning tinchlikdagi energiyasi $E_0 = m_0 c^2$ ifoda bilan, relyativistik energiyasi esa $E = m c^2 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{g_0}{c}\right)^2}} c^2$ ifoda orqali aniqlanadi. Energianing saqlanish qonuniga muvofiq, bu energiyalar farqi jismni tezlashtirish uchun berilgan kinetik energiya bo‘lish kerak.

Jismning relyativistik kinetik energiyasi quyidagicha bo‘ladi:

$$E_K = E - E_0 = m_0 c^2 \left(\frac{\frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{g_0}{c}\right)^2}} - 1}{\sqrt{1 - \left(\frac{g_0}{c}\right)^2}} \right)$$

Yuqoridagi formuladan jism tezligini yorug‘lik tezligigacha yaqinlashdirish juda katta energiya talab qilishi ko‘rinib turibdi. Masalan, jism tezligi $v = \frac{\sqrt{3}}{2} c \approx 0,866 c$ bo‘lganda, uning massasi 2 marta ortadi.

Bu tezlikka erishtirish uchun jismga $E_K = m_0 c^2$ tinchlikdagi energiyasiga teng bo‘lgan energiya beriladi. Massasi $m_0 = 1 kg$ bo‘lgan jismni ana shu tezlikka etkazish uchun $E_K = 9 \cdot 10^{16} J$ energiya zarur bo‘lib, bu energiyani esa taxminan 2 $mln.$ tonna benzin yonganda olish mumkin bo‘lar ekan. Massasi $m_0 = 1 kg$ bo‘lgan jism tezligini $v = \frac{2\sqrt{2}}{3} c \approx 0,9428 c$ tezlikkacha etkazish uchun esa taxminan 4 $mln.$ tonna benzin yonganda ajraladigan energiya kerak bo‘ladi. Jism tezligini yorug‘lik tezligigacha etkazish uchun esa cheksiz katta energiya kerak bo‘ladi. Shuning uchun ham jism tezligini yorug‘lik tezligigacha etkazish mumkin bo‘lmasdan, balki unga yaqinlashish mumkindir.

Energiya va impuls orasidagi bog‘lanish:

Jism harakatlanganda u energiya olishi bilan bir qatorda impuls ham oladi. SHuning uchun jism olgan impuls va energiyasi orasidagi bog‘liqlikni ifodalovchi qandaydir biror tenglama bormi degan savol tug‘ilishi tabiiy. Ana shu bog‘liqlikni aniqlaymiz.

Jism harakatlanganda relyativistik energiyasi

$$E = m c^2 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{g_0}{c}\right)^2}} c^2$$

ga teng bo'ladi. Bu ifodani kvadratga ko'tarib, matematik almashtishqlar natijasida $E^2 - \frac{E^2 g^2}{c^2} = m_0^2 c^4$ ifodani, undan esa $E^2 = m_0^2 c^4 + \frac{E^2 g^2}{c^2}$ ifodani hosil qilamiz. Tenglikni chap qismidagi E ni mc^2 ga almashtirib, $E^2 = m_0^2 c^4 + c^2 (m g)^2$ ni olamiz. Bu erda impuls $p = m g$ ekanini inobatga olsak, so'ralgan E va p orasidagi munosobatni topamiz.

Shunday qilib, energiya va impuls orasidagi bog'lanish quyidagicha bo'lar ekan:

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} = \sqrt{E_0^2 + (pc)^2}$$

Bu formuladan jism impulsi quyidagicha bo'ladi:

$$p = \frac{\sqrt{E^2 - E_0^2}}{c}$$

Agar yuqorida topilgan formulalarni yorug'lik kvanti – foton uchun qo'llasak, ajoyib natijalarga ega bo'lamiz. Ma'lumki, foton tinchlikda massaga, demak energiyaga ham ega emas, ya'ni foton uchun $m_0 = 0$, $E_0 = 0$ bo'ladi. Bularni inobatga olib, fotonning impulsini topish mumkin.

$$E_f = pc \quad yoki \quad p_f = \frac{E}{c} = \frac{hv}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

Demak, fotonni energiyasi $E_f = hv$ va impulsi $p_f = \frac{h}{\lambda}$ bo'lgan zarracha kabi tasavvur qilish mumkin ekan.

6 – BO'LIM. ATOM, YADRO va ZARRALAR FIZIKASI

Qadimgi Yunon faylasufi Demokrit “Tabiatdagi barcha jismlar bo'linmas zarra–atomlardan tashkil topgan” deb aytgan edi. Uzoq vaqtlar davomida fanda atom–materiyaning bo'linmas qismi, “dunyo tuzilishining eng elementar g'ishtchalari” degan fikr hukmronlik qilib keldi. Atom grekcha “atomos” so'zidan olingan bo'lib, “bo'linmas” degan ma'noni anglatadi. Demokrit aytgan atom *XIX* asrning oxiriga qadar materiyaning oxirgi zarrasi hisoblangan.

Atomning ichki tuzilishi haqidagi hozirgi, zamонави тасаввурларга дарhol кelingan emas. *XIX* asr oxirlariga kelganda esa bir qator mashhur tajribalar tufayli atomning murakkab tuzilishi to'g'risidagi fikr anchagini oydinlashib qoldi. Ulardan ba'zilariga to'xtalib o'tamiz:

1. 1896 yilda A.Bekkerel radioaktivlikni kashf etdi va radioaktiv nurlanishlarning fotoplastinkaga ta'sir etishini va ionlashini aniqladi.

2. 1898 yilda P.Kyuri va M.Skladovskaya Kyurilar uran tuzlarining ham radioaktiv xususiyatga ega ekanligini aniqladilar. Shuningdek, ular nurlanish uch xil ko'rinishda bo'lishi va bu nurlanish intensivligi tashqi ta'sirlarga bog'liq emasligini aniqladilar.

3. 1897 yil J.J.Tomson elektronni kashf etdi. 1903 yilda esa o'zining atom modelini tavsiya etdi.

4. 1900 yil Kyuri, E.Rezerford, F.Soddilar radioaktiv nurlanishlardan chiquvchi α -nur ikki marta ionlashgan, β -nur tez elektronlar oqimi, γ -nur esa qisqa elektromagnit to'lqin ekanligini aniqladilar.

5. 1911 yil Rezerford atomning yadro (planetary) modelini taklif etadi.

6. 1913 yilda Daniyalik fizik Nils Bor o'zining uchta postulatini ishlab chiqdi va klassik fizikani mikroolam fizikasiga qo'llab bo'lmasligini ko'rsatib berdi.

7. Bor postulatlarini tekshirish maqsadida Frank va Gers 1913 yilda tajriba o'tkazdi.



6.1. Mavzu: Atom haqida klassik tasavvurlarning rivojlanishi

Tomsonning atom modeli:

1903 yilda Tomson atomning shunday bir modelin taklif etdiki, unga asosan atom musbat elektr bilan bir tekis to'ldirilgan sferadan iborat bo'lib, ichida elektron joylashgan bo'ladi (6.1.1-rasm). Sferaning yig'indi musbat zaryadi elektron zaryadiga teng bo'lib, atom bir butun holda neytraldir. Tomson moleliga ko'ra atom massasi uning butun hajmi bo'yicha bir tekis taqsimlangan bo'lib, atomning ichki qismida sirtidagidan ko'ra kuchsizroq elektr maydoni ham mavjud.

Izolyasiyalangan atom chiqarayotgan spektr xarakterini tushuntirish uchun nurlanayotgan atomdagи elektron garmonik tebranma harakati qiladi va demak, muvozonat holat atrofida $F = -kr$ ko'rinishdagi kvazielastik kuch bilan tutib turiladi deb faraz qilish lozim edi. Bunda r – elektronning muvozonat holatdan chetlanishi.

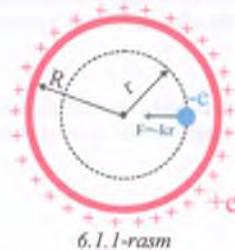
Bir tekis zaryadlangan sfera ichidagi maydon kuchlanganligi quyidagi ifoda orqali aniqlanadi.

$$E(r) = K \frac{e}{R^3} \cdot r \quad (0 \leq r \leq R)$$

Bu erda: e -sfera zaryadi, R – uning radiusi;

$$K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{N \cdot m^2}{C^2} \right] \text{ – proporsionallik koefitsienti;}$$

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-11} \left[\frac{C^2}{N \cdot m^2} \right] \text{ – elektr doimisi.}$$



Demak, muvozonat holatidan r oraliqdagi turgan elektronga quyidagi kuch ta'sir qiladi.

$$F = (-e)E = -K \frac{e^2}{R^3} \cdot r = -kr$$

Bunday sharoitda muvozonat holatdan biror yo'l bilan chiqarilgan elektron v chastota bilan tebranadi.

$$v = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m_e}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{Ke^2}{m_e R^3}} \quad [Gs]$$

Bu erda: $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ – elektron massasi.

Oxirgi munosobatdan atomning o'chamini aniqlash mumkin.

$$R = \sqrt{\frac{Ke^2}{4\pi^2 v^2 m_e}} \quad [m]$$

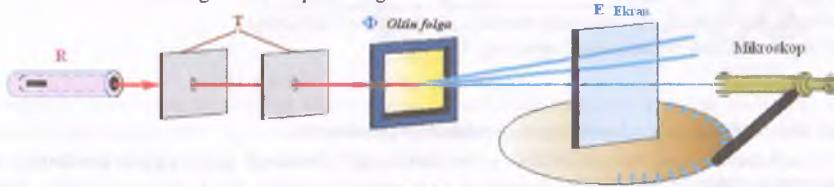
$\lambda = 600 \text{ nm}$ to'lgini uzunligiga (spektrning ko'rinvchi sohasi) $v = 5 \cdot 10^{14} \text{ Gs}$ chastota mos keladi.

$$R = \sqrt{\frac{9 \cdot 10^9 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4\pi^2 \cdot (5 \cdot 10^{14})^2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}}} = \sqrt{\frac{2,304 \cdot 10^{-28}}{8,981}} = 2,95 \cdot 10^{-10} \text{ m} \approx 3 \text{ \AA}$$

Olingen qiymat tartibi bo'yicha atomning gazokinetik o'chamiga to'g'ri kelib, uni Tomson modelining tasdig'i deb ham qarash mumkin edi. Lekin keyinchalik bu modelning yaroqsizligi aniqlandi. Shuning uchun hozirgi vaqtida u faqat atomlar tuzilishi haqidagi taraqqiyot zanjiridagi zvenolardan biri sifatida tarixiy ahamiyatga ega.

Atomning yadro modeli. Rezervordning α -zarralarning sochilishi bo'yicha qilgan tajribalari:

Atomda musbat va manfiy zaryadlarning taqsimlanishini o'rganish uchun atomning ichki sohasini "zondlash" zarur edi. Bunday "zondlash"ni Rezervord va uning xodimlari α -zarrachalarining yupqa qatlamlari uchib o'tayotganda yo'nalishini o'zgartirishini kuzatib amalga oshirdi. Rezervord o'z tajribalarini o'tkazgan paytda α -zarrachalar ikkilangan elementar musbat zaryadga ega ekanligi va o'z zaryadini yo'qotganda (o'ziga ikkita elektron biriktiganda) neytral He atomiga aylanishi ma'lum edi. Radioaktiv moddadan α -zarrachalarining uchib chiqish tezligi 10^7 m/s tartibida.



6.1.2-rasm

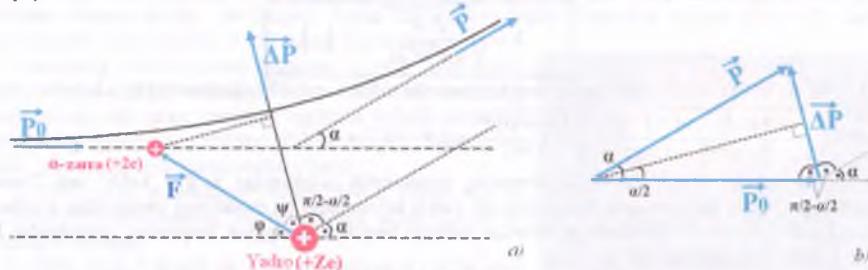
Tajriba quyidagicha amalga oshirildi (6.1.2-rasm). Qo'rg'oshin parchasidagi kovakga R radioaktiv modda kiritilgan bo'lib, u α -zarralarning manbai bo'lib xizmat qildi. α -zarralar tashqariga faqat kichkina tirkish orqali chiqsa oladi. α -zarralarning ingichka dastasi yo'liga F yupqa metal zar (oltin folga) qo'yilgan. α -zarrachalar folgadan o'tganlarida turli α burchaklarga og'adi. Sochilgan zarralar rux sulfid surtilgan E ekranga borib urilib ssintillyasiyalar (chaqnashlar) hosil qiladi. Bu chaqnashlar M mikroskop orqali kuzatiladi. Mikroskop bilan ekranni sochuvchi zar markazidan o'tuvchi o'q atrofida aylantirish va istalgan α burchakka o'rnatish mumkin. α -zarralar havo molekulalari bilan to'qnashmasligi uchun butun qurilma havosi so'rib olingen g'ilof ichiga joylashtirilgan.

Ma'lum miqdordagi α -zarrachalar juda katta (deyarli 180°) burchakka sochilganligi ma'lum bo'ldi. Tajriba natijalarini analiz qilib, Rezervord quyidagi xulosaga keldi: α -zarralarning bunday katta burchakka og'ishi faqat atomning ichida juda kichik hajmda to'plangan, juda katta massali zaryadning haddan tashqari kuchli elektr maydoniy tufaylidir. Bu xulosaga asosanib, 1911 yil Rezervord atomning yadro modelini taklif etadi. Uning tasavvuri bo'yicha atom markazida Ze musbat zaryadli, o'chami 10^{-14} m dan oshmaydigan og'ir yadro joylashgan, yadro atrofida atom egallagan butun hajm bo'yicha z dona elektron bo'lgan zaryadlar sistemasidan iborat. Atomning deyarli barcha massasi yadroda mujassamlashgan.

Rezervord bu tasavvurlarga ko'ra α -zarralarning sochilish nazariyasini ishlab chiqdi, sochilgan zarralarning α burchak bo'yicha taqsimlanish formulasini keltirib chiqardi. α -zarralar atom yadrolarining ta'siri tufayli og'gan. Elektronlar bilan o'zarbo'li ta'sir natijasida katta og'ish yuzaga kelish mumkin emas, chunki elektronning massasi α -zarranikidan taxminan 7500 marta kichik. Zarra yadro yaqinidan uchib o'tayotganida unga quyidagi Kulon kuchi ta'sir qiladi.

$$F = \frac{2Z Ke^2}{r^2} \quad [N]; \quad K = 9 \cdot 10^9 \left[\frac{N \cdot m^2}{C^2} \right] \quad (1.1)$$

Zarraning bu holdagi traektoriyasi asimptotalari o'zaro α burchak hosil qiluvchi giperboladan iborat bo'ladi. Yadroda α -zarralarning boshlang'ich yo'nalishigacha bo'lgan b masofa **nishonga olish parametri** deyiladi. Zarra yadroga qanchalik yaqin o'tsa, (b qanchalik kichik bo'lsa). Uning shunchalik kuchli og'ishi (α ning shunchalik katta bo'lishi) tabiiy. b va α lar orasidagi bog'lanishni quyidagicha aniqlaymiz.



6.1.3-rasm

Impulsning saqlanish qonuniga ko'ra zarraning yadroda sochilishidan avvalgi impulsi p_0 , sochilib yadroda uzoqlashgandagi impulsi p ga teng, ya'ni $p=p_0$ (6.1.3-a,b rasm). Zarraning sochilishi natijasida vujudga kelgan impuls vektori orttirmasining moduli (impuls o'zgarish vektori) uchun quyidagi ifodani yozamiz.

$$|\Delta p| = 2 p_0 \sin \frac{\alpha}{2} = 2 m_a g \sin \frac{\alpha}{2} \quad (1.2)$$

Bu erda: $m_a = 4 m.a.b - \alpha$ -zarraning massasi, g - boshlang'ich tezligi.

Boshqa tomondan Nyutonning 2-qonuniga ko'ra

$$|\Delta p| = \int F_t dt \quad (1.3)$$

bo'ladi. Bunda $F=F_P \cos \psi$ - kuchning Δp yo'nalishiga proeksiyasи.

6.1.3-a,b,rasmidan ko'rinish turbdiki, ψ burchakni qutb burchagi φ va og'ish burchagi α bilan almashtirish mumkin.

$$\psi = \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha}{2} - \varphi$$

Bu munosobatdan quyidagi ifoda kelib chiqadi:

$$F_t = F \cos \psi = F \sin \left(\varphi + \frac{\alpha}{2} \right) = \frac{2 Z K e^2}{r^2} \sin \left(\varphi + \frac{\alpha}{2} \right)$$

Yuqoridagi ifodani (2.3) formulaga qo'yib va bir vaqtning o'zida dt ni $d\varphi/\phi$ orqali ifodalab quyidagiga ega bo'lamiz:

$$|\Delta p| = \int F_t dt = \int \frac{2 Z K e^2}{r^2} \sin \left(\varphi + \frac{\alpha}{2} \right) d\varphi = 2 Z K e^2 \int_0^{2\pi} \frac{\sin \left(\varphi + \frac{\alpha}{2} \right)}{r^2 \phi} d\varphi \quad (2.4)$$

$m_a r^2 \dot{\varphi}$ kattalik α -zarraning sochuvchi yadroga nisbatan olingan impuls momenti L ni beradi. α -zarraga ta'sir etuvchi kuchi markaziy kuchi bo'lgani uchun impuls momenti L har doim o'zgarmasdan qoladi va o'zining boshlang'ich $L_0 = m_a g b$ qiymatiga teng bo'ladi. $r^2 \dot{\varphi}$ ni $g b$ ga almashtirib yuqoridagi formulani quyidagicha yozamiz.

$$|\Delta p| = \int F_t dt = \frac{2 Z K e^2}{g b} \int_0^{2\pi} \sin \left(\varphi + \frac{\alpha}{2} \right) d\varphi = \frac{2 Z K e^2}{g b} \cdot 2 \cos \frac{\alpha}{2}$$

Demak, impuls momenti quyidagicha bo'lar ekan:

$$|\Delta p| = 2 m_a g \sin \frac{\alpha}{2} = \frac{2 Z K e^2}{g b} \cdot 2 \cos \frac{\alpha}{2} \quad (1.4.1)$$

Bundan α -zarraning sochilish burchagini aniqlash mumkin

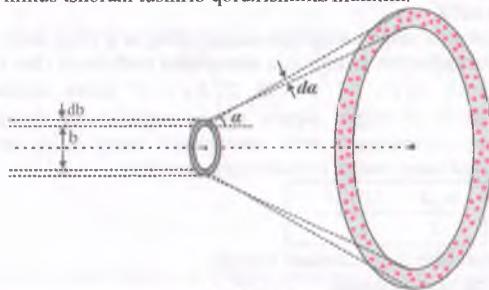
$$\operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2} = \frac{m_a g^2}{2 Z K e^2} \cdot b \quad (1.5)$$

Sochuvchi modda qatlarnini shunchalik yupqa deb qaraylikki, har bir zarra undan o'tayotganida faqat bitta yadro yaqinidan uchib o'tsin, ya'ni har bir zarra faqat bir marta sochilsin.

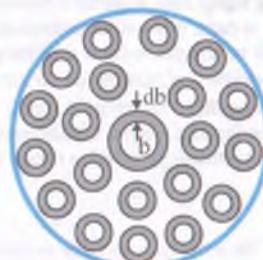
Zarra α va $\alpha - d\alpha$ oraliq'idagi burchakka sochilishi uchun yadrolardan birining yaqinidan shunday traektoriya bilan uchib o'tsinksin, uning nishonga olish parametri b va $b + db$ oraliq'iga to'g'ri kelsin (6.1.4-rasm). Bunda $d\alpha$ va db lar yuqoridaq formulaga ko'ra quyidagicha bog'langan:

$$-\frac{1}{\sin^2 \frac{\alpha}{2}} \cdot \frac{d\alpha}{2} = \frac{m_a g^2}{2 Z K e^2} \cdot db \quad (1.6)$$

Bu ifodadagi minus ishora b ning ortishi bilan ($db > 0$) α ning kamayishi natijasida paydo bo'lган. Kelgusida bizni faqat db ning α va $d\alpha$ ga bog'liq funksiyasidagi absalyut qiymat qiziqitiradi. SHuning uchun minus ishorani tushirib qoldirishimiz mumkin.



6.1.4-rasm



6.1.5-rasm

α -zarralar dastasining ko'ndlalang kesim yuzini S harfi bilan belgilaymiz. Unda sochuvchi zarning dasta yo'lidagi atomlar soni $N_{\alpha} = n S d$ bo'ladi. n – atomlar konsentratsiyasi, d – zarning qalinligi. Agar α -zarralar dastasining qalinligi dastasining kesimi bo'yicha bir tekis taqsimlangan bo'lsa, yadrolarning birining yaqinidan b dan $b + db$ gacha nishonga olish parametrlari traektoriya bo'yicha uchib o'tuvchi (demak, $\alpha - d\alpha$ dan α gacha burchakka og'uvchi) α -zarralarning nisbiy soni quyidagicha (6.1.5-rasm):

$$\frac{dN_{\alpha}}{N_{\alpha}} = \frac{N_{\alpha} \cdot S_0}{S} = \frac{n S d \cdot 2 \pi b db}{S} = n d 2 \pi b db \quad (1.7)$$

Bu erda: N_{α} – dastadagi jami α -zarralar soni;

dN_{α} – $\alpha - d\alpha$ dan α gacha burchak ostida sochiluvchi zarralar soni.

(1.7) formulada b va db larni (1.5) va (1.6) larga asosan α va $d\alpha$ oqali ifodalab, quyidagini olamiz:

$$b = \frac{2 Z K e^3}{m_a g^2} \cdot \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2} \quad \text{va} \quad db = \frac{2 Z K e^3}{m_a g^2} \cdot \frac{1}{\sin^2 \frac{\alpha}{2}} \cdot \frac{d\alpha}{2} \quad \text{ekanini hisobga olsak.}$$

$$\frac{dN_{\alpha}}{N_{\alpha}} = n d 2 \pi \left(\frac{2 Z K e^3}{m_a g^2} \cdot \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2} \right) \cdot \left(\frac{2 Z K e^3}{m_a g^2} \cdot \frac{1}{\sin^2 \frac{\alpha}{2}} \cdot \frac{d\alpha}{2} \right) = n d 2 \pi \cdot \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2} \cdot \left(\frac{2 Z K e^3}{m_a g^2} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^2 \frac{\alpha}{2}} \cdot \frac{d\alpha}{2}$$

α burchak qatnashgan ko'paytuvchilarni o'zgartiramiz.

$$\frac{\operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2}}{\sin^2 \frac{\alpha}{2}} = \frac{\cos \frac{\alpha}{2}}{\sin^3 \frac{\alpha}{2}} = \frac{2 \cos \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\alpha}{2}}{2 \sin^4 \frac{\alpha}{2}} = \frac{\sin \alpha}{2 \sin^4 \frac{\alpha}{2}}$$

Bu o'zgartirishni hisobga olib quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\frac{dN_{\alpha}}{N_{\alpha}} = n d \cdot \left(\frac{2 Z K e^3}{m_a g^2} \right)^2 \cdot \frac{2 \pi \sin \alpha d\alpha}{4 \sin^4 \frac{\alpha}{2}}$$

Nihoyat, elementar fazoviy burchak $d\Omega = \frac{dS}{r^2} = \frac{2\pi b db}{r^2} = \frac{2\pi (r \sin \alpha) \cdot (r d\alpha)}{r^2} = 2\pi \sin \alpha d\alpha$ ekanini hisobga olsak, α -zarralarning nisbiy soni quyidagicha bo'лади:

$$\frac{dN_\alpha}{N_\alpha} = n d\alpha \cdot \left(\frac{2ZKe^2}{m_\alpha g^2} \right)^2 \cdot \frac{d\Omega}{4 \sin^4 \frac{\alpha}{2}} \quad (1.8)$$

Bu ifoda α -zarralarning sochilishi uchun **Rezerford formulasi** deyiladi. 1913-yil Rezerford xodimlari bu formulani bir xil vaqt oraliq'id aturli α burchak ostida kuzatilgan ssintillyasisi sonlarini hisoblash yo'li bilan tekshirish o'tkazdilar. Tajriba sharoitida (6.1.2-rasm) bir xil (E ekran yuzi va uning zardan uzoqligi bilan aniqlanadigan) fazoviy burchak oraliq'idagi α -zarralar hisoblandi. Shuning uchun turli burchak ostida kuzatilgan ssintillyasiya soni Rezerford formulasiga asosan $1/\sin^4 \frac{\alpha}{2}$ ga proporsional bo'lishi kerak.

Nazariyaning bu natijasi tajribada tasdiqlandi. Sochilishning zar qaliligi va α -zarranining tezligiga bog'liqligi ham Rezerford formulasiga mos keldi.

α -zarra bilan atom yadrosi orasidagi Kulon ta'siriga asoslangan nazariyaning to'g'riligi hatto orqaga otib tashlangan α -zarra atomning musbat zaryadlangan sohaga kira olmasligini tasdiqlaydi (biz Tomson modelini ko'rganimizda o'zaro ta'sir kuch $2ZKe^2/r^2$ o'rniiga $2ZKe^2r/R^3$ bilan aniqlanishini ko'rgandik). Shuningdek, aniq yadroga qarab yo'nalgan α -zarra uning markazigacha shunday bir masofagacha yaqin kelishi mumkinki, uni α -zarranining kinetik energiyasini uning to'liq to'xtagan momentidagi yadro bilan o'zaro ta'sir potensial energiyasiga tenglab topish mumkin.

$$\frac{m_\alpha g^2}{2} = \frac{2ZKe^2}{r_{min}}$$

Bu erda: r_{min} – α -zarra va yadro markazlari orasidagi minimum masofa;

$$m_\alpha = 4 m_a b = 6,44 \cdot 10^{-27} \text{ kg} – \alpha$$
-zarranining massasi.

Masalani oltin zar uchun $Z=79$ va α -zarranining tezligi $\beta_\alpha = 10^7 \text{ m/s}$ bo'lgan hol uchun ishlayslik.

$$r_{min} = \frac{4ZKe^2}{m_\alpha g^2} = \frac{4 \cdot 79 \cdot 9 \cdot 10^9 \cdot 2,56 \cdot 10^{-38}}{6,644 \cdot 10^{-27} \cdot 10^{14}} \approx 1,1 \cdot 10^{-13} \text{ m}$$

Agar xuddi shu masalani Neon uchun ($Z=10$) ishlasak, quyidagi echimga ega bo'lamiz:

$$r_{min} = \frac{4ZKe^2}{m_\alpha g^2} = \frac{4 \cdot 10 \cdot 9 \cdot 10^9 \cdot 2,56 \cdot 10^{-38}}{6,644 \cdot 10^{-27} \cdot 10^{14}} \approx 1,4 \cdot 10^{-14} \text{ m}$$

Shunday qilib, α -zarralarning sochilishi bo'yicha o'tkazilgan tajribalarining natijasi Rezerford taklif etgan atomning yadro modeli foydasiga hal bo'ldi. Lekin, yadro modeli klassik mechanika va elektrodinamika qonunlariga zid bo'lib chiqdi. Harakatsiz turgan zaryadlar sistemasi turg'un holatida bo'la olmaydi. Shuning uchun Rezerford atomning statik modelidan voz kechib, elektronlar yadro atrofida beril traektoriya bo'ylab aylanadi deb taxmin qilishga majbur bo'ldi. Lekin, bu holda elektron tezlanish bilan harakat qiladi. Shu munosobat bilan klassik elektrodinamikaga asosan u zuzlusiz ravishda elektromagnit to'lqinlari (yorug'lik) nurlab turishi lozim. Nurlanish jarayoni esa energiya sarflash bilan sodir bo'ladi. Demak, elektron bora-bora elektronga qulab tushishi kerak (6.1.6-rasm). Nyuton va Maksvell qonunlariga asoslangan mutlaq aniq hisoblashlar elektronning haddan tashqari qisqa (10^{-8} s) vaqt oraliq'ida yadroga qulashi lozim ekanini ko'rsatdi. Natijada atom yo'qolishi kerak. Lekin bunday emas, atom istalgancha uzoq vaqt turg'un.

Rezerford atomning planetar modelini yaratdi: elektronlar yadro atrofida planetalar Quyosh atrofida aylangani kabi aylanadilar. Bu model atomlarning barqarorligini tushuntirib bera olmadidi. Lekin shunday bo'lsada uning ishlari olamshumul edi.



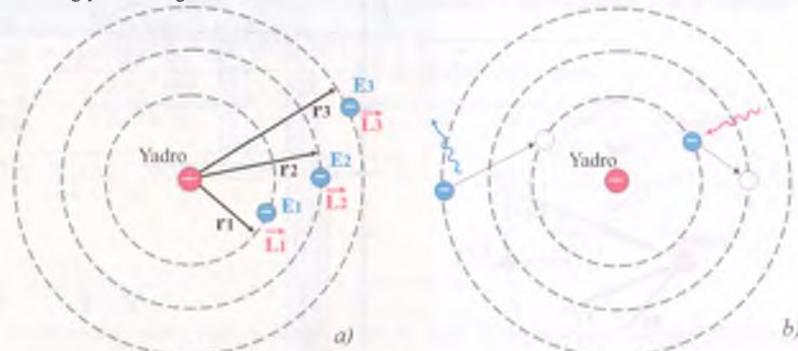
6.2-MAVZU: Bor postulatlari

Atomning Rezerford taklif etgan modelida klassik mechanika va elektrodinamika bilan birga na atomning turg'un ekanligini va na atom spektrining xarakterini tushuntirishga qodir emasligi aniqlandi. Atom nazariyasida nihoyatda mushkul vaziyatdan qutulish yo'ini 1913 yilda Daniyalik buyuk fizik Nils Bohr tabiatdagi jarayonlar haqidagi kvant tasavvurlarni yanada rivojlantirish natijasida ko'rsatib berdi.

Eynshteyn Bor qilgan bu kashfiyotni “tafakkur olamidagi eng oliy qobiliyat mevasi” deb baholagan. Turli-tuman tajriba dalillariga asoslangan holda Bor buyuk bir ichki hissiyot tufayli masalaning mohiyatini oldindan to‘g‘ri aniqlay oldi.

Biroq Bor atomning izchil nazariyasini bera olmadi. U yangi nazarriyaning asosiy qoidalarini postulatlar tarzida ifodaladi. Shu bilan birga Bor klassik fizika qonunlarini ham shaksiz rad etgani yo‘q. Klassik fizika yo‘l qo‘yadigan ba‘zi urinish-harakatlarga chek qo‘ydi xolos.

Shunga qaramay, Bor nazariyasining muvaffaqiyatlari ajoyib edi va u nazariyani rivojlantirishning to‘g‘ri yo‘lini topgan edi. Bu yo‘l keyinchalik mikrozarralar harakatining mukammal nazariysi–kvant mexanikasining yaratilishiga olib keldi.



6.2.1-rasm

Borning qilgan farazi u ta‘riflagan quyidagi ucta postulatda o‘z mazmunini topdi (6.2.1-rasm).

Birinchi postulat: *atom sistemasi har biriga muayyan E_n energiya mos keladigan alohida statcionar yoki kvant holatlardagina bo‘la oladi. Atom statcionar holatning o‘zida nur chiqarmaydi yoki yutmaydi.*

Bu postulat klassik mexanikaga tamoman ziddir. Klassik mexanikaga ko‘ra harakatlanayotgan elektronning energiyasi har qanday bo‘lishi mumkin. Klassik mexanika nuqtai-nazaridan mumkin bo‘lgan cheksiz ko‘p elektron orbitalaridan haqiqatda ba‘zi kvant shartlarni qanoatlantiruvchi diskret orbitalargina mavjud bo‘la oladi. Bu postulat Maksvell elektrodinamikasiga ham ziddir, chunki bu postulatga ko‘ra elektronlar elektromagnit to‘lqin chiqarmasdan ham tezlanish bilan harakatlanishi mumkin.

Ikkinchi postulat: *atom katta energiyali E_m statcionar holatdan kam energiyali E_n statcionar holatga o‘tganda yorug‘lik nurlanadi. Nurlangan fotonning energiyasi statcionar holatlar energiyalarining farqiga teng.*

$$h\nu = E_m - E_n \quad [J]$$

Nurlanayotgan chiziq chastotasi quyidagicha

$$\nu = \frac{E_m - E_n}{h} \quad [Gs]$$

Nur yutilganda elektron kam energiyali statcionar holatdan katta energiyali statcionar holatga o‘tadi va aksincha nur chiqarganda tepadan pastga tushadi.

Ikkinchi postulat Maksvell elektrodinamikasiga ziddir, chunki bu postulatga ko‘ra, yorug‘likning nurlanish chastotasi elektron harkatlarining xususiyatlarini emas, balki atom energiyasining o‘zgarishini bildiradi.

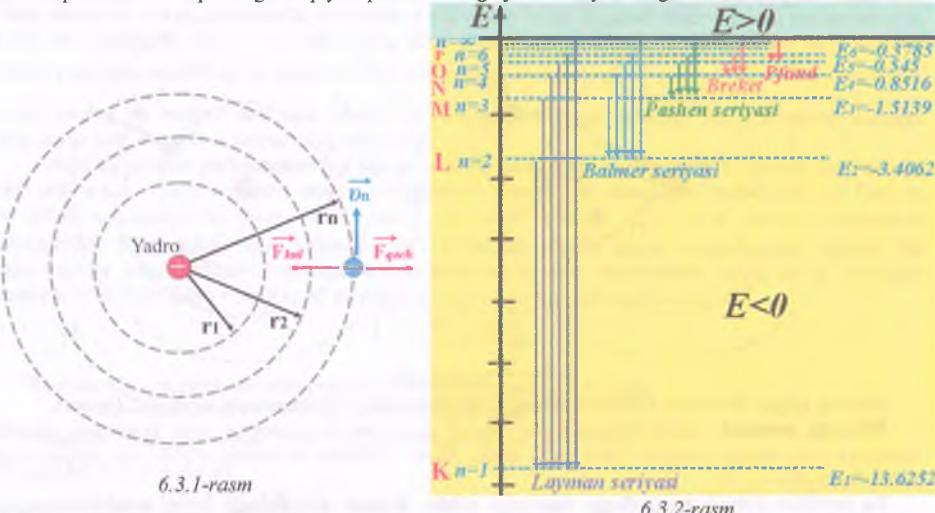
Uchinchi postulat: *atomdagi elektronning impuls momenti diskret qiymatlarga ega.*

$$L = n\hbar \quad yoki \quad m\vartheta r = n\hbar \quad [kg\ m/s = J\ s]$$

Bu postulat ham klassik mexanika qonunlariga zid. Chunki, klassik mexanikaga ko‘ra aylanma harkat qilayotgan jismning impuls momenti ixtiyoriy qiymatlarga ega bo‘lishi mumkin. Uchinchi postulatga ko‘ra esa impuls momenti cheksiz ko‘p qiymatlardan faqatgina tanlangan qiymatlarnigina, ya‘ni \hbar ga karrali qiymatlarnigina qa‘bul qilishi mumkin ekan.

6.3. MAVZU: Bor postulatlaridan kelib chiqadigan natijalar

Agar atomning energiyasi minimal bo'lsa, elektron yadroga eng yaqin birinchi orbita bo'ylab harakat qiladi. Atomning bu holatini **qo'zg'almagan holat** yoki **asosiy holat** deyiladi. Bu holda elektron yadro bilan eng mustahkam bog'langan bo'ladi. Atom qoshimcha energiya qabul qilganda qo'zg'algan holatga o'tadi. Bu vaqtida uning elektroni birinch orbitadan boshqa, yadrodan uzoqroq orbitalarning biriga o'tib, o'sha erda harakat qiladi. Qo'zg'algan atomning energiyasi qo'zg'almagan atomning energiyasidan ortiqdir. Lekin atomning qo'zg'algan holati nixoyatda qisqa muddatlidir. Sekundning yuz milliondan bir ulushi qadar kichik vaqt oraliq'ida quyiroq biror orbitaga yoki asosiy orbitaga o'tadi.



Bor nazariyasining uchinchi postulatiga muvofiq kvantlangan orbita bo'ylab xarakat qilayotgan elektronning impuls momenti $L = m\vartheta r$ kattalik jihatidan $\hbar = h/(2\pi)$ ga karrali bo'ladi.

$$m\vartheta r = n \frac{\hbar}{2\pi}$$

Vodorod atomi uchun Bor nazariyasidan juda ko'p natijaviy formulalar keltirib chiqarish mumkin. Chalkashliklarga yo'1 qo'ymaslik uchun har bir formulani raqamlab boramiz.

1) Elektronning n -energetik sathdagi aylanish radiusi r quyidagicha ($r_{1,H}$ —uyg'onmagan vodorod atomida elektronning aylanish radiusi):

$$r = n^2 r_{1,H}; \quad r_{1,H} = \frac{1}{km_e} \left(\frac{\hbar}{2\pi e} \right)^2 = 0,5291 \left[\frac{\text{Å}}{\text{A}} \right] \quad (1)$$

Isboti: 3-postulatga ko'ra impuls moment kvantlangan, ya'ni $L = m\vartheta r = n \frac{\hbar}{2\pi}$. Bundan tezlik $\vartheta = \frac{n\hbar}{2\pi r m_e}$

(*) bo'ladi. Elektron orbita bo'ylab harakatlanayotganda, markazdan qochuvchi kuch kulon kuchiga teng bo'ladi.

$$\frac{m_e \vartheta^2}{r} = \frac{k e^2}{r^2} \rightarrow \text{Bunga (*)ni qo'yamiz. } \frac{m_e}{r} \frac{n^2 \hbar^2}{4\pi^2 r^2 m_e^2} = \frac{k e^2}{r^2} \rightarrow r = n^2 \frac{1}{k \cdot m_e} \left(\frac{\hbar}{2 \cdot \pi \cdot e} \right)^2 = n^2 r_{1,H} \quad \text{Bu erda}$$

$$r_{1,H} = \frac{1}{k m_e} \left(\frac{\hbar}{2\pi e} \right)^2 = \frac{1}{9 \cdot 10^9 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}} \left(\frac{6,626 \cdot 10^{-34}}{2 \cdot 3,1416 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19}} \right)^2 = 5,291 \cdot 10^{-10} \text{ Å} = 5,291 \text{ Å} \quad \text{elektronning } n=1$$

uyg'onmagan holatdagi 1-statsionar orbita radiusi.

2) Elektronning n -energetik sathdagi aylanish tezligi ϑ quyidagicha ($\vartheta_{1,H}$ — uyg'onmagan vodorod atomida elektronning aylanish tezligi):

$$g = \frac{v_1}{n}; \quad \vartheta_1 = \frac{2\pi k e^2}{h} \approx 2190,27 \text{ [km/sek]} \quad (2)$$

Istboti: (1) formulani (*)ga qo'yib, elektronning ixtiyorli n -statcionar orbitadagi tezligini topamiz.

$$g = \frac{nh}{2\pi r m_e} = \frac{nh}{2\pi n^2 r_i m_e} = \frac{1}{n} \cdot \frac{h}{2\pi r_i m_e} = \frac{\vartheta_1 n}{n} \quad . \quad \text{Bu erda } \vartheta_{1,H} = \frac{h}{2\pi r_i m_e} = \frac{h}{2\pi m_e} \left(\frac{2\pi e}{h} \right)^2 =$$

$$= \frac{2\pi k e^2}{h} = \frac{2 \cdot 3,1416 \cdot 9 \cdot 10^9 \cdot (1,602 \cdot 10^{-19})^2}{6,626 \cdot 10^{-34}} = 2190266,624 \text{ m/c} \approx 2190,27 \text{ km/sek}.$$

3.1) Elektronning n -energetik sathdagi aylanish chastotasi v quyidagicha ($\nu_{1,H}$ -uyg'onmagan vodorod atomida elektronning aylanish chastotasi):

$$v = \frac{\nu_{1,H}}{n^3}; \quad \nu_{1,H} = 2R_v = 6,58846 \cdot 10^{15} \text{ [Gs]} \quad (3.1)$$

Istboti: Elektronning aylanish chastotasi $\vartheta = 2\pi v r$ formuladan topiladi.

$$\nu = \frac{\vartheta}{2\pi r} = \frac{\vartheta_1 / n}{2\pi n^2 r_i} = \frac{1}{n^3} \cdot \frac{\vartheta_1}{2\pi r_i} = \frac{\nu_{1,H}}{n^3} \quad . \quad \text{Bu erda } \nu_{1,H} = \frac{\vartheta_1}{2\pi r_i} = \frac{\frac{\vartheta_1}{n}}{2\pi \cdot \frac{1}{k m_e} \left(\frac{h}{2\pi e} \right)^2} = \frac{4m_e}{h} \left(\frac{\pi k e^2}{h} \right)^2 =$$

$$= \frac{4 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}}{6,626 \cdot 10^{-34}} \left(\frac{3,1416 \cdot 9 \cdot 10^9 \cdot (1,602 \cdot 10^{-19})^2}{6,626 \cdot 10^{-34}} \right)^2 = 6,58846 \cdot 10^{15} \text{ Gs}.$$

3.2) Elektronning n -energetik sathdagi aylanish davri T quyidagicha ($T_{1,H}$ -uyg'onmagan vodorod atomida elektronning aylanish davri):

$$T = n^3 T_1; \quad T_1 = \frac{1}{2 R_v} = 1,517805 \cdot 10^{-16} \text{ [s]} \quad (3.2)$$

Istboti: Buni $T=1/v$ va (3.1) formulalardan foydalanib topish mumkin.

3.3) Elektronning n -energetik sathdagi burchak tezligi ω quyidagicha ($\omega_{1,H}$ -uyg'onmagan vodorod atomida elektronning burchak tezligi):

$$\omega = \frac{\omega_{1,H}}{n^3}; \quad \omega_{1,H} = 4\pi R_v = 4,139661 \cdot 10^{16} \text{ [rad/s]} \quad (3.3)$$

Istboti: Buni $\omega=2\pi v$ va (3.1) formulalardan foydalanib topish mumkin.

4.1) Elektronning n -energetik sathdagi kinetik energiyasi E_K quyidagicha ($E_{K1,H}$ -uyg'onmagan vodorod atomida elektronning kinetik energiyasi):

$$E_K = \frac{E_{K1,H}}{n^2}; \quad E_{K1,H} = 2m_e \left(\frac{\pi k e^2}{h} \right)^2 = 13,6252 \text{ [eV]} \quad (4.1)$$

Istboti: Elektronning ixtiyorli n -sathdagi kinetik energiyasini topish uchun hammamizga ma'lum bo'lgan formuladan foydalanamiz. $E_K = \frac{m_e \vartheta^2}{2} = \frac{m_e}{2} \cdot \left(\frac{\vartheta_1}{n} \right)^2 = \frac{1}{n^2} \cdot \frac{m_e \vartheta_1^2}{2} = \frac{E_{K1,H}}{n^2} \quad . \quad \text{Bu erda } E_{K1,H} = \frac{m_e \vartheta_{1,H}^2}{2} =$

$$= \frac{m_e}{2} \left(\frac{2\pi k e^2}{h} \right)^2 = 2m_e \left(\frac{\pi k e^2}{h} \right)^2 = 2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \left(\frac{3,1416 \cdot 9 \cdot 10^9 \cdot (1,602 \cdot 10^{-19})^2}{6,626 \cdot 10^{-34}} \right)^2 = 21,827568 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 13,6252 \text{ [eV]}$$

elektronning 1-orbitadagi kinetik energiyasi.

4.2) Elektronning ixtiyorli n -energetik sathdagi potensial energiyasi E_P quyidagicha ($E_{P1,H}$ - uyg'onmagan vodorod atomida elektronning potensial energiyasi):

$$E_P = \frac{E_{P1,H}}{n^2}; \quad E_{P1,H} = -4m_e \left(\frac{\pi k e^2}{h} \right)^2 = -27,2504 \text{ [eV]} \quad (4.2)$$

Istboti: Elektronning ixtiyorli n -sathdagi potensial energiyasini topish uchun hammamizga ma'lum bo'lgan formuladan foydalanamiz. $E_K = -\frac{k e^2}{r} = -\frac{k e^2}{n^2 r_i} = \frac{1}{n^2} \cdot \frac{k e^2}{r_i} = \frac{E_{P1,H}}{n^2} \quad . \quad \text{Bu erda } E_{P1,H} = -\frac{k e^2}{r_i} =$

$$= -\frac{ke^2}{\frac{1}{k m_e} \left(\frac{h}{2\pi e}\right)^2} = -4m_e \left(\frac{\pi k e^2}{h}\right)^2 = -4 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \left(\frac{3,1416 \cdot 9 \cdot 10^9 \cdot (1,602 \cdot 10^{-19})^2}{6,626 \cdot 10^{-34}}\right)^2 = 43,655136 \cdot 10^{-19} J = -27,2504 [eV]$$

elektronning l -orbitadagi potensial energiyasi.

4.3) Elektronning n -energetik sathdagи umumiy energiyasi E quyidagicha ($E_{1,H}$ -uyg'onmagan vodorod atomida elektronning umumiy energiyasi):

$$E = \frac{E_{1,H}}{n^2}; \quad E_{1,H} = -2m_e \left(\frac{\pi k e^2}{h}\right)^2 = -13,6252 [eV] \quad (4.3)$$

Ishboti: Elektronning umumiy energiyasini uning kinetik va potensial energiyalari yig'indisi tashkil etadi.

$$E_1 = E_{K1,H} + E_{P1,H} = 2m_e \left(\frac{\pi k e^2}{h}\right)^2 - 4m_e \left(\frac{\pi k e^2}{h}\right)^2 = -2m_e \left(\frac{\pi k e^2}{h}\right)^2 = -E_{K1,H} = -13,6252 eV$$

$$E = E_K + E_P = \frac{1}{n^2} E_{K1,H} + \frac{1}{n^2} E_{P1,H} = \frac{1}{n^2} (E_{K1,H} + E_{P1,H}) = \frac{1}{n^2} \cdot E_{1,H}$$

5) YUqoridagi (4.1), (4.2), (4.3) ifodalardan kinetik energiya miqdor jihatidan umumiy energiyaga teng ekanligi hamda potensial energiya esa umumiy energiyadan 2 marta katta ekanligi kelib chiqadi.

$$\begin{cases} E_K = -E = -\frac{1}{2} E_P \\ E_P = 2E = -2E_K \end{cases} \quad (5)$$

(4) va (5) ifodalardan quyidagi xulosalarga kelish mumkin:

Atom energiya yutganda elektron quyi energetik sathdan yuqori energetik sathga o'tadi.

Elektron quyi orbitadan yuqori orbitaga o'tganda, elektronning kinetik energiyasi kamayadi, potensial energiyasi oshadi, umumiy energiyasi ham oshadi.

6.1) Elektron yuqorigi m -sathdan quyи n -sathga o'tganda nurlanadigan fotonning chastotasi $\nu_{m \rightarrow n}$ quyidagicha:

$$\nu_{m \rightarrow n} = \frac{|E|}{h} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = R_v \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) [Gs] \quad (6.1)$$

Ishboti: Birning 2-postulatiga ko'ra chiqarilgan yoki yutilgan yorug'lik kvanti statsionar holatlар energiyalari farqiga teng, ya'ni $h\nu = E_m - E_n$ bo'ladi. Bundan kvant chastotasi $\nu = \frac{E_m - E_n}{h} =$

$$= \frac{E_1 - E_2}{h} = \frac{E_1 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)}{h} = \frac{-2m_e \left(\frac{\pi k e^2}{h}\right)^2}{h} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = \frac{2m_e \left(\frac{\pi k e^2}{h}\right)^2}{h} \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = R_v \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad . \quad \text{Bu erda}$$

$$R_v = \frac{2m_e}{h} \left(\frac{\pi k e^2}{h}\right)^2 = 3,29423 \cdot 10^{15} Gs \text{ vodorod atomi uchun chastotali Ridberg doimiysi deyiladi.}$$

6.2) Elektron yuqorigi m -sathdan quyи n -sathga o'tganda nurlanadigan fotonning to'lqin uzunligi $\lambda_{m \rightarrow n}$ quyidagicha:

$$\frac{1}{\lambda_{m \rightarrow n}} = \frac{|E|}{hc} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = \frac{R_v}{c} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = R_\lambda \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) [Gs] \quad (6.2)$$

Ishboti: Buni chastota va to'lqin uzunlik orasidagi $c = \lambda \nu$ bog'lanish va (6.1) ifodalardan foydalanim osongina topish mumkin.

Biz yuqorida keltirib chiqargan Vodorod atomi seriyalari uchun chastotalar va to'lqin uzunliklari (6.1) va (6.2) formulalar yordamida quyidagi jadvalni tuzish mumkin:

1-jadval

	Laymen seriyasi							
	2→1	3→1	4→1	5→1	6→1	7→1	8→1	∞→1
v [TGs]	2470,67	2928,2	3088,34	3162,46	3202,72	3227	3242,75	3294,23
λ [nm]	121,42	102,45	97,14	94,863	94,2	93,67	92,514	91,068

Balmer seriyasi

		3→2	4→2	5→2	6→2	7→2	8→2	∞→2
v [TGs]		457,53	617,67	691,79	732,05	756,33	772,08	823,56
λ [nm]		655,7	485,7	433,66	409,81	396,65	388,56	364,27
Pashen seriyasi								
		4→3	5→3	6→3	7→3	8→3	∞→3	
v [TGs]		160,14	234,25	274,52	298,8	314,55	366,025	
λ [nm]		1873,36	1280,7	1092,8	1004	953,74	819,61	
Breket seriyasi								
		5→4	6→4	7→4	8→4	∞→4		
v [TGs]		74,12	114,383	138,66	154,417	205,89		
λ [nm]		4047,5	2622,8	2163,6	1642,8	1457,1		
Pfund seriyasi								
		6→5	7→5	8→5	∞→5			
v [TGs]		40,263	64,54	80,297	131,769			
λ [nm]		7451	4648,3	3736,1	2276,71			
Xemfri seriyasi								
		7→6	8→6	∞→6				
v [TGs]		24,277	40,03	915,064				
λ [nm]		12357,4	7494,4	3278,46				

7) Vodorod atomi uchun chastotali va to'lqinli Ridberg doimiylari quyidagicha:

$$R_v = \frac{2m_e}{h} \left(\frac{\pi k e^2}{h} \right)^3 = 3,29423 \cdot 10^{15} \text{ [Gs]}; \quad R_{\lambda} = \frac{R_v}{c} = \frac{2m_e}{c h} \left(\frac{\pi k e^2}{h} \right)^3 = 10980767,12 \text{ [m}^{-1}\text{]} \quad (7)$$

Istboti: Vodorod atomi uchun chastotali va to'lqinli Ridberg doimiylari (6.1) va (6.2) formulalardan keltirib chiqarildi.

8) Nurlanish chastotasini har bir holatga mos kelgan spektral termlar ayirmasi shaklida ham ifodalash mumkin.

$$\nu_{m \rightarrow n} = \frac{R_v}{n^2} - \frac{R_v}{m^2} = T(n) - T(m) \text{ [Gs]} \quad (8)$$

Ixtiyoriy n -Bor orbitasiga mos keluvchi spekral term chatotasi $T(n) = \frac{R_v}{n^2}$ formula yordamida, to'lqin son esa $T(n) = \frac{R_{\lambda}}{n^2}$ formula yordamida aniqlanib, har bir statsionar orbita uchun spektral term chastota va to'lqin sonlar quyidagi jadvalda berilgan.

2-jadval

Spektral term	T(1)	T(2)	T(3)	T(4)	T(5)	T(6)	T(7)	T(8)
C Hastota (TGs)	3294,23	823,5575	366,0255	205,8893	131,7692	91,5064	67,2292	51,4723
To'lqin son (m ⁻¹)	10980767	2745191	1220085	686298	439231	305021	224097	171574

9) Elektronning n -energetik sathdagi umumiy impulsi p quyidagicha ($p_{1,H}$ -uyg'onmagan vodorod atomida elektronning impulsi):

$$p = \frac{p_{1,H}}{n}; \quad p_{1,H} = \frac{2\pi k m_e e^2}{h} = 1,99314 \cdot 10^{-24} \left[\frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}} \right] \quad (9)$$

Istboti: Elektronning impuls momenti Borning 3-postulatiga ko'ra $L = m g r = n \frac{h}{2\pi}$ bo'ladi. Bundan impuls

$$p = \frac{L}{r} = \frac{n h}{2\pi r} = \frac{n h}{2\pi n^2 r_1} = \frac{1}{n} \frac{h}{2\pi r_1} = \frac{p_{1,H}}{n} \quad \text{bo'ladi.} \quad \text{Bu erda} \quad p_{1,H} = \frac{h}{2\pi r_1} = \frac{h}{2\pi \frac{1}{k m_e} \left(\frac{h}{2\pi e} \right)^3} =$$

$$= \frac{2\pi k m_e e^3}{h} = \frac{2 \cdot 3,1416 \cdot 9 \cdot 10^9 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot (1,602 \cdot 10^{-19})^3}{6,626 \cdot 10^{-34}} = 1,99314 \cdot 10^{-24} \text{ kg} \cdot \text{m/s} \quad \text{elektronning uyg'onmagan } (n=1) \\ \text{statsionar orbitadagi impulsi.}$$

10) Ixtiyoriy n -Bor orbitasida hosil bo'ladigan markazga intilma tezlanishning qiymati quyidagicha ($a_{n1,H}$ -uyg'onmagan vodorod atomida elektronning markazga intilma tezlanishi):

$$\alpha_s = \frac{a_{n1,H}}{n^4}; \quad a_{n1,H} = k m_e \left(\frac{4\pi^2 k e^3}{h^2} \right)^{1/2} = 9,067 \cdot 10^{22} \left[\frac{m}{s^2} \right] \quad (10)$$

Istboti: Ixtiyoriy Bor orbitasida aylanayotgan elektronning markazga intilma tezlanishi

$$\alpha_s = \frac{g^2}{r} = \frac{\left(\frac{g_1}{n}\right)^2}{n^2 r_1} = \frac{1}{n^4} \frac{g_1^2}{r_1} = \frac{a_{n1,H}}{n^4} \quad \text{bo'radi.} \quad \text{Bu erda} \quad a_{n1,H} = \frac{g_1^2 H}{r_{1H}} = \frac{\left(\frac{2\pi k e^3}{h}\right)^{1/2}}{\frac{1}{k m_e} \left(\frac{h}{2\pi e}\right)^{1/2}} = k m_e \left(\frac{4\pi^2 k e^3}{h^2} \right)^{1/2} =$$

$$= 9 \cdot 10^9 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot \left(\frac{4 \cdot 3,1416^2 \cdot 9 \cdot 10^9 \cdot (1,602 \cdot 10^{-19})^3}{(6,626 \cdot 10^{-34})^2} \right)^{1/2} = 9,067 \cdot 10^{22} \frac{m}{s^2} \quad \text{uyg'onmagan vodorod atomidagi elektronning markazga intilma tezlanishi.}$$

Yuqorida vodorod atomi uchun Bor postulatlariidan keltirib chiqarilgan barcha formulalardan foydalaniib, dastlabki sakkizta Bor orbitasi uchun kattaliklar jarvalini keltiramiz.

3-jadval

Kattaliklar	Bor orbitasi	1	2	3	4	5	6	7	8
1. Impuls momenti ($10^{-34} J \cdot s$)	1,05456	2,1091	3,1636	4,2182	5,273	6,3273	7,3819	8,4364	
1. Orbita radiusi (\AA)	0,5291	2,1164	4,7619	8,4556	13,227	19,047	25,925	33,862	
2. Chiziqli tezlik (km/s)	2190,27	1095,51	730,09	547,56	438,05	365,04	312,89	273,78	
3. 1. Aylanish chastotasi ($T Gs$)	6588,46	823,56	244,02	102,94	52,707	31,478	19,823	13,28	
3. 2. Aylanish davri ($10^{-15} s$)	0,15178	1,2142	4,098	9,714	18,972	32,784	52,06	77,711	
3. 3. Burchak tezlik ($10^{15} rad/s$)	41,3966	5,1745	1,5332	0,6468	0,3312	0,1916	0,1212	0,0812	
4. 1. Kinetik energiya (eV)	13,6252	3,4063	1,5139	0,8515	0,545	0,3785	0,2781	0,213	
4. 2. Potensial energiya (eV)	-27,2504	-6,8126	-3,0278	-1,7030	-1,09	-0,757	-0,5561	-0,416	
4. 3. To'la energiya (eV)	-13,6252	-3,4063	-1,5139	-0,8515	-0,545	-0,3785	-0,2781	-0,213	
5. Impuls ($10^{-24} kg \cdot m/s$)	1,99314	0,9966	0,6644	0,4983	0,3986	0,3322	0,2847	0,2491	
6. Mark. int. tezl. ($10^{21} m/s^2$)	90,67	5,6668	1,1194	0,3542	0,145	0,07	0,0378	0,02213	

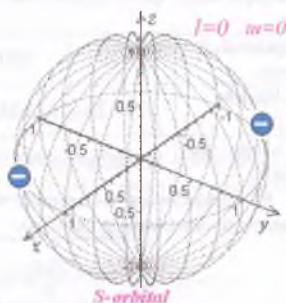
6.4. MAVZU: Atom va molekulalarning elektron bulutlari haqida tushuncha.

Elektron qobiq haqida tushuncha:

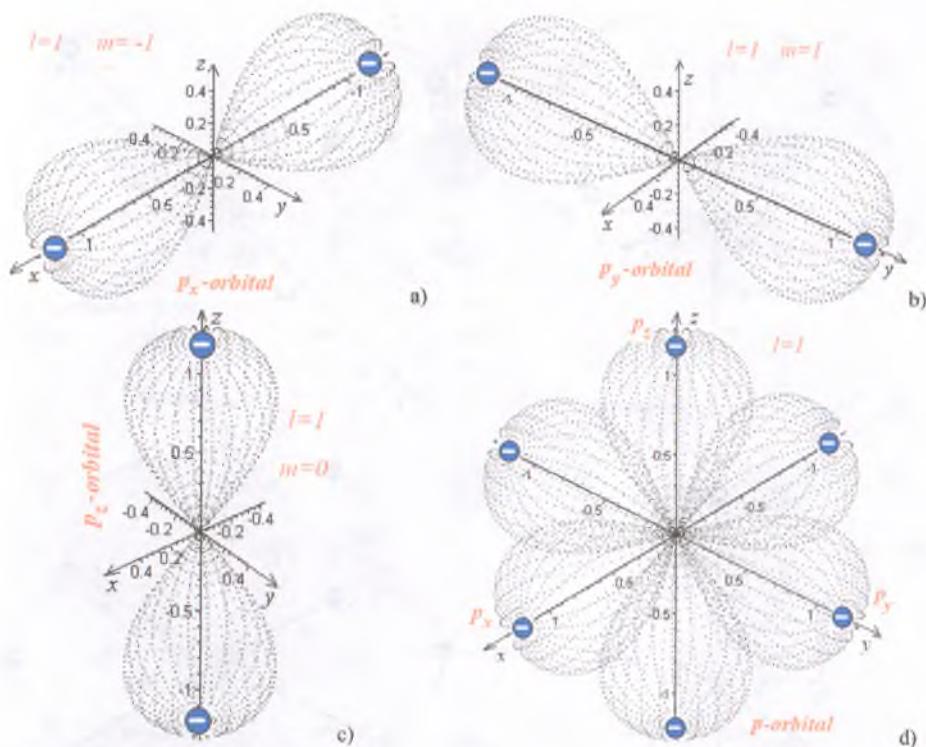
Elektronlarni eng ko'p uchratish mumkin bo'lgan nuqtalar to'plamini s, p, d, f qobiqlar deb atalishini bilamiz. s qobiq bitta, p qobiq uchta p_x, p_y, p_z va d qobiq beshta $d_{xy}, d_{xz}, d_{yz}, d_{x^2-y^2}, d_{z^2}$ orbitallardan tashkil topgan.

Atomlarda elektronlar turli pog'onachalardagi orbitallarda o'tiradi. Agar eng tashqi oxirgi orbital s -qobiq, ya'ni oxirgi valentlik elektroni s -elektron pog'onachada o'tirgan bo'lsa, bunday atomlarni s -elementtlar deyiladi. s -qobiqdagi elektron harakatining eng zinch ehtimoli qatlami sferaga o'xshash bo'lib, u barcha o'qlarga nisbatan simmetrikdir. s -elementlar davriy sistemada qizil rangda tasvirlanib, ular 2tadan bo'ladi.

p -orbitallar gantelsimon, ya'ni lissajuga o'xshash bo'ladi. 6.4.2-rasmida uchta orbital alohida-alohida hamda ular birgalikda tasvirlangan. Oxirgi to'layotgan qobiq p -orbital bo'lgan elementlarni p -elementlar deyiladi. p -elementlar davriy sistemada sariq rangda tasvirlanib, ular 6tadan bo'ladi.

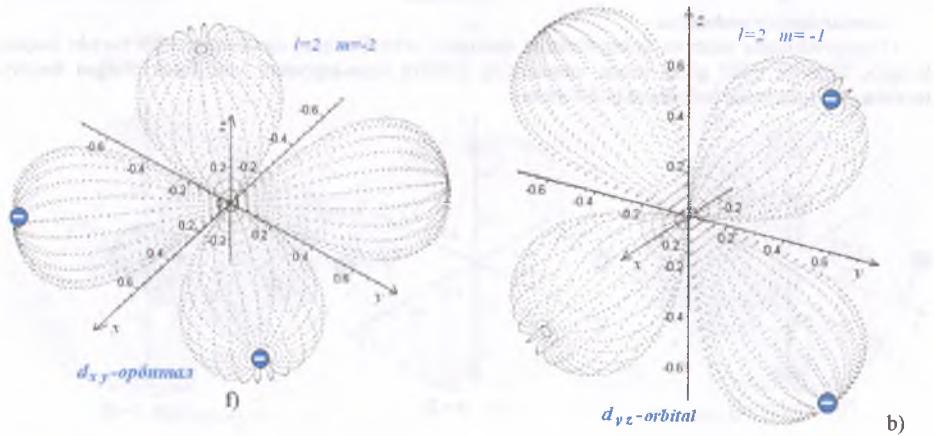


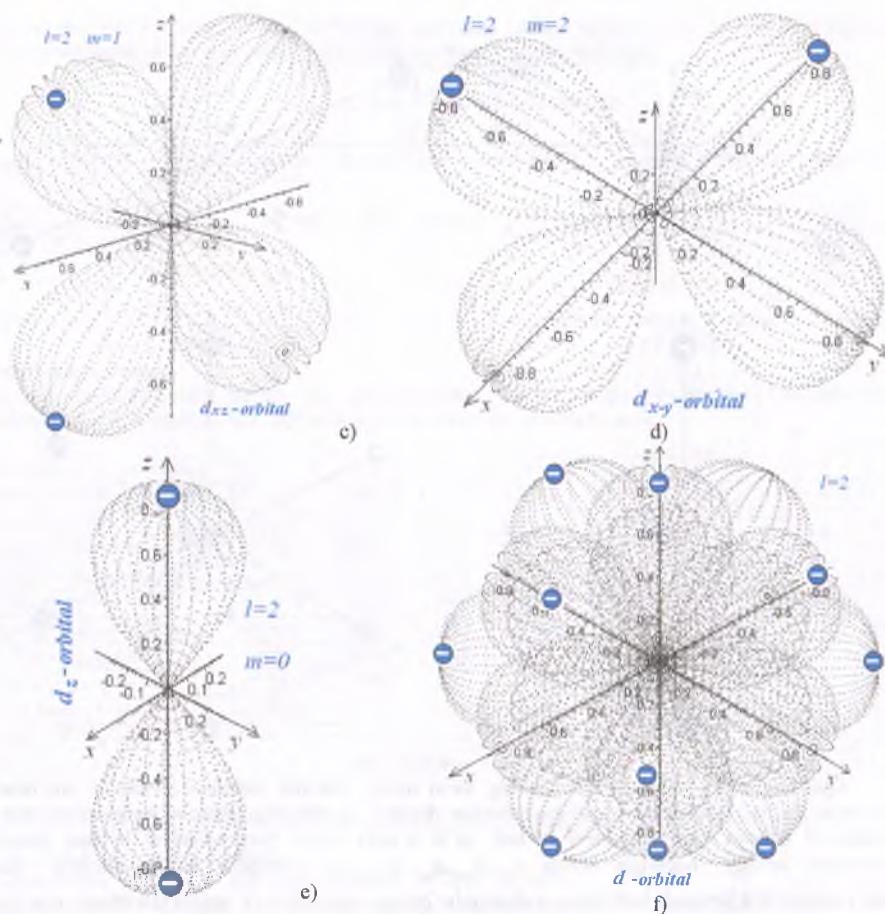
6.4. 1-rasm



6.4.2-rasm

Agar eng tashqi oxirgi orbital d -qobiq, ya'ni oxirgi valentlik elektroni d -elektron pog'onachada o'tirgan bo'lsa, bunday atomlarni d -elementlar deyiladi. d -qobiqdagi elektron harakatining eng zinch ettimolli qatlami yaproqchasimon bo'ladi, ya'ni o'qlari o'zaro perpendikulyar bo'lgan gantellarga o'xshash bo'ladi. d -qobiqda beshta $d_{xy}, d_{yz}, d_{zx}, d_{x^2-y^2}, d_{p_z}$ -orbitallar bo'lib, ularning fazoviy ko'rimishlari 6.4.3-rasmda keltirilgan. d -elementlar davriy sistemada ko'k rangda tasvirlanib, ular 10tadan bo'ladi.

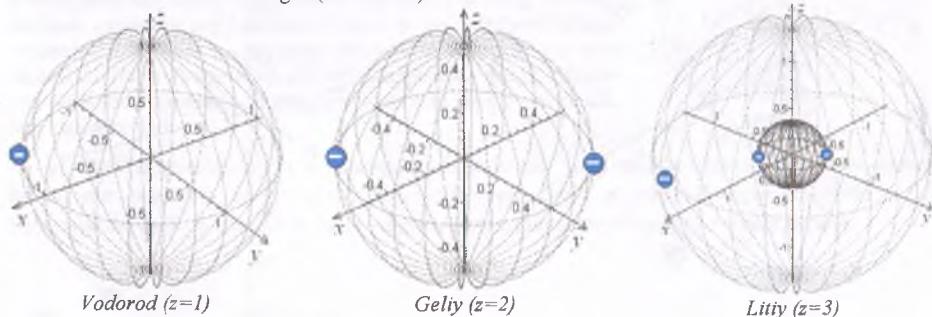


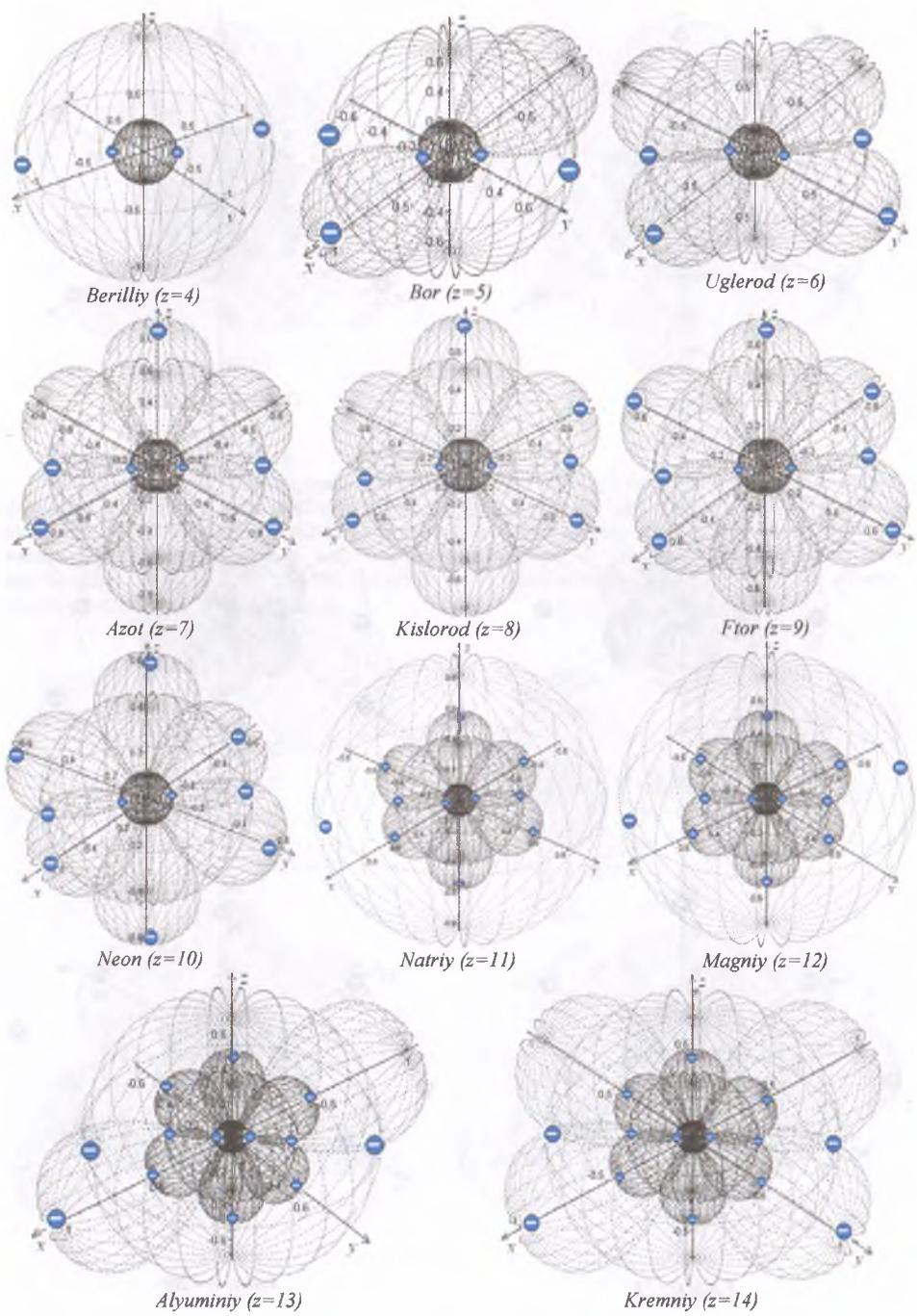


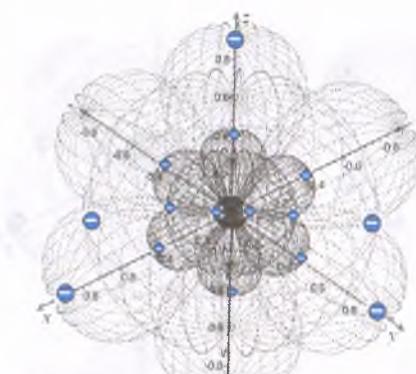
6.4.3-rasm

Atomlar haqida tushuncha:

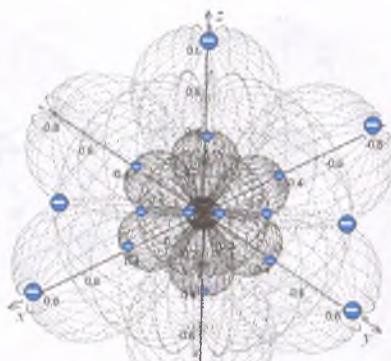
O'rganuvchilarda atom va uning elektron qobiqlari, orbitallarining elektronga to'lib borishi haqida kengroq tasavvur hosil qilish uchun atomlarning axborot texnologiyalari yordamida olingan fasoviy tasvirlaridan namunalar keltirilgan (6.4.4-rasm).



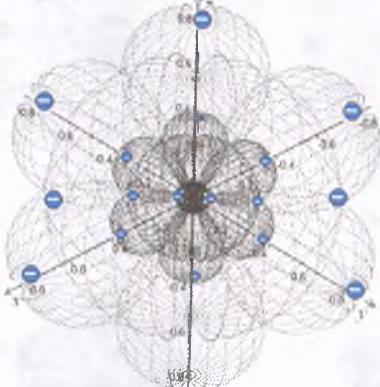




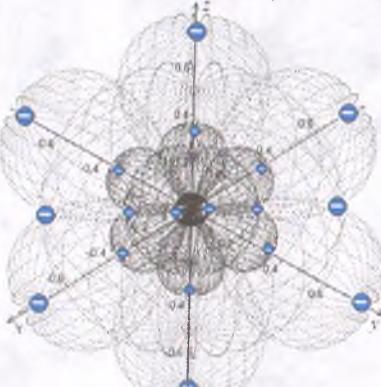
Fosfor ($z=15$)



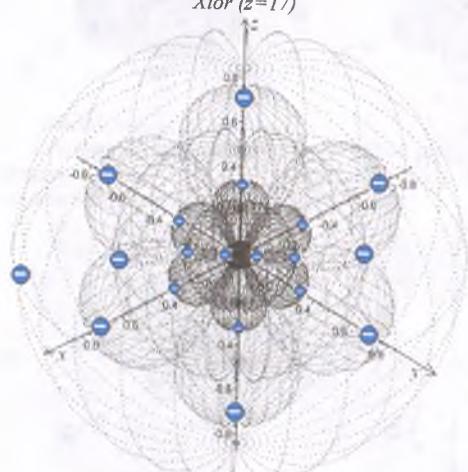
Olingugurt ($z=16$)



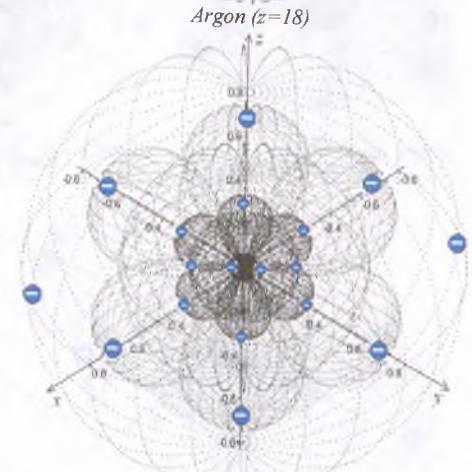
Xlor ($z=17$)



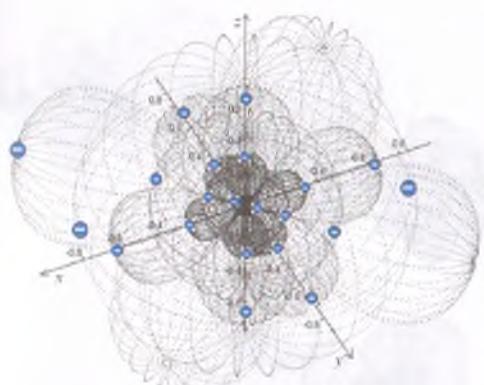
Argon ($z=18$)



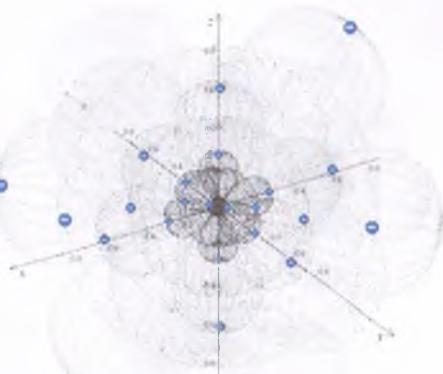
Kaliy ($z=19$)



Kalsiy ($z=20$)



Skandiy (z=21)

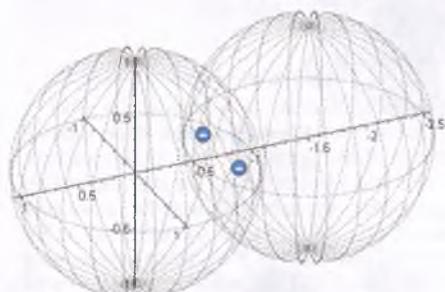


Titan (z=50)

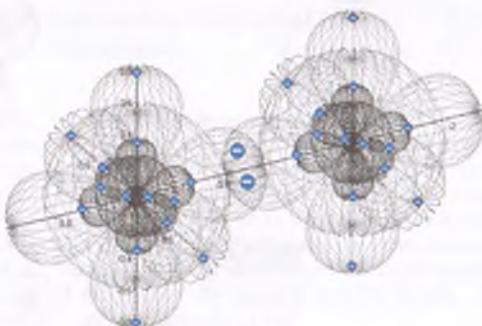
6.4.4-rasm

Molekulalar haqida tushuncha:

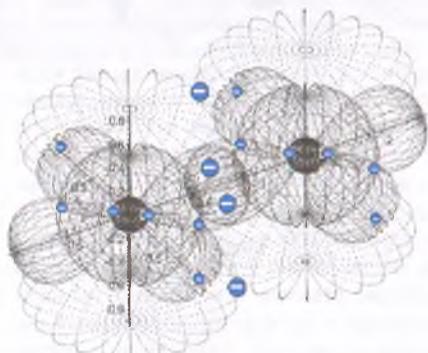
Atomlar ximiyaviy birikishi natijasida moleklalardan hosil bo'ladi. Bu jarayon elektronga to'lmay qolgan eng tashqi elektron qobiqdagi elektronlar vositasida amalga oshadi. Elektronga to'lgan ichki qobiqdagi elektronlar molekulalardan hosil qilishda ishtirok etmaydilar. Bir xil atomlar birikkanda kovalent bog'lanish yuzaga keladi. Boshqa hollarda ionli bog'lanish molekulyar bog'lanish, metall bog'lanish kabi bog'lanishlar hosil bo'ladi. Quyidagi 2-rasmida ba'zi molekulalarning elektron qobiqlari axborot texnologiyalari yordamida tasvirlangan.



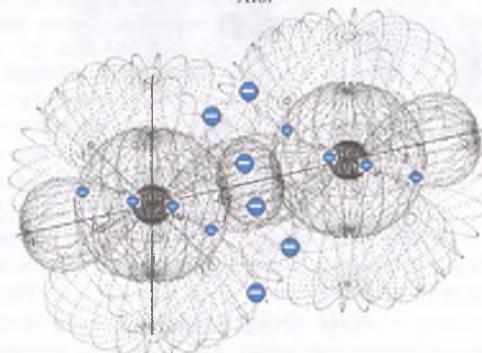
Vodorod



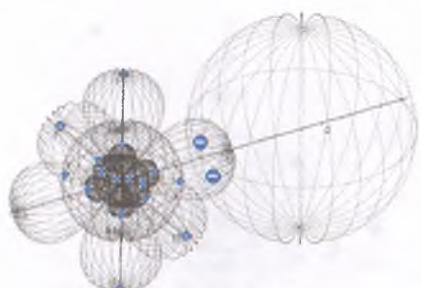
Xlor



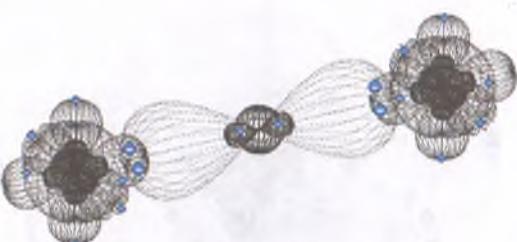
Kislorod



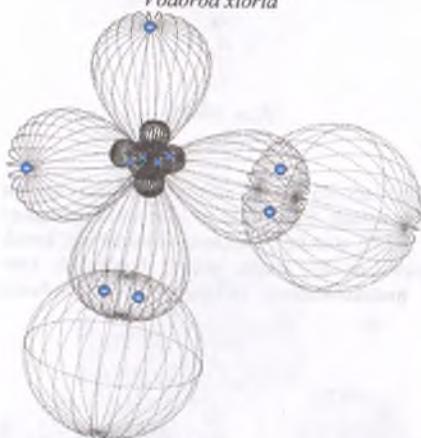
Azot



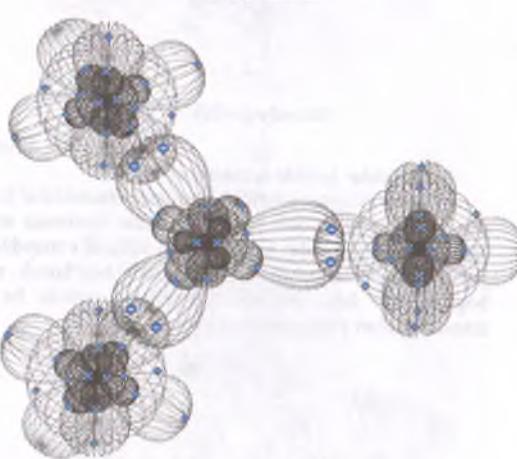
Vodorod xlorid



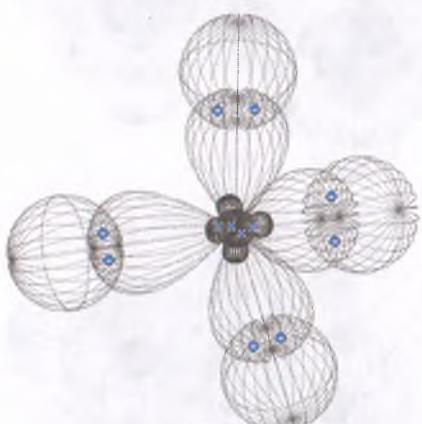
Berilly xlorid



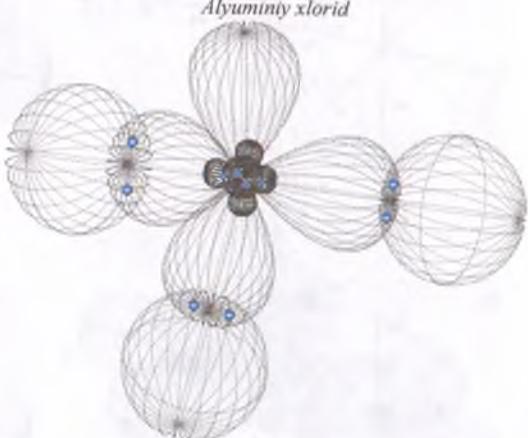
Sov



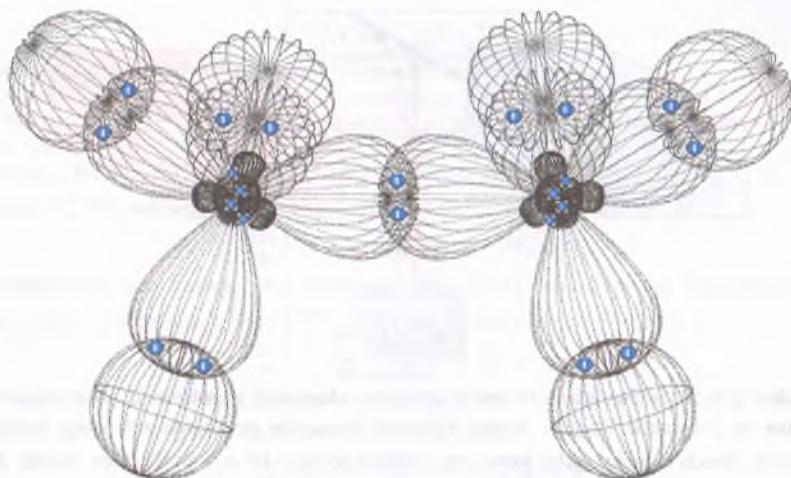
Alyuminty xlorid



Metan



Nitrat



Etan
6.4.5-rasm

Yuqoridagi rasmilardan ko'rinib turibdiki, ichki qobiqlardagi elektronlar o'z o'midan qo'zg'alms ekan. Atomlarni birlashtirib molekula hosil qiluvchi bog'lar faqat tashqi to'limgan qobiqlar (valent elektronlar va vakant joylar) vositasida amalga oshar ekan. Boshqa aytganda, atomlarning tashqi elektronlari bir-birlarini biroz qoplash evaziga molekulyar bog'lar hosil bo'lar ekan.

6.5. MAVZU: Radioaktivlik. Yemirilish va uning turlari. Radioaktiv yemirilish qonuni.

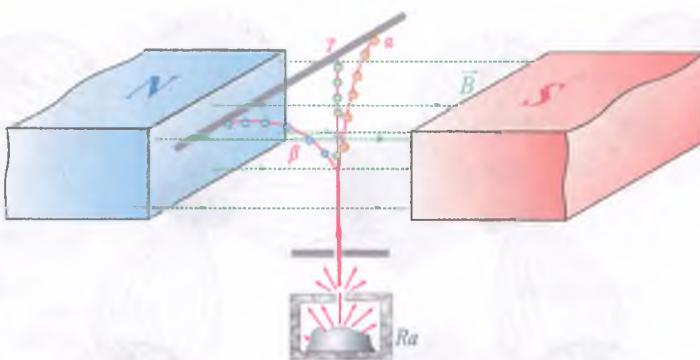
Radioaktivlikning kashf etilishi:

1896 yili fransuz olimi A.Bekkerel uran tuzoari yaqinida tortmada turgan fotoplastinkalar kuyib yaroqsiz holga kelib qolganini guvohni bo'ldi. Dastlab buni sababini anglamagan bo'lsa-da, keyinchalik pylonkalar kuyib qolishini asosiy sababi uran tuzlari ekanini aniqladi. Xuddi shuningdek, uranning turli birikmalari yoki so'f uran elementini o'zi ham bir xil noma'lum nurlar chiqarib fotoplastinka kuyishiga sababchi bo'lar ekan. Uran elementi molekula holda, birikma tarkibida yoki yakka atom holda bo'lishidan qat'iy nazar, bir xil nurlanar ekan. Bu narlanish intensivligiga hech qanday tashqi ta'sirlar (bosim, temperatura, elektr va b.) o'z ta'sirini ko'rsatolmas ekan. Keyinchalik fotoplastinkani kuydiradigan bunday nurlar boshqa elementlar (toriy, radiy, poloniy) tomonidan ham chiqarilishini Per Kyuriy va Mariya Kyuriy-Skladovskayalar tomonidan aniqlandi.

Moddaning o'z-o'zidan (spontan) nur chiqarish hodisasiga radioaktivlik deyiladi.

Keyinchalik radioaktiv nurlarning kelib chiqish sababi, uning boshqa jismilarga ta'siri va boshqa xossalri keng o'rGANildi. Jumladan, radioaktiv nur dastasiga magnit maydoni ta'sir ettirilganda bu dasta uchta dastaga ajralishi aniqlandi (6.5.1-rasm). Birinchi turdag'i nurlar dastlabki yo'naliishidan chap tomonga, ikkinchi turdag'i nurlar o'ng tomonga og'ganligi va uchinchi turdag'i nurlar esa og'masdan to'g'ri chiziq hosil qilgani aniqlandi. Birinchi turdag'i nurlarni α -nurlar deb, ikkinchi turdag'i nurlarni β -nurlar deb va uchinchi turdag'i nurlarni esa γ -nurlar deb ataldi. Ma'lumki, magnit maydonida faqat zaryadli zarralar og'adi. Bundan esa α - va β -nurlar qarma-qarshi ishorali zaryadli zarralar oqimi, γ -nurlar zaryadsiz zarralar oqimi degan xulosa kelib chiqadi.

Radioaktivlikni har tomonlama o'rGANish natijalari shuni ko'rsatdiki, α -nurlar mubat zaryadli α -zarralar oqimi, β -nurlarni manfiy zaryadli β -zarralar oqimi hamda γ -nurlarni qisqa elektromagnit to'lqinlari ekan. α - va β -zarralarni magnit maydonida og'ishidagi egrilik radiusiga qarab dastlab bu zarralarning solishirma og'irligi, so'ngra zaryadi va massasi aniqlandi. Tajribalar natijasiga ko'ra α -zarralar – bu taxminan $\sim 20000\text{ km/s}$ tezlik bilan harakatlanuvchi geliy yadrolari, β -zarralar – bu taxminan yorug'lik tezligiga yaqin tezlikda harakatlanuvchi elektronlar oqimi ekan.



6.5. I-rasm

Shunday qilib, ba’zi bir tabiiy va sun’iy kimyoviy elementlar atomlarining o’z-o’zidan α -, β -zarrachalar va γ -kvantlar chiqarib, boshqa kimyoviy elementlar atomlariga aylanishiga radioaktivlik deyilar ekan. Bunda α -nurlar, geliy atomining yadrolari bo’lib, $\sim 10^7 \text{ m/s}$ tezlik bilan chiqadi. β -nurlar tez harakatlanuvchi elektronlar oqimi bo’lib, tezligi $\sim 10^8 \text{ m/s}$ dan $\sim 0,999 c$ tezlikkacha etadi. γ -nurlar esa to’lqin uzunligi $10^{-11} - 10^{-13} \text{ m}$ bo’lgan rentgen nurlaridan ham qisqa elektromagnit to’lqinlardan iborat.

M.Kyuriy va P.Kyuriylar ikkita radioaktiv elementni – radiy va poloniyni aniqladilar. Poloniy elementiga M.Kyuriy vatani Polsha sharafiga shunday nom berildi. Radiyning radioaktivligi urannikidan million marta katta edi. Spektral analiz yordamida 1908 yilda Rezerford radioaktiv gazni – radonni aniqladi. Keyinchalik ma’lum bo’ldiki, Mendeleev davriy sistemasining 84-elementli polonyjidan keyingi barcha elementlar o’zidan radioaktiv nur chiqarar ekan.

Radioaktivlikning kashf etilishi fiziklar oldiga yangi “bu nurlanish qanday paydo bo’ladi” degan savol qo’ydi. Ayniqa bu nurlanishning spontanligi juda hayratlanarli edi. Olimlar Rezerford va Soddi 1903-yilda atomlar o’z-o’zidan yemirilishidan radioaktiv nurlanish paydo bo’ladi degan gipotezani o’rttga tashladilar. Unga ko’ra radioaktiv elementlarning yadrolari vaqtı-vaqtı bilan goh unisi, goh bunisi radioaktiv yemirilish natijasida nurlar chiqarib turadi. Demak, radioaktiv element yadroları oddiy elementlarning yadrolaridan farqli ravishda ular turg’un bo’lmasdan, bu yadrolarda vaqtı-vaqtı bilan yemirilishlar bo’lib turar ekan. Bu yemirilishlar natijasida yadrodan α -, β -zarrachalar va γ -kvantlar chiqib turar ekan.

Radioaktiv yemirilish turlari, yemirilishlarda siljish qoidalari:

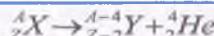
Radioaktiv yadrolarni o’zidan biror zarralarni chiqarib boshqa yadroga aylanish protsessiga **radioaktiv emirilish** deyiladi. Bu protsessda yadroning zaryadi va massa soni o’zgarishi yoki o’zgarmasligi mumkin. Radioaktivlikka duchor bo’lgan yadroni birlamchi yoki ona yadro deb, emirilish natijasida hosil bo’lgan yadroni esa ikkilamchi yoki bola yadro deyiladi.

Atom α - va β -nurlar chiqarib, boshqa elementga aylanishiga α - va β - yemirilishlar deyiladi. γ -yemirilish so’zi esa ishlatalmaydi, chunki α - va β - emirilishning o’zida γ -nurlanish ham bo’ladi. α - va β - yemirilishlar haqida alohida-alohida to’xtalib o’taylik.

1. α -yemirilish

α -zarralar – bu taxminan $\sim 20\,000 \text{ km/s}$ tezlik bilan harakatlanuvchi geliy yadrolari ekanligini aytgan edik. Yadrodan juda katta ($4 - 9 \text{ MeV}$) energiya bilan chiqqan bu geliy atomi yadrolari yo’lda uchragan moddani ionlashtirib tashlaydi. Normal sharoitda havoda 1sm yo’lda o’rtacha 50 000 just ion hosil qiladi. α -zarraning havoda erkin yugurish yo’li $2 - 12 \text{ sm}$ oralig’ida bo’lsa, qattiq jismzlarda esa bir necha mikrometrga yetadi.

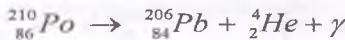
O’zidan α -zarra chiqqargan X spontan yemirilib boshqa Y yadroga aylanadi. Natijada, yadroning davriy sistema bo’yicha bir necha katakka siljishi sodir bo’ladi. α -yemirilishda siljish qoidasi quyidagicha bo’ladi:



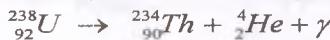
Yuqoridagi siljish formulasidan shunday xulosa qilish mumkin ekan:

a-yemirilishda yadro 2e ga teng musbat zaryadni yo'qotadi va protonlar soni 2 taga kamayadi , yadro massasi 4 atom massa birligiga kamayadi, element davriy sistemaning boshiga qarab 2 ta katakka siljydi.

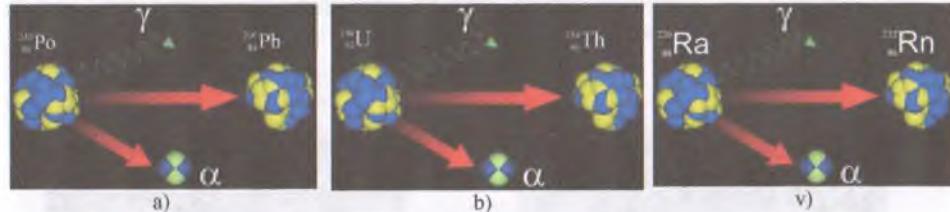
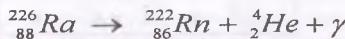
Masalan, Poloniy (${}^{210}_{86} Po$) yadrosi spontan yemirilish natijasida o'zidan α -zarra (${}^4_2 He$) chiqarib qo'rg'oshin (${}^{206}_{84} Pb$) yadrosiga aylanar ekan (6.5.2-a,rasm).



α -yemirilishga yana boshqa misol keltiramiz. Uran (${}^{238}_{92} U$) yadrosi spontan yemirilish natijasida o'zidan α -zarra (${}^4_2 He$) chiqarib Toriy (${}^{234}_{90} Th$) yadrosiga aylanar ekan (6.5.2-b,rasm).



Xuddi yuqoridagi kabi radiy (${}^{226}_{88} Ra$) yadrosi spontan yemirilish natijasida o'zidan α -zarra (${}^4_2 He$) chiqarib radon gazi (${}^{222}_{86} Rn$) yadrosiga aylanar ekan (6.5.2-v,rasm).



6.5.2-rasm

α -yemirilish energiya chiqarish yoki energiya yutish orqali borish mumkin. Lekin, ko'pincha energiya chiqishi bilan boradi. Shuni eslatib o'tish kerakki, yemirilish jarayonida zaryad va massa saqlanadi. Reaksiya tenglamarasida tenglamaning quyi indekslar yig'indisi o'zaro teng, shuningdek, yuqori indekslar yig'indisi ham o'zaro teng bo'ladi.

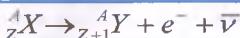
2. β -yemirilish

β -nurlar yorug'lik tezligiga yaqin tezlikda harakatlanuvchi elektronlar oqimi ekanligini aytib o'tgan edik. Ularning energiyasi ancha katta bo'lib $2.3 MeV$ gacha etadi. Bu energiya elektronning tinchlikdagi energiyasidan ham taxminan 5 marta kattadir. Moddaga tushganda α -zarraga nisbatan ancha kam ion (50 juftgacha ion) hosil qilgani uchun β -zarralarning erkin yugurish yo'li α -zarralarnikiga nisbatan ancha katta bo'ladi. β -zarralarning erkin yugurish yo'li metallarda $3 mm$ atrofida bo'lib, havoda esa bir necha yuz metrغا yetishi mumkin.

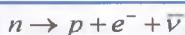
O'zidan β -zarra chiqargan X yadro spontan yemirilib boshqa Y yadroga aylanadi. Natijada, yadroning davriy sistema bo'yicha bir katakka siljishi sodir bo'ladi. β -yemirilish uch xil bo'lish mumkin. β -yemirilishning uchala turida ham yadroning massa soni o'zgarmaydi. Lekin, yadro zaryadi bir birlikka o'zgaradi.

2.1) β^- -yemirilish.

Yemirilishning bu turi elektronli yemirilish deb atalib, bu yemirilish uchun siljish qoidasi quyidagicha bo'ladi:

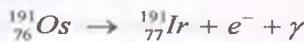


β^- -yemirilishda yadrodan bitta elektron ajralib chiqadi, ya'ni yadrodagи bitta neytron proton, elektron va antineytrino (og'ir massali foton) ga aylanadi.

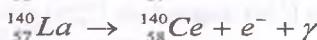
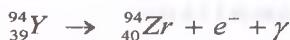
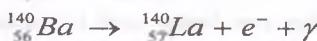
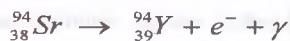
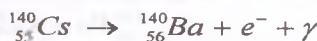
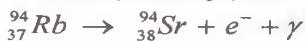


Yuqoridagi siljish formulasidan shunday xulosa qilish mumkin ekan:
 β^- -yemirilishda yadro e ga teng manfiy zaryad yo'qtadi va protonlar soni 1 taga ortadi, yadro massasi deyarli o'zgarmaydi, element davriy sistemaning oxiriga qarab 1 ta katakka siljiydi.

Masalan, osmiy ($^{191}_{76}Os$) yadrosi spontan yemirilish natijasida o'zidan β^- -zarra, ya'ni elektron ($^0_{-1}e$) chiqarib qo'rg'oshin ($^{191}_{77}Ir$) yadrosiga aylanadi (6.5.3-a,rasm).

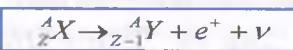


β^- (elektronli) yemirilishga yana boshqa misollar keltiramiz.



2.2) β^+ -yemirilish.

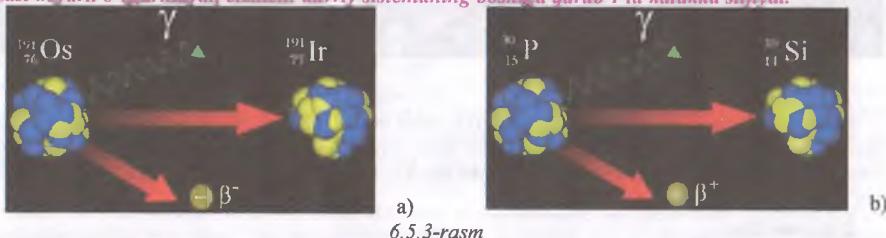
Emirilishning bu turi pozitronli (elektronning antizarrasi) yemirilish deb atalib, bu yemirilish uchun siljish qoidasi quyidagicha bo'ladi:



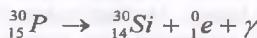
β^+ -yemirilishda yadro dan bitta pozitron (massasi elektron massasiga teng bo'lgan musbat zaryadli zarracha) ajralib chiqadi, ya'ni bitta proton neytron, pozitron va neytrinoga aylanadi.



β^+ -emirilishda yadro e ga teng musbat zaryad yo'qtadi va protonlar soni 1 taga kamayadi, yadro massasi deyarli o'zgarmaydi, element davriy sistemaning boshiga qarab 1 ta katakka siljiydi.



Masalan, fosfor ($^{30}_{15}P$) yadrosi pozitronli emirilish natijasida o'zidan bitta pozitron ($^0_{-1}e$) chiqarib kremniy ($^{30}_{14}Si$) yadrosiga aylanar ekan (6.5.3-b,rasm).



2-V) elektron yutish.

Yemirilishning elektron qamrash yoki elektron yutish deb ataluvchi turida siljish qoidasi quyidagicha bo'ladi:



β -yemirilishning uchinchi turi-elektron yutish jarayonida yadro o'ziga eng yaqin elektron qobiqdagi (asosan K-qobiqdagi) elektronni yutadi. Bu elektron yadroda biror proton bilan qo'shilib, neytron va neytrinoga aylanadi.



Elektron yutishda yadro e ga teng musbat zaryad yo'qtadi va protonlar soni 1 taga kamayadi, yadro massasi deyarli o'zgarmaydi, element davriy sistemaning boshiga qarab 1 ta katakka siljiydi.

Elektron yutish hodisasi keyingi L -, M -, ..., qobiqlar elektronlari bilan deyarli sodir bo'lmaydi.

Radioaktiv yemirilish natijasida hosil bo'lgan bola yadroning o'zi ham yana radioaktiv element bo'lishi mumkin. Shuning uchun radioaktiv yemirilish jarayoni, odadta turg'un element bilan tugallanadigan radioaktiv elementlar zanjirini hosil qiladi. Elementlarning bunday zanjiriga radioaktiv

oila deyiladi. Hozirgi vaqtta radioaktiv oila bor: 1) Uran oilasi; 2) Aktiniy oilasi; 3) Toriy oilasi; 4) Neptuniy oilasi.

Radioaktiv yemirilish qonunu:

Hisoblarning ko'rsatishicha juda uzoq yashovchi uran ^{238}U izotopining $1mg$ massasida taxminan $2,5 \cdot 10^{18}$ ta atom bo'lib, har sekundda ulardan 12tasi o'zidan α -zarra chiqarish hisobiga yemirilishga uchrab toriy ^{234}Th izotopiga aylanlar ekan. Lekin, keyingi sekundda yana qaysi 12ta yadro yemirilishiga uchrashini aya olmaymiz. Faqat har sekundda yemiriladigan yadrolar soni $\left(\frac{dN}{dt}\right)$ berilgan namunadagi jami yadrolar soni N ga to'g'ri proporsional ekanini aya olamiz. Demak, $\frac{dN}{dt} \sim N$ bo'lar ekan. Proporsionallikdan tenglikka o'tish uchun nurlanishni xarakterlovchi konstanta kirgizamiz.

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

Bu erda: λ – yemirilsh doimiysi bo'lib, u radioaktiv element turiga bog'liq. $[\lambda] = [c^{-1}]$. Emirilish doimiysi Is vaqt ichida radioaktiv yadrolarning qancha qismi yemirilishini bildiradi. Tenglikdagi (-) ishora yemirilish sodir bo'lganda jami yadrolar soni kamayishini bildiradi.

Yuqoridagi differential tenglamani echib, radioaktiv yemirilish tenglamasini hosil qilamiz.

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

Isboti: differential tenglmadan $\frac{dN}{N} = -\lambda dt$ ni aniqlab, uni integrallash orqali $\ln N - \ln N_0 = -\lambda t$ ekanligini topamiz. Bundan $\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$, $\rightarrow \frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t}$, $\rightarrow N = N_0 e^{-\lambda t}$ so'ralgan kattalik kelib chiqadi.

Yuqoridagi radioaktiv yemirilish tenglamasi emirilmay qolgan yadrolar sonini aniqlab beradi, ya'ni N_0 – dastlabki yadrolar soni, N – t vaqt o'tgandan keyingi yadrolar soni.

Agar Yuqoridagi ifodada $t = 1/\lambda$ bo'ssa, u holda $N = \frac{N_0}{e}$ bo'lar ekan. Bu vaqtin o'rtacha yashash vaqtini deyiladi va τ harfi bilan belgilanadi.

Yemirilish doimiysi va o'rtacha yashash vaqtini orasidagi bog'lanish quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}$$

O'rtacha yashash vaqt shunday vaqtka, bu vaqtta yadrolar soni $e = 2,718182\dots$ marta kamayadi.

Radioaktiv elementlar uchun o'rtacha yashash vaqtidan tashqari yana bir vaqt bor ekanki, bu vaqtta bu vaqt davomida yadrolarning teng yarmi yemirilib boshqa yadroga aylanlar ekan.

Har bir radioaktiv modda uchun aniq vaqt intervali mavjud bo'lib, shu vaqt davomida aktivlik ikki marta kamayadi va bu vaqtini yarim yemirilish davri deyiladi.

Agar $t = 0$ vaqtida radioaktiv elementning yadrolar soni $N = N_0$ ga teng bo'ssa, $t = T$ vaqt (bitta yarim yemirilish davri) o'tgach atomlar soni $N_0/2$ ga teng bo'ladi, $t = 2T$ vaqt o'tgach esa $N = N_0/4$ ga teng bo'ladi va hokozo. Radioaktiv moddalar uchun ixtiyoriy t vaqt o'tgach yadrolar sonini topish uchun radioaktiv yemirilishning asosiy qonuni – yarim yemirilish qonunu quyidagicha bo'ladi:

$$N = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{\tau}}$$

Bu erda: N_0 – dastlabki yadrolar soni, N – emirilmay qolgan yadrolar soni.

Yemirilish doimiysi, o'rtacha yashash vaqtini va yarim yemirilish davri orasida quyidagicha bog'liqlik mavjud:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T}{\ln 2}$$

Istboti: radioaktiv yemirilish va yarim yemirilish tenglamalari $N = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T}} = N_0 e^{-\lambda t}$ ni tenglashtirishdan so'ralgan bog'lanishni aniqlaymiz. Hosil bo'lgan $2^{-\frac{t}{T}} = e^{-\lambda t}$ ifodada $t = \tau$ desak, $2^{-\frac{\tau}{T}} = e^{-\lambda \tau}$, $\rightarrow 2^{\frac{\tau}{T}} = e^{\lambda \tau}$, $\rightarrow 2^{\frac{\tau}{T}} = e$, $\rightarrow \frac{\tau}{T} = \log_2 e = \frac{1}{\ln 2}$, $\rightarrow \tau = \frac{T}{\ln 2}$ aniqlanish kerak bo'lgan ifoda kelib chiqadi.

Yemirilish natijasida boshqa yadroga aylangan yadrolar soni quyidagicha bo'ldi:

$$\Delta N = N_0 - N = N_0 \left(1 - 2^{-\frac{t}{T}} \right)$$

Yuqoridagi formuladan radioaktiv elementning yarim emirilish davri T quyidagicha topiladi:

$$T = \frac{t}{\log_2(N_0 / N)}$$

Agar radioaktiv moddaning atomlar soni t vaqt o'tgach $k (k = N_0 / N)$ marta kamaygan bo'lsa, u xolda moddaning yarim emirilish davri quyidagicha topiladi:

$$T = \frac{t}{\log_2 k}$$

Yuqorida aniqlangan λ, τ, T kattaliklarning faqat radioaktiv element turigagina bog'liq bo'lib, tashqi ta'sirlarga (yorug'lik, issiqlik, elektr toki, bosim, elektr va magnit maydonlari) hamda radioaktiv elementning qaysi birikma tarkibida ekanligiga umuman bog'liq emas.

6.6. MAVZU: Nurlanish aktivligshi va dozasi.

Nurlanish aktivligi:

Tarkibida radioaktiv elementlar bo'lgan moddalarga *radioaktiv preparatlar* deyiladi. Radioaktiv preparatlarning xarakteristikasi sifatiga preparat aktivligi tushunchasi kiritiladi.

Yuqoridagi mavzuda biz radioaktivlik tenglamasini keltirib chiqarishda $\frac{dN}{dt} = -\lambda N$ ifodadan foydalangan edik. Bunda $A = \frac{dN}{dt}$ deb belgilash kiritsak, ushu

$$\frac{dA}{dt} = -\lambda A$$

tenglama kelib chiqadi.

Yuqoridagi differensial tenglamani echib, radioaktiv emirilish uchun aktivlik tenglamasini hosil qilamiz.

$$A = A_0 e^{-\lambda t}$$

Istboti: differensial tenglidan $\frac{dA}{A} = -\lambda dt$ ni aniqlab, uni integrallash orqali $\ln A - \ln A_0 = -\lambda t$ ekanligini topamiz. Bundan $\ln \frac{A}{A_0} = -\lambda t$, $\rightarrow \frac{A}{A_0} = e^{-\lambda t}$, $\rightarrow A = A_0 e^{-\lambda t}$ so'ralgan kattalik kelib chiqadi.

Yuqoridagi aktivlik tenglamasi aktivlikning eksponensial holda kamayishini aniqlab beradi, ya'ni $A_0 -$ dastlabki aktivlik, $A - t$ vaqt o'tgandan keyingi aktivlik.

Radioaktiv preparatning aktivliga vaqt birligi ichidagi emirilishlar sonini ifodalaydi.

Agar 1s vaqt ichida 1ta emirilish sodir bo'lsa, bunday preparatning aktivligi $1Bk$ (*Bekkerel*) deyiladi.

$$1Bk = \frac{1 \text{ yemirilish}}{1 \text{ sekund}}$$

Yadro fizikasiga oid adabiyotlarda aktivlikning kattaroq o'lchov birliklari *Ku (Kyuriy)* va *Rd (Rez erf ord)* uchraydi.

Massasi 1g bo'lgan radiya har sekundda $3,7 \cdot 10^{10}$ ta atom yadrosi emirilib, bu aktivlikni $1Ku$ deb belgilash qa'bul qilingan.

$$1Ku = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bk}$$

1s vaqt ichida 10^6 ta emirilish sodir bo'ladigan aktivlikka $1Rd$ deyiladi.

$$1Rd = 10^6 \text{ Bk}$$

Nurlanish aktivligi nurlanish manbaiga bog'liq bo'lgan kattalik bo'lsa, manbara bog'liq bo'lmasa nurlanish dozasi deb ataluvchi kattalik ham borki, bu kattalik nurlanishning moddalar yoki tirik organizmlar tomonidan yutilishini xarakterlaydi.

Nurlanish dozasi:

Radioaktiv moddalarning nurlanishi barcha tirik organizmlarga kuchli ta'sir ko'rsatadi. Organizm hujayralarining hayot faoliyatini izdan chiqarish uchun energiyasi batamom yutilganda jismning temperaturasini 10^{-3}C gina ko'tara oladigan nurlanish kifoya qiladi. Tirik hujayra – ba'zi qismlari hatto salgina buzilganda ham o'zining normal faoliyatini davom ettira olmay qoladigan murakkab mechanizmdir. Intensivligi juda oz bo'lgan nurlanishlar ham hujayraga jiddiy shikast etkazishi va havfli kasalliklar (nur, rak)ni keltirib chiqarishi mumkin. Nurlanish intensivligi katta bo'lganda tirik organizmlar nobud bo'ladi, bu jarayonda tirik organizm hech qanday og'riq sezmaydi. Nurlanish xromosomalardagi genlarni nobud qilishi natijasida naslga kuchli ta'sir ko'rsatadi.

Tirik organizmlarga nurlanishing ta'siri nurlanish dozasi(yutilgan doza) bilan xarakterlanadi. Nurlanayotgan moddaning birlik massasiga to'g'ri keluvchi yutilgan ionlovchi nurlanish energiyasi nurlanish dozasi deyiladi va u D harfi bilan belgilanib, quyidagicha topiladi:

$$D = \frac{E}{m}$$

SI sistemasida yutilgan nurlanish dozasi grey (Gr) birligida o'chanadi. 1 Gr nurlantirilayotgan 1 kg massali moddaga 1 J ionlovchi nurlanish energiyasi uzatilganda yutilgan nurlanish dozasiga tengdir.

$$1Gr = 1 \frac{J}{kg}$$

Tabiiy radiatsiya (kosmik nurlar, atrof muhitning va inson tanasining radiatsiyasi) foni yiliga bir odamga 2 mGr nurlanish dozasini beradi. Radiatsion muhofaza bo'yicha xalqaro komissiya nurlanishlar bilan ishlovchi kishilar uchun mumkin bo'lgan chegaraviy doza deb $0,05 \text{ Gr}$ ni belgilagan. Qisqa muddat ichida olingan $3-10 \text{ Gr}$ nurlanish dozasi o'limga olib keladi.

Birlik vaqt ichidagi nurlanish dozasiga nurlanish dozasi quvvati (yutilgan doza quvvati) deyiladi.

$$N = \frac{D}{t}$$

Doza quvvati birligi qilib Gr/s olingan.

Nurlanish manbaining geometrik o'chanmlariga va xossalariiga bog'liq bo'lib, zarra energiyasi va turi uchun bir xil bo'lgan nurlanish dozasiga ekspozitsion doza deyiladi. Amalda birliklar sistemasiga kirmaydigan ekspozitsion dozaning rentgen (R) deb ataluvchi birligi keng qo'llaniladi. $1R$ deb 0°C temperatura va 760 mm simob ust. bosimida 1 sm^3 quruq havoda hosil qilingan har bir ishorali ionlar yig'indi zaryadi alohida olinganda $3 \cdot 10^{-10} \text{ Kl}$ ni tashkil qiladigan nurlanish dozasiga aytildi.

Quruq atmosferaning ionlanish effekti bo'yicha baholanadigan nurlanishning energetik xarakteristikasi rentgen va γ -nurlanishning ekspozitsion dozasi deyiladi. Si sistemasida bu doza KI/kg birligida o'chanadi. $1R$ bu birlik bilan quyidagicha bog'langan:

$$1R = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Kl/kg}$$

Rentgen nurlari yoki γ -kvantlardan boshqa zarralar hosil qilgan nurlanish dozasi rentgenning fizik ekvivalenti, ya'ni fer birligida o'chanadi. Normal sharoitdagisi 1 sm^3 quruq havoda $2,08 \cdot 10^3$ ta ionlar jutufini hosil qiluvchi ekspozitsion dozaga 1 fer deyiladi.

Yadroviy nurlanishlar moddalarda turli kimyoiy reaksiyalarni yuzaga keltiradi. Bu reaksiyalarni mechanizmini quyidagicha tushuntirish mumkin. Yadroviy nurlanish oqimi o'zi o'tayotgan muhit molekulalarini uyg'otishi, ionlashi va dissotsiatsiyalashi mumkin. Bular hisbisiga yuzaga kelgan uyg'ongan molekula va ionlar kimyoiy reaksiyalarga kirishadi. Bunday reaksiyalarda nurlanishga duchor bo'lmasa molekulalar ham ishtirok qilishni mumkin.

Radiatsion nurlanishdan muhofaza qilishning eng oddiy usuli odamlarni nurlanish manbaidan etarlicha katta masofaga uzoqlashtirishdir. Hatto havoda yutilishini nazarga olmaganda ham radioaktivlik intensivligi manbagacha bo'dgan masofaning kvadratiga teskari proporsional ravishda kamayadi. Shuning uchun radiaktiv preparatlari ampuvalarni qo'l bilan ushlab bo'lmaydi. Ularni uzun dastali qisqichlar bilan ushlash kerak. Nurlanish manbaidan etarlicha masofaga ketish mumkin bo'lmagan hollarda nurlanishdan muhofaza qilish uchun yutuvchi materiallardan qilingan to'siqlardan foydalaniлади.

6.7. MAVZU: Atom yadrolarining umumiy xarakteristikasi.

Yadro tuzilishi to'g'risida umumiy tushunchasi:

Radioaktivlikning kashf etilishi davriy sistemadagi atom yadrolari murakkab tuzilishga ega ekanligini ko'rsatadi. Rezerford taklif etgan atomning yadro modeliga ko'ra atomning deyarli barcha (99,9 % dan ko'p) massasi juda kichik hajmdagi yadro deb ataluvchi hajmda mujassamlashgan. Masalan, masalalarda ko'p duch keladigan vodorod atomini olaylik. Odadta atom o'Ichamlari bilan angsterm ($1\text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$) o'Ichamidan, yadro o'Ichami bilan ishlaganda esa fermi ($1\text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$) o'Ichamidan foydalaniлади.

Shu vodorod atomining o'Ichami Bor nazariyasiga ko'ra $d = 1,06 \text{ \AA} \approx 1\text{ fm}$ bo'ladi. YAdroni turli zarralar bilan bombardimon qilish natijasida olingen natijalarga asosan proton va neytroning o'Ichamlari taxminan $d \approx 1\text{ fm}$, turli yadrolarning o'Ichamlari esa $d \approx 1 - 10\text{ fm}$ oralig'idabo'ladi. Bundan ko'rinish turibdiki, atom va yadro o'Ichamlari nisbati $10^4 - 10^5$ ga teng bo'lsa, ularning hajmlari nisbati esa chiziqli o'Ichamlari nisbatining kubiga teng, ya'ni $10^{12} - 10^{15}$ ga teng bo'ladi. Agar vodrod atomini diametri $d_{atom} = 40\text{ sm}$, massasi $m_{atom} = 20\text{ kg}$ bo'lgan katta tarvuzga qiyoslasak, uning yadrosini esa diametri $d_{yadro} = 4\text{ mkm}$, massasi $m_{yadro} = 19,989\text{ kg}$ bo'lgan ko'rinchas nuytaga qiyoslash mumkin bo'ladi. Bundan shunday xulosa qilish mumkinki, tarvuz zichligini $\rho_{atom} \sim 10^3 \text{ kg/m}^3$ desak, uning yadrosi zichligini esa $\rho_{yadro} \sim 10^{17} \text{ kg/m}^3$ deyish mumkin. Agar bir dona bug'doy donini g'ovaklarsiz faqat yadrolardan iborat deb faraz qilinsa, uning massasi katta neft tashuvchi tanker kemasidan ham og'ir bo'lar edi. Xuddi shuningdek, radiusi 200 m bo'lgan sharni yadro deb faraz qilsak, uning massasi Yerning massasi bilan bir xil bo'lar edi. Umuman olganda yadro o'Ichami undagi nuklonlar soniga bog'liq bo'lib, quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$R = r_0 \sqrt[3]{A}$$

Bu erda: $r_0 = 1,3 - 1,4 \text{ fm}$ oralig'ida bo'lib, bu kattalik turli tajribalar natijasida olingen; A – yadronning massa (nuklon) soni.

Rezerforddan keyin Chadvik, Van-den-Bruk kabi olimlar yadro zaryadini o'Ichashga muvaffaq bo'ldilar. Ular elementlarning yadro zaryadlari uning davriy sistemadagi tartib raqamini ko'rsatishini aniqlashdilar. Ximiyaviy elementlarning davriy sistemadagi o'mi bu elementlarning massasi bilan emas, balki ular yadrosining zaryadi bilan aniqlanalar ekan. Davriy sistemada jadval oxiriga qarab bir katakka sijiganda yadro zaryadi ham bir birlikka oshadi. Yadro eng kichik zaryad – elektronning zaryadi ($e = 1,6021 \cdot 10^{-19} \text{ C}$)ga karrali, ya'ni $q_Z = +e, +2e, +3e, \dots, +Ne$ bo'lgan musbat ishorali zaryadga ega.

1932 yilda Chadvik neytronni kashf qilgandan so'ng yadro fizikasi gurkirab rivojlandi. O'sha yili olimlar Ivanenko va Geyzenberglar mustaqil ravishda yadroning hozirgi kundagi proton-neytron modelini qa'bul qilishdilar. Bu modelga ko'ra yadro Z dona protodon hamda $A - Z$ dona neytrondan tashkil topgan. Keyinchalik proton va neytronlarni bir so'z bilan nuklonlar (nuklid-yadroga oid degani) deb atash odat tusiga kirdi. Bu erda: A – yadronning nuklanlar soni, yoki nisbiy atom massasi. Boshqacha aytganda yadro massasi nisbiy atom massasi $1m.a.b \approx 1,661 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ dan necha marta og'ir ekanini ko'rsatadi. Yadronning massa soni (nuklonlar soni) yadrodagagi protonlar va neytronlar soni yig'indisiga teng bo'ladi.

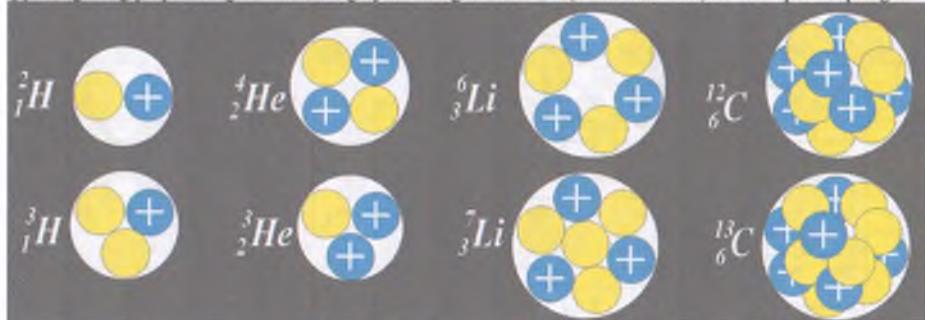
$$A = Z + N$$

Kimyoiy element atomining yadrosi musbat zaryadlangan proton va elektr zaryadga ega bo'lmagan neytronlardan iborat. Proton va neytronlarni nuklonlar deb ataladi.

Yadrolarni belgi davriy sistemadagi kabi belgilanib, uning quyisi va yuqori indekslariga mos holda zaryad soni va massa (nuklonlar) soni yoziladi.

${}_Z^A X$

Bu erda: X – element, A – yadro massa (nuklon) soni, Z – yadroning zayad soni, $N = A - Z$ – yadroda neytronlar soni. Atomlar massasi butun sondan birmuncha farq qiladi. Yadroning *m.a.b.* dagi qiymatiga eng yaqin bo'lgan butun songa yadroning massa soni (nuklonlar soni) A deb qa'bul qilingan.



6.7.1-rasm

Masalan, massa soni 58 bo'lgan nikel yadrosi ${}_{28}^{58} Ni_{30}$, massa soni 238 bo'lgan uran yadrosi ${}_{92}^{238} U_{126}$ ko'rinishida beriladi. 6.7.1-rasmida ba'zi engil elementlarning yadrolari tasvirlangan.

6.7.2-rasmida davriy sistemadagi barcha elementlarning nisbiy atom massalari hamda 6.7.3-rasmida esa ularning zaryad sonlari (tartib raqamlari) tasvirlangan.

1/IA	18/VIIIA																	
1.007	4.002																	
H	2/IIA	He																
6.941	9.012	10.01	12.01	14.00	15.99	18.99	20.17											
Li	Be	B	C	N	O	F	Ne											
22.98	24.30	26.98	28.08	30.97	32.06	35.45	39.94											
Na	Mg	3/IIIB	4/IVB	5/VB	6/VIB	7/VIIB	8/VIII	9/VIII	10/VIII	11/VIB	12/IIIB	Al	Si	P	S	Cl	Ar	
23.09	24.07	34.95	47.86	50.94	51.99	54.93	55.84	58.93	58.69	63.54	65.38	69.72	72.61	74.92	78.95	79.90	83.80	
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	
35.46	38.62	38.90	41.22	42.90	45.34	49.00	51.01	52.91	56.44	57.81	59.94	61.48	61.87	62.71	62.55	62.89	63.12	
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe	
132.9	137.3	138.9	178.4	180.9	183.8	186.2	190.2	192.2	195.0	196.9	200.5	204.3	207.1	208.9	209.0	210.0	222.0	
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Ds	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn	
223.0	226.0	227.0																
Fr	Ra	Ac	140.1	140.9	144.2	145.0	150.3	151.9	157.2	158.9	162.5	164.9	167.2	168.9	173.0	174.9		
Lanthanides	→	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu			
		232.0	231.0	238.0	237.0	244.0	243.0	247.0	247.0	251.0	252.0	257.0	258.0	259.0	260.0			
Actinides	→	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr			

6.7.2-rasm

Shuni ham alohida eslatib o'tish kerakki, yuqoridagi rasmida berilgan qiymatlar atomlarning nisbiy atom massalaridir. Yadrolarning nisbiy atom massalarini topishda atomning nisbiy atom massasidan elektronlarning nisbiy atom massalarini ayirish kerak bo'ladi.

$$m_{\text{yadro}} = m_{\text{atom}} - Z \cdot m_e$$

6.7.3-rasm

Atom va yadrolarning massaslarini kilogrammlarda ifodalaganda juda kichik bo'lgani uchun 1960-yillarda nisbiy atom massasi degan tushuncha kiritiladi. Unga ko'ra xalqaro kelishuvga asosan uglerodning ^{12}C izotopini massasini roppa-rosa 12,00000 birlikka teng deb, uning 1/12 qism massasini esa $1m.a.b$ qa'bul qilingan. $1m.a.b$ ning SI sistemadagi qiymati va uning tinchlikdagi energiyasi quydagicha bo'ladi:

$$1 \text{ M.a.b.} = 1,66057 \cdot 10^{-37} \text{ kg}, \quad E_0 = 1,494513 \cdot 10^{-10} \text{ J} = 932,905 \text{ MeV}$$

Ektron, proton va neytronlarning massalari va tinchlikdagi energiyalari quyidagicha bo‘ladilar:

$$\begin{cases} m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg} = 0,0005486 \text{ m.a.b} \\ E_e = 8,199 \cdot 10^{-4} \text{ J} = 0,5118 \text{ MeV} \end{cases} \quad \begin{cases} m_p = 1,67265 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,007276 \text{ m.a.b} \\ E_p = 1,5054 \cdot 10^{-10} \text{ J} = 939,69 \text{ MeV} \end{cases} \quad \begin{cases} m_n = 1,675 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,008665 \text{ m.a.b} \\ E_n = 81,5075 \cdot 10^{-10} \text{ J} = 941 \text{ MeV} \end{cases}$$

Agar proton va neytronning massalarini elektron massalari bilan solishtirilsa, ular quyidagi bog'lanish orqali ifodalanadi:

$$m_s = 1836,1 \cdot m_e, \quad m_u = 1838,6 \cdot m_e$$

Neytronning massasi protonnikidan $2,5 \cdot m_e$ ga kattaroq ekan

Izotoplар, izobarлar va izotonлar to‘g‘risida tushuncha:

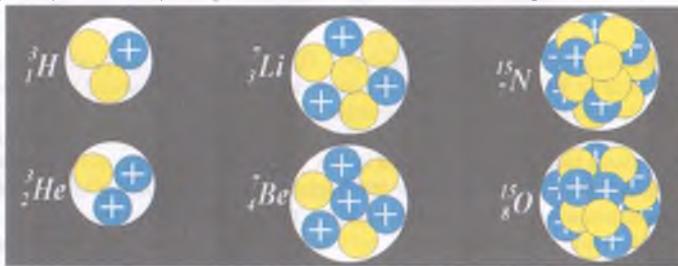
Bir xil zaryad soni (Ze)ga, ammo har xil massa soni (A)ga ega bo'lgan bo'lgan yadolarga *izotoplari* deyiladi. Boshqacha aytganda, izotoplarda protonlar soni bir xil, neytronlar soni har xil bo'ladi. Masalan, tabiiy ravishda vodorordning 2ta $^1H, ^2H$ turg'un izotopi, litiyning 2ta $^3Li, ^6Li$ turg'un izotopi, uglerodning 2ta $^{12}C, ^{13}C$ turg'un izotopi, kislorodning 3ta $^{16}O, ^{17}O, ^{18}O$ turg'un izotopi, kremniyning 3ta $^{28}Si, ^{29}Si, ^{30}Si$ turg'un izotopi, otingugurtning 4ta $^{32}S, ^{33}S, ^{34}S, ^{36}S$ turg'un izotopi bor. Xuddi shuningdek, boshqa elementlarda ham turg'un va turg'un bo'limgan izotoplari bor. Davriy sistemadagi har bir elementning nechtdan turg'un izotoplari borligi 6.7.4-rasmida keltirilgan.

Turg'un bo'limgan izotoplar radioaktiv emirilishga uchragani sababli ma'lum muddat yashagach boshqa elementning yadrosiga aylanadi. Masalan, vodorodning protiy 1H va deyteriy 2H izotoplari turg'un bo'lsa, tritiy 3H izotopi esa turg'unmas. Xuddi shuningdek, litiyning 3Li izotopi, kislorodning $^{15}_8O$ izotopi, stronsiyning $^{94}_{38}Sr$ izotopi, bariyning $^{140}_{56}Ba$ izotopi va boshqa izotoplar turg'unmas izotoplardir.

6.7.4-rasm

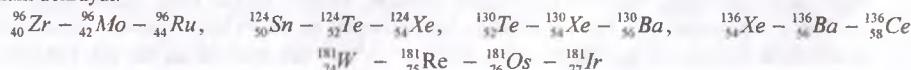
Tabiiy holatda izotoplar qazilma rуданing таркебидаги аралашма холатда учрайди. Даврий системадаги бериладиган нисбий атом массаси ана шу аралашманнинг нисбий атом массасидир. Масалан, табииy литий $^{7}_{3}Li$ va $^{6}_{3}Li$ изотопларининг хар xil nisbatdagi aralashmasidan iborat bo'lib, uning nisbий атом массаси даврий системада 6,941 deb beriladi. Izotoplar bir xil ximiyaviy va optik xususiyatga ega. Haqiqatan ham atomning ximiyaviy va fizik xususiyatларини massa soni emas, balki zaryad soni belgilaydi. Масалан, $^{16}_{8}O$, $^{17}_{8}O$, $^{18}_{8}O$ изотопларининг массалари хар xil bo'lishiga qaramasdan, ular ayni bir elementning atomларидir. Shuningdek, $^{15}_{7}N$ va $^{17}_{8}O$ atomлар бир xil massaga ega bo'lishiga qarmasdan, ular turli ximiyaviy elementlarning atomларидir.

Bir xil massa soni (A)ga, ammo har xil zaryad soni (Ze)ga ega bo'lgan bo'lgan yadolarga *izobarlard* deyiladi. Boshqacha aytganda, izobarlarda protonlar soni bir xil, neytronlar soni har xil bo'ladi. Masalan, $^3H - ^3He$, $^7Li - ^7Be$ hamda $^{14}N - ^{14}O$ izobarlari 6.7.5-rasmda tasvirlangan.



6.7.5-rasm

Tajribalarning ko'rsatishicha $A = 36$ dan boshlab massa soni juft bo'lgan yadrolarning izobarlari juft-juft bo'slib uchraydi. Masalan, $^{36}_{16}S - ^{36}_{18}Ar$, $^{40}_{18}Ar - ^{40}_{20}Ca$, $^{40}_{20}Ca - ^{40}_{22}Ti$ va boshqa juftliklarni misol qilish mumkin. Davriy sistemada jami 58ta izobarlar mavjud bo'lib, undan tashqari uchlik (triada) va to'rtliklar ham uchraydi.



Izobarlarda massa soni bir xil bo'lishidan tashqari zaryad soni ham bir xil bo'lgan yadrolar uchraydi, ular ayni bir element yadrosi bo'lishiga qaramasdan, ularning radioaktivligi turlicha bo'ladi. Bunga

izomeriya xossasi deyiladi. Izomerlar – ayni bir turdag, lekin radioaktivligi turlicha bo‘lgan yadrolardir. Hozirda 300dan ortiq izomer yadrolar aniqlangan.

Bir xil sonli neytronlarga, lekin har xil sondagi protonlarga ega bo‘lgan yadrolarga *izotonlar* deyiladi. Izoton yadrolarga 1ta neytronga ega bo‘lgan $^2H^1 - ^3He^1$, 2ta neytronga ega bo‘lgan $^4He^2 - ^5Li^2$, 3ta neytronga ega bo‘lgan $^6Li^3 - ^7Be^3$, 5ta neytronga ega bo‘lgan $^9Be^5 - ^{10}B^5$, 6ta neytronga ega bo‘lgan $^{11}B^6 - ^{12}C^6$, 7ta neytronga ega bo‘lgan $^{13}B^7 - ^{14}N^7$, 8ta neytronga ega bo‘lgan $^{15}N^8 - ^{16}O^8$, 10ta neytronga ega bo‘lgan $^{18}O^{10} - ^{19}F^{10}$, 11ta neytronga ega bo‘lgan $^{19}F^{11} - ^{20}Ne^{11}$, 12ta neytronga ega bo‘lgan $^{22}_{10}Ne^{12} - ^{23}_{11}Na^{12} - ^{24}_{12}Mg^{12}$, 14ta neytronga $^{26}_{12}Mg^{14} - ^{27}_{13}Al^{14} - ^{28}_{14}Si^{14}$, 16ta neytronga $^{30}_{14}Si^{16} - ^{31}_{15}P^{16} - ^{32}_{16}S^{16}$, 18ta neytronga $^{34}_{16}S^{18} - ^{35}_{17}Cl^{18} - ^{36}_{18}Ar^{18}$, 20ta neytronga $^{36}_{16}S^{20} - ^{37}_{17}Cl^{20} - ^{38}_{18}Ar^{20} - ^{39}_{19}K^{20} - ^{40}_{20}Ca^{20}$ yadrolarini misol qilish mumkin.

Protiy 1H dan boshqa barcha element yadrolarida neytron mavjud bo‘lib, barcha yadrolarda $\frac{Z}{N} \geq 1$ shart bajariladi. Masalan, 4He , 6Li , ^{10}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca yadrolari uchun $\frac{Z}{N} = 1$ bo‘lsa, $^{22}_{10}Ne$ uchun $\frac{Z}{N} = 1,2$, $^{90}_{40}Zr$ uchun $\frac{Z}{N} = 1,25$, $^{142}_{60}Nd$ uchun $\frac{Z}{N} = 1,36$, $^{202}_{80}Hg$ uchun $\frac{Z}{N} = 1,52$ va hokzo bo‘ladi.

6.8. MAVZU: Bog‘lanish energiyasi, solishtirma bog‘lanish energiyasi va massa defekti. Yadroni tavsiflovchi modellar.

Yadro kuchlari:

Geliy yadrosida ta’sirlashuvchi ikki protonning ta’sir kuchi Kulon qonuniga asosan

$$F_k = k \frac{e^2}{r^2} \sim 100 N$$

kuch bilan itarishadi. Og‘ir yadrolarda Kulon kuchining qiymati bundan ham ancha katta bo‘ladi. Chunki, yadroda har bir proton qolgan protonlar tomonidan itarilib turadi. Natijada, yadroda protonlar bir-biridan itarilib sochilib ketish kerak edi. Shunday bo‘lsa-da davriy sistemadagi element yadrolari barqaror. Shunchalik katta itarishish kuchini muvozonatlab turadigan kuch qanday kuch ekan degan savol tug‘ilishi tabiiy. Balki bu kuch gravitatsion kuchidir. U holda gravitatsion kuchining qiymati o‘sha geliy yadrosidagi ikki proton uchun butun olam tortish qonuniga asosan

$$F_G = G \frac{m_p^3}{r^2} \sim 10^{-35} N$$

bo‘ladi. Demak, Kulon kuchi gravitatsion kuchidan $\sim 10^{37}$ marta katta bo‘lgani uchun, gravitatsion kuch muvozonatlovchi kuch bo‘lolmas ekan. Shuning uchun barqaror yadrolar mayjudligini ular ichida tortish xarakteriga ega bo‘lgan juda ulkan kuch – yadro kuchi bilan tushuntiriladi.

Yadroda protonlar va neytronlar orasidagi kuchlarga *yadro kuchlari* deyiladi. Yadroviy kuchlarning xususiyatlari tajribalarda juda yaxshi o‘rganilgan bo‘lib, yadro kuchlari asosan quyidagi xossalarga ega:

- a) tortishish xossaliga ega, ya’ni nuklonlar orasidagi masofa $r = 1 - 2 fm$ bo‘lganda yadroviy kuchlar tortishish xarakteriga ega bo‘lib, u Kulon kuchidan 100 martalab katta bo‘ladi;
- b) juda qisqa masofada ta’sirlashadi, ya’ni nuklonlar orasidagi masofa $r < 1 fm$ bo‘lganda yadroviy kuchlar itarishish xarakteriga ega;
- v) yadroviy kuchning miqdori nuklonlarning zaryadi bor yo‘qligiga qaramaydi, ya’ni yadro kuchlari proton-proton, proton-neutron, neutron-neutron orasida bir xil bo‘ladi;
- g) yadroviy kuchlar to‘yinish xarakteriga ega, ya’ni har bir nuklon yadroda qolgan barcha nuklonlar bilan emas, balki o‘ziga yaqin joylashgan bir nechta nuklon bilan yadroviy kuch bilan ta’sirlashadi. Buni xuddi ximiyadagi valentlikka o‘xshatish mumkin. Atomlar bir-biri bilan valent elektronlar vositasida bog‘langani kabi yadro kuchlarida ham nuklonlar bir-birlari bilan vositachi zarra orqali ta’sirlashadi. Bu zarra π -mezon deb atalib, uning π^+ , π^0 , π^- deb atauvchi 3ta turi bor. Nuklonlar ana shu uchta zarradan birini yutib yoki chiqarib turishi natijasida yadroviy bog‘ hosil bo‘ladi.

Yadroviy kuch (kuchli o'zaro ta'sir) fundamental 4ta ta'sirdan 3-sidir. Atom reaktorlarining ishlashi, atom va vodorod bombalarida zanjir yadro reaksiyalari, Quyosh va yulduzlar bag'ridagi termoyadro reaksiyalari ana shu kuchli o'zaro ta'sir natijasidir.

Bog'lanish energiyasi, solishtirma bog'lanish energiyasi va massa defekti:

Har bir element izotoplarining massalari mass-spektrometr deb ataluvchi qurilma yordamida juda ham aniq o'lchanadi. Ushbu asbob bilan o'lchanishlar natijasida shu narsa aniq bo'ldiki, yadroning massasi bu yadro tarkibidagi nuklonlar massalari yig'indisidan kichik ekan. masalan, geliy (${}_{\alpha}^{4}He$) yadrosining massasi 4,002603 m.a.b ga ga teng. Bu yadroni hosil qiluvchi ikkita proton va ikkita neytronlar massalarining yig'indisi $2m_p + 2m_n = 2 \cdot (1,007276 + 1,008665) = 4,031882$ m.a.b ga ga teng. Demak, geliy (${}_{\alpha}^{4}He$) yadrosining massasi bu yadroni tashkil qilgan nuklonlar massalari yig'indisidan $\Delta m = 2 \cdot (m_p + m_n) - m_{He} = 4,031882 - 4,002603$ m.a.b = 0,029279 m.a.b ga kam bo'lar ekan. Bu holni quyidagicha tushuntiramiz:

Nuklonlar bitta joyda bir-biri bilan bog'langan holni va ular bir-biridan juda uzoqda bo'lgan ikki holni ko'z oldimizga keltiraylik. Ana shu holatlar orasida Δm massalar farqi vujudga kelyapti. Bu massalar farqini **massa defekti** deb ataladi. Massa defekti nuklonlar massalari yig'indisidan yadro massasining ayirmasiga teng bo'ladi.

$$\Delta m = Z m_p + N m_n - m_{yadro}$$

Bu nuklonlarni bir-biridan cheksiz uzoqlashtirish uchun tashqaridan biror ΔE energiya sarflanadi. Nisbiylik nazariyasida massa va energiya orasida bog'lanishi esa olaylik.

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2$$

Yuqoridagi formulaga asosan, geliy yadrosini nuklonlarga parchalash, ya'ni nuklonlar orasidagi bog'larni uzib tashlash uchun $\Delta E = \Delta m \cdot c^2 = 0,029279 \text{ m.a.b} \cdot 932,9 \text{ MeV} = 27,314 \text{ MeV}$ energiya sarflanish kerak ekan.

Shunday qilib, yadroni tashkil qilgan nuklonlar orasidagi bog'larni uzib tashlash uchun kerak bo'lgan energiyaga **bog'lanish energiyasi** deyiladi. Bog'lanish energiyasining qiymati quyidagicha bo'ladi:

$$E_{602} = (Z m_p + N m_n - m_{yadro}) c^2$$

Bog'lanish energiyasining yadroda nuklonlar soniga nisbatiga **solishtirma bog'lanish energiyasi** deyiladi. Yadrodan bitta nuklonni uzib chiqarish uchun kerak o'rtacha energiya solishtirma bog'lanish energiyasiga teng bo'ladi.

$$\omega = \frac{E_{bog'}}{A}$$

Solishtirma bog'lanish energiyasi $\frac{J}{nuklon}$ yoki $\frac{\text{MeV}}{nuklon}$ larda o'lchanadi.

Yadroning bog'lanish energiyasi hamda uning solishtirma bog'lanish energiyasini yaxshiroq tushunish uchun quyidagi misol bilan tanishaylik.

Misol:

Littinyng ${}_{\alpha}^{3}Li$ izotopi yadrosini nuklonlarga parchalab tashlash uchun qancha energiya sarflash kerak bo'ladi? Yadrodan har bitta nuklonni uchun o'rta hisobda qancha energiya zarur bo'ladi?

Yechish:

${}_{\alpha}^{3}Li$ izotopi yadrosining hamda proton va neytronning nisbiy atom massalarini yuqorida keltirilgan jadvaldan foydalanib $m({}_{\alpha}^{3}Li) = 7,016004 \text{ m.a.b.}$, $m_p = 1,007276 \text{ m.a.b.}$, $m_n = 1,008665 \text{ m.a.b.}$ ekanini topamiz. Massa defekti $\Delta m = Z m_p + N m_n - m_{yadro} = 3 \cdot 1,007276 + 4 \cdot 1,008665 - 7,016004 = 3,021828 + 4,03466 - 7,016004 = 0,040484 \text{ m.a.b.}$ ekan kelib chiqadi. Massasi 1 m.a.b. bo'lgan zarranining tinchlikdagi energiyasi $E_0 = 932,9 \text{ MJ}$ ekanligini bilgan holda bog'lanish energiyasi $\Delta E = \Delta m \cdot E_0 = 0,040484 \text{ m.a.b.} \cdot 932,9 \text{ MJ} = 37,768 \text{ MJ} = E_{bog'}$ bo'lishi kelib chiqadi. Har bir nuklonni yadroda uzish uchun esa o'rtacha $\omega = \frac{E_{bog'}}{A} = \frac{37,768}{3} = 5,395 \left[\frac{\text{MJ}}{\text{nuklon}} \right]$ energiya sarflash kerak bo'ladi.

Yadrolarning bog'lanish energiyalarini aniqlash uchun bu yadroning massasini yoki nisbiy atom massasini bilish yetarlidir. Quyidagi jadvalda masalalar yechishda ko'p uchraydigan ba'zi izotop atomlarining nisbiy atom massalari (*m.a.b*) keltirilgan.

1-jadval

$m(^2_1 H) = 2,014102$	$m(^{14}_7 N) = 13,999234$	$m(^{25}_{12} Mg) = 24,982587$	$m(^{36}_{18} Ar) = 35,967545$
$m(^3_1 H) = 3,016046$	$m(^{15}_7 N) = 15,000108$	$m(^{27}_{13} Al) = 26,981539$	$m(^{38}_{18} Ar) = 37,962730$
$m(^3_2 He) = 3,016049$	$m(^{16}_8 O) = 15,990526$	$m(^{28}_{14} Si) = 27,976927$	$m(^{40}_{18} Ar) = 39,962383$
$m(^4_2 He) = 4,002603$	$m(^{17}_8 O) = 16,999133$	$m(^{29}_{14} Si) = 28,976496$	$m(^{39}_{19} K) = 38,963707$
$m(^6_3 Li) = 6,013479$	$m(^{18}_8 O) = 17,999161$	$m(^{30}_{14} Si) = 29,973770$	$m(^{40}_{19} K) = 39,964001$
$m(^7_3 Li) = 7,016004$	$m(^{19}_9 F) = 18,998404$	$m(^{31}_{15} P) = 30,973763$	$m(^{41}_{19} K) = 40,961826$
$m(^{13}_6 C) = 13,003355$	$m(^{25}_{12} Mg) = 24,985838$	$m(^{37}_{17} Cl) = 36,965904$	$m(^{48}_{20} Ca) = 47,952534$
$m(^{14}_6 Be) = 9,012182$	$m(^{20}_{10} Ne) = 19,992435$	$m(^{32}_{16} S) = 31,972071$	$m(^{40}_{20} Ca) = 39,962589$
$m(^{10}_5 B) = 10,012939$	$m(^{21}_{10} Ne) = 20,993843$	$m(^{33}_{18} S) = 32,971455$	$m(^{42}_{20} Ca) = 41,958618$
$m(^{10}_5 B) = 10,012939$	$m(^{22}_{10} Ne) = 21,991383$	$m(^{34}_{16} S) = 33,967865$	$m(^{43}_{20} Ca) = 42,958767$
$m(^{11}_5 B) = 11,009305$	$m(^{23}_{11} Na) = 22,989767$	$m(^{36}_{16} S) = 34,967079$	$m(^{44}_{20} Ca) = 43,955479$
$m(^{12}_6 C) = 12,000000$	$m(^{24}_{12} Mg) = 23,985043$	$m(^{35}_{17} Cl) = 34,968853$	$m(^{46}_{20} Ca) = 45,953690$
$m(^{13}_6 C) = 13,003355$	$m(^{25}_{12} Mg) = 24,985838$	$m(^{37}_{17} Cl) = 36,965904$	$m(^{48}_{20} Ca) = 47,952534$

Yadroni tavsiflovchi modellar, tomchi modeli:

Yadroning solishtirma bog'lanish energiyasini aniqlashda massa defektidan foydalanish usulidan ham boshqa usullar borki, bu usullar yordamida nafaqat solishtirma bog'lanish energiyasini kattaroq aniqlikda aniqlash, balki yadroni yaxshiroq tushunish hamda yadro haqidagi tasavvurlarni kengaytirish imkoniyatlari ham bo'ladi. Real yadroni tushuntirish ancha mushkul bo'lgani uchun, matematik va fizik jihatdan birmuncha soddalashtirilgan turli yadro modellaridan foydalilanildi. Yadro modellari birinchi yaqinlashishda yadroning asosiy xususiyatlarini o'zida mujassam etgani bilan barcha xususiyatlarini ochib bera olmaydi. Yadroning biror xususiyatini bir model tushuntirib bera olsa, boshqa bir model esa tushuntirishga ojizlik qiladi. Shuning uchun ham hech bir yadro modelini eng asosiy model deb bo'lmaydi. Har bir yadro modelining aniqlik va qo'llanish chegaralarini bor. Atom yadrolari haqidagi tasavvurlarni oshirishga xizmat qiladigan ba'zi yadro modellaridan misollar keltiramiz.

1 suyuq tomchi modeli; 2) qobiq yadro modeli; 3) alfa zarra modeli; 4) fermi-gaz modeli; 5) potensial o'rta modeli; 6) kollektiv model; 7) optik model va hokzoza.

Yuqorida sanab o'tilgan yadro modellarining har biri nazariy jihatdan chuqur o'rganilgan bo'lib, ular haqida oliy ta'lim muassasalarida tanishish mumkin. Yadroning bog'lanish energiyasini hamda solishtirma bog'lanish energiyasini aniqlashda foydalilanildigan modellardan biri – suyuq tomchi modeli bilan yaqindan tanishaylik.

Eng dastlabki yadro modellaridan biri bo'lgan tomchi modeli Daniyalik olim Nils Bor tomonidan taklif qilingan. Unga ko'ra yadro moddasi suyuq tomchi shakliga qiyos qilinadi. Yadro sirti xuddi suyuqliklardagi kabi sirt taranglik kuchi ta'sirida sfera shaklida tutib turiladi hamda undagi nuklonlar sirt taranglik kuchi mavjudligi tufayli yadroni tark eta olmaydi. Yadroga tashqaridan biror zarra kelib tushganda yadro nuklonlarining qayta taqsimlanishi hisobiga erkin sirt potensial energiyasi ham o'zgaradi.

Yadroning suyuq tomchi modeli ustida empirik hisob kitoblarni keyinchalik nemis olimi K.F.Vayszekr davom ettirdi. 1935-yil Vayszekr yadroning bog'lanish energiyasini Z, N, A orqali topish formulasini tomchi modeli bo'yicha asoslab berdi.

$$E_{BOR} = a \cdot A - b \cdot A^{\frac{2}{3}} - c \cdot \frac{Z \cdot (Z-1)}{A^{\frac{1}{3}}} - d \cdot \frac{(N-Z)^2}{A} \pm \frac{\delta}{A^{\frac{2}{3}}}$$

Formuladagi har bir kattalikga qisqacha to'xtalib o'taylik:

$E_V = a \cdot A$ - Hajmiy energiya. Yadroda nuklonlar soni A qancha ko'p bo'lsa, shu yadrodan birorta nuklonni sug'urib olish shuncha qiyin bo'ladi.

$$E_S = -b \cdot A^{\frac{2}{3}}$$
 - sirt taranglik energiyasiga o'xshash sirtiy energiya.

$E_{KI} = -d \cdot \frac{(N-Z)^2}{A}$ - simmetrik kuch energiyasi bo'lib, $Z = N$ da bu energiya nolga teng bo'ladi.

$E_{SPIN} = \pm \frac{\delta}{A^4}$ - spinlarni e'tiborga oluvchi kuch energiya bo'lib, spinlar haqida batafsil tushuncha oly ta'lif muassasalarida beriladi. Qolgan kattaliklar quyida berilgan.

A	b	c	d	σ_1	σ_2	m_{proton}	m_{neutron}	1 m.a.b	c	e
15,8	17,8	0,71	23,7	34	0	1,00759	1,00899	1,66113E-27	3E+08	1,6E-19

δ ning qiymati quyidagicha:

Z	N	A	δ
Juft	Juft	Juft	34
Juft	Toq	Toq	0
Toq	Juft	Toq	0
Toq	Toq	Juft	34

Davriy sistemadagi barcha elementlarning bog'lanish energiyasi va solishtirma bog'lanish energiyasi quyidagi jadvalda keltirilgan.

A aniq massa	A nuklonlar soni	Z protonlar soni	N Neytronalr soni	Element	Bog'lanish energiyasi (MeV)	Solishtirma energiyasi (MeV)
1,00795	1	1	0	H vodorod	-25,7	-25,7
4,0026	4	2	2	He Gelyi	29,47308196	7,36827049
6,941	7	3	4	Li Litiy	39,85169517	5,69309931
9,01218	9	4	5	Be Berilliy	58,45455083	6,494950093
10,811	11	5	6	B Bor	77,22014881	7,020013528
12,011	12	6	6	C Uglerod	92,27140195	7,689283496
14,0067	14	7	7	N Azot	110,1285745	7,86632675
15,9994	16	8	8	O Kislorod	128,2482786	8,015517415
18,9984	19	9	10	F Ftor	153,0525568	8,055397728
20,179	20	10	10	Ne Neon	164,9025797	8,245128983
22,98977	23	11	12	Na Natriy	190,9480453	8,302088928
24,305	24	12	12	Mg Magniy	201,7427213	8,405946719
26,98154	27	13	14	Al Alyuminiy	228,6022222	8,466748971
28,0855	28	14	14	Si Kremniy	238,5073948	8,518121243
30,97376	31	15	16	P Fosfor	265,9170281	8,57796865
32,066	32	16	16	S Olttingugurt	275,0416709	8,595052215
35,453	35	17	18	Cl Xlor	302,8262335	8,652178101
39,948	40	18	22	Ar Argon	352,9403645	8,823509112
39,0983	39	19	20	K Kaliy	339,283969	8,699588949
40,078	40	20	20	Ca Kalsiy	347,0575753	8,676439382
44,95591	45	21	24	Sc Skandiy	397,2262714	8,827250476
47,88	48	22	26	Ti Titan	427,0090367	8,896021598
50,9415	51	23	28	Va Vanadiy	452,512137	8,872787
51,9961	52	24	28	Cr Xrom	463,0786186	8,905358049
54,938	55	25	30	Mn Marganets	488,7774796	8,886863265
55,847	56	26	30	Fe Temir	498,5204846	8,90215151
58,9332	59	27	32	Co Kobalt	524,3612167	8,887478249
58,69	59	28	31	Ni Nikel	520,9398804	8,829489497
63,546	64	29	35	Cu Mis	570,4413519	8,913146124

63,39	63	30	33	Zn	Rux	554,9509541	8,808745303
69,723	70	31	39	Ga	Galliy	623,1864859	8,902664084
72,59	73	32	41	Ge	Germaniy	647,6680957	8,872165694
74,9216	75	33	42	As	Mishyak	665,052741	8,86736988
78,96	79	34	45	Se	Selen	698,522717	8,842059709
79,904	80	35	45	Br	Brom	709,0810012	8,863512515
83,8	84	36	48	Kr	Kripton	742,1204591	8,834767371
85,4678	85	37	48	Rb	Rubidiy	751,2739791	8,838517401
87,62	88	38	50	Sr	Stronsiy	776,20915	8,820558522
88,9059	89	39	50	Y	Ittiriy	783,4813347	8,803161064
91,224	91	40	51	Zr	Sirkoniy	799,920538	8,790335583
92,9064	93	41	52	Nb	Niobiy	816,1820869	8,776151473
95,94	96	42	54	Mo	Molibden	842,1507901	8,772404063
97,9072	98	43	55	Tc	Texnetsiy	858,1869299	8,757009489
101,07	101	44	57	Ru	Ruteniy	881,6506318	8,729214176
102,9055	103	45	58	Rh	Rodiy	897,4913567	8,713508318
106,42	106	46	60	Pd	Palladiy	922,7804793	8,70547622
107,8682	108	47	61	Ag	Kumush	938,3910544	8,68880606
112,41	112	48	64	Cd	Kadmiy	970,5348545	8,665489772
114,82	115	49	66	In	Indiy	993,105541	8,635700357
118,71	119	50	69	Sn	Qalay	1024,00833	8,605112013
121,75	122	51	71	Sb	Surma	1047,926048	8,589557767
127,6	128	52	76	Te	Tellur	1090,932984	8,522913939
126,9045	127	53	74	I	Yod	1085,282272	8,545529701
131,29	131	54	77	Xe	Ksenon	1114,864831	8,510418554
132,9054	133	55	78	Cs	Seziy	1130,236276	8,498017111
137,33	137	56	81	Ba	Bariy	1159,23857	8,4615954
138,9055	139	57	82	La	Lantan	1174,494877	8,449603429
140,12	140	58	82	Ce	Seriy	1183,354635	8,452533111
140,9077	141	59	82	Pr	Prozedium	1189,875609	8,438834107
144,24	144	60	84	Nd	Neodium	1212,675192	8,421355502
144,9128	145	61	84	Pm	Prometiy	1218,619166	8,404270107
150,36	150	62	88	Sm	Samariy	1256,094258	8,373961721
151,96	152	63	89	Eu	Evropiy	1270,364465	8,357660952
157,25	157	64	93	Gd	Gadoliniy	1304,963578	8,311869926
158,9254	159	65	94	Tb	Terbiy	1319,229482	8,297040765
162,5	163	66	97	Dy	Disproziy	1346,932283	8,26338824
164,9304	165	67	98	Ho	Golmiy	1361,06494	8,248878426
167,26	167	68	99	Er	Erbiy	1375,017362	8,233636896
168,9342	169	69	100	Tm	Tuliy	1388,791523	8,217701319
173,04	173	70	103	Yb	Itterbiy	1416,116353	8,185643662
174,967	175	71	104	Lu	Lyutetsiy	1429,752902	8,170016586
178,49	178	72	106	Hf	Gafniy	1450,710351	8,150058154
180,9479	181	73	108	Ta	Tantal	1470,128319	8,122255909
183,85	184	74	110	W	Volfram	1490,782649	8,102079616
186,207	186	75	111	Re	Reniy	1504,024193	8,086151574
190,2	190	76	114	Os	Osmiy	1530,296507	8,05419214
192,22	192	77	115	Ir	Iridiy	1543,392399	8,038502079
195,08	195	78	117	Pt	Platina	1562,219197	8,011380499
196,9665	197	79	118	Au	Oltin	1575,071816	7,995288405
200,59	201	80	121	Hg	Simob	1600,787797	7,964118393
204,383	204	81	123	Tl	Talliy	1620,503522	7,943644717

207,2	207	82	125	Pb	Qo'rg'oshin	1638,829196	7,917049256
208,9804	209	83	126	Bi	Vismut	1651,379471	7,90133718
208,9824	209	84	125	Po	Poloniy	1650,569955	7,897463901
209,9871	210	85	125	At	Astat	1656,295972	7,887123676
222,0176	222	86	136	Rn	Radon	1731,534441	7,79970469
223,0197	223	87	136	Fr	Fransiy	1737,648353	7,792145081
226,0254	226	88	138	Ra	Radiy	1756,391254	7,771642718
227,0278	227	89	138	Ac	Aktiniy	1761,979938	7,762026158
232,0381	232	90	142	Th	Toriy	1792,338954	7,725598941
231,0359	231	91	140	Pa	Protaaktiniy	1785,628598	7,729993929
238,0289	238	92	146	U	Uran	1827,812992	7,679886522
237,0482	237	93	144	Np	Neptuniy	1821,185475	7,684326899
244,0642	244	94	150	Pu	Plutoniy	1862,820027	7,634508309
243,0614	243	95	148	Am	Amersiy	1856,257887	7,638921344
247,0703	247	96	151	Cm	Kyuriy	1879,597379	7,609705989
247,0703	247	97	150	Bk	Berkliy	1878,596177	7,60565254
251,0796	251	98	153	Cf	Kaliforniy	1901,943044	7,577462326
252,0828	252	99	153	Es	Eynshteyniy	1907,170755	7,568137919
257,0951	257	100	157	Fm	Fermiy	1935,904877	7,532703803
258,0986	258	101	157	Md	Molibden	1941,033884	7,523387146
259,1009	259	102	157	(No)	Nobeliy	1944,664193	7,508355959
260,1054	260	103	157	(Lr)	Lourennsiy	1948,908999	7,495803843
261	261	104	157	Rf	Rezervfordiy	1951,668374	7,477656607
262	262	105	157	Db	Dubniy	1955,043248	7,46199713
263	263	106	157	Sg	Siborgiy	1956,94567	7,44085806
264	264	107	157	Bh	Boriy	1959,464472	7,422213909
265	265	108	157	Hs	Xassiy	1960,523523	7,398201973
266	266	109	157	Mt	Meyneryiy	1962,19972	7,376690678

Vayzekkerning tomchi modeli bo'yicha elementlarning solishtirma bog'lanish energiyasining element tartib raqamiga bog'liqlik grafigi quyidagi rasmda berilgan:



6.8. 1-rasm

Yuqoridaq rasmdan ko'rinish turibdiki, atom massasi 45 – 90 oralig'ida bo'lgan yadrolarning solishtirma bog'lanish issiqligi grafikning eng yuqori qismiga to'g'ri keladi. Demak, ana shu yadrolani parchalash eng qiyin kechar ekan. Boshqacha aytganda, engil yadrolar og'irroq yadrolar hosil qilishda

(atom massasi 45 – 90 bo‘lgan yadrolarga yaqinlashib borishda) yoki juda og‘ir yadrolar parchalanib atom massasi 45 – 90 bo‘lgan yadrolar hosil qilganda ham energiya ajrashlishi sodir bo‘ladi.

6.9. MAVZU: Yadro reaksiyalarini.

Yadro reaksiyalarini, zanjir reaksiyasi:

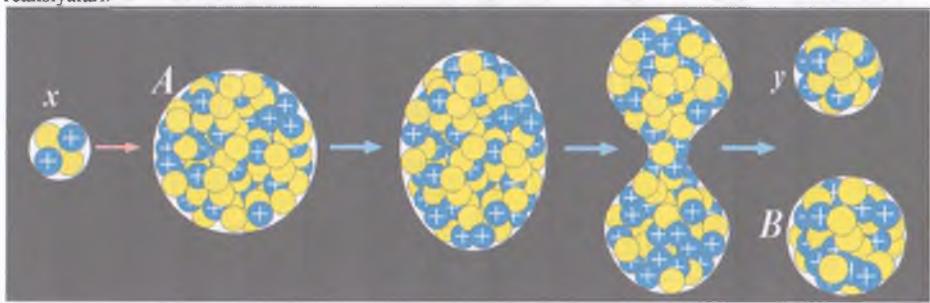
Ikki yadro yoki yadro va bir-biriga zarra 10^{-15} m masofagacha yaqin kelgandayadro kuchlari hisobiga bir-biri bilan o‘zaro intensiv ta’sirlashib, yadro yoki zarralarning tarkibini o‘zgarish protsessiga **yadro reaksiyalarini** deyiladi. Yadro reaksiyalarini vaqtida yadroloarning energiya va impulsleri qaytadan taqsimlanadi. Bu esa boshqa yadro yoki zarralarning hosil bo‘lishiga sabab bo‘ladi.

Yadro reaksiyalarini umumiy shaklda quyidagicha yozish mumkin (6.8.1-rasm):



Yadro reaksiyasida ishlatalayotgan boshlang‘ich yadroni **nishon yadro**, shu reaksiyaning ro‘y berishiga sababchi bo‘lgan zarra yoki yadroni **esa snaryad zarra** yoki **snaryad zarra** yadro deyiladi.

Yadro reaksiyasida qatnashuvchi zarralarning energiyasiga qarab yadro reaksiyalarini uch xil bo‘ladi: 1) kichik energiyali yadro reaksiyalar; 2) o‘rtal energiyali yadro reaksiyalar; 3) yuqori energiyali yadro reaksiyalar.



6.9.1-rasm

Yadro reaksiyaları ularda ishtirok etuvchi zarralarning turiga qarab proton, deyton, α - zarra, γ -kvant, og‘ir kimyoviy elementlarning ko‘p zaryadli ionlari bilan ro‘y beruvchi reaksiyalarga bo‘linadi. γ -kvantlar ta’sirida ro‘y beradigan yadro reaksiyalariga **fotoyadro reaksiyalarini** deyiladi.

Yadro reaksiyalarini vaqtida asosan 4ta saqlanish qonunlari bajarilib, ular 1) zaryadning saqlanishi, 2) massaning saqlanish, 3) energiyaning saqlanishi hamda 4) impuls vektorining saqlanish qonunlaridir.

1) elektr zaryadining saqlanish qonuni: reaksiyaga kirayotgan yadro va zarralarning elektr zaryadlari yig‘indisi reaksiyadan keyin hosil bo‘lgan yadro va zarralarning elektr zaryadlari yig‘indisiga teng bo‘ladi.

$$Z_1 + Z_2 = Z_3 + Z_4$$

2) Massa (nuklon) sonining saqlanish qonuni: reaksiyaga kirayotgan yadro va zarralarning umumiy massa (nuklonlar) soni undan so‘ng hosil bo‘layotgan yadro va zarralarning umumiy massa (nuklon) soniga teng bo‘ladi.

$$A_1 + A_2 = A_3 + A_4$$

3) Energiyaning saqlanish qonuni: reaksiyaga kirishayotgan yadro va zarralarning energiyalari yig‘indisi reaksiyadan keyin hosil bo‘lgan yadro va zarralarning energiyalari yig‘indisiga teng bo‘ladi.

$$E_A + E_x = E_B + E_y$$

4) Impulsning saqlanish qonuni, uni quyidagicha ta’riflash mumkin: reaksiyaga kirishgunga qadar bo‘lgan zarra va yadroning to‘la impulsini reaksiyadan keyin hosil bo‘lgan zarra va yadroning to‘la impulsiga teng bo‘ladi.

$$\vec{P}_A + \vec{P}_x = \vec{P}_B + \vec{P}_y$$

Yadro reaksiyalarini paytida yuqorida sanab o‘tilganlardan tashqari ham saqlanish qonunlari (izotopik spinning, barion zaryadining, lepton zaryadining, g‘alatilikning, maftunkorlikning va boshqa saqlanish

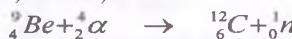
qonunlari) bajariladi. Lekin ular haqida oliv o'quv yurtlarining fizika mutaxassislik yo'nalishlarida o'rganiladi.

Yadro va zarrachalarning reaksiyadan oldingi va keyingi energiyalarini farqiga *yadro reaksiyasining energetik farqi* deyiladi. Yadro reaksiyalarini sun'iy ravishda o'tkazishdan asosiy maqsad ulardan energiya olishdir. Yadro reaksiyalariga oid dastlabki o'tkazilgan tajribalardan bir nechta misollar keltiraylik.

Yadro o'zgarishlari kuzatilgan birinchi tajriba (1919-yil, Rezervford):



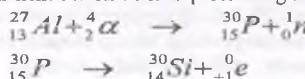
Neytronning kashf etilishi (1932-yil, Chedvik):



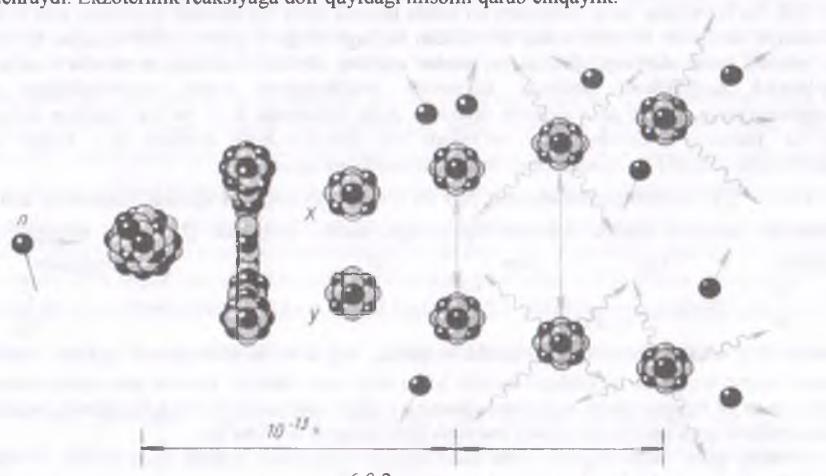
Tezlashtirilgan protonlarning birinchi marta ishlatalishi (1932-yil):



Sun'iy radioaktiv elementning birinchi bor olinishi va protonning topilishi (1932-yil, F.Julio-Kyuri):



Yadro reaksiyalarida energiya yutilishi yoki ajralishi mumkin. Energiya ajralishi bilan boradigan reaksiyalarga *ekzotermik reaksiyalar*, yutilishi bilan boradigan reaksiyalarga esa *endotermik reaksiyalar* deyiladi. Yadro reaksiyalarida energiya ajralishi bilan boradigan reaksiyalar, ya'ni ekzotermik reaksiyalar ko'proq uchraydi. Ekzotermik reaksiyaga doir quyidagi misolni qarab chiqaylik.



Misol:

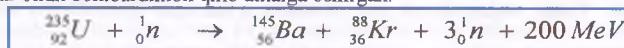
Ushbu $^{7}_{\text{3}}\text{Li} + ^1_{\text{1}}p \rightarrow ^{8}_{\text{4}}\text{Be} + ^1_{\text{0}}n$ yadro reaksiyasida qancha energiya ajralib chiqadi? Reaksiyaga kirishuvchi hamda reaksiya natijasida hosil bo'lgan yadro va zarralar massalarini jadvaldan oling.

Yechish:

Masalani uchish uchun reaksiyaga kirishuvchi yadro va zarraning dastlabki massalar yig'indisi $m_1 = m(^7_{\text{3}}\text{Li}) + m(^1_{\text{1}}p)$ bilan reaksiya natijasida hosil bo'lgan yadro va zarralar massalari yig'indisi $m_2 = m(^8_{\text{4}}\text{Be}) + m(^1_{\text{0}}n)$ orasidagi farq (massa defekti) topilishi zarur. Unga ko'ra massalar farqi $\Delta m = m_1 - m_2 = (7,016004 + 2,014102) - (8,005307 + 1,008665) = 9,030106 - 9,013972 = 0,016134 \text{ m.a.b.}$ ga teng bo'ladi. Massasi 1 m.a.b. bo'lgan zarraning tinchlikdagisi energiyasi $E_0 = 932,9 \text{ MJ}$ ekanligini bilgan holda ajraladigan energiya $Q = \Delta m \cdot E_0 = 0,016134 \text{ m.a.b.} \cdot 932,9 \text{ MJ} = 15,51 \text{ MJ}$ bo'lishi kelib chiqadi.

Og'ir yadrolarning neytron yutish yo'li bilan ikki bo'lakka ajraladigan yadro reaksiyasiga **yadroning bo'linishi** deyiladi (6.9.2-rasm).

Yadroning bo'linish reaksiyasini 1939-yilda Gan, Shtrassman, Meytner birinchi marta uranning $^{235}_{92}U$ izotopini neytronlar bilan bombardimon qilib amalga oshirgan.



Reaksiya natijasida ${}_{56}^{145}\text{Ba}$, ${}_{36}^{88}\text{Kr}$ izotoplari, uchta neytrondan tashqari juda ko'p miqdorda issiqlik ajralib chiqdi. Bunda reaksiyada qatnashuvchi barcha nuklirlarning har biriga o'rtacha $\frac{200}{236} \approx 0,8475 \frac{\text{MeV}}{\text{nuklon}}$ energiya to'g'ri keladi.

Reaksiya borish natijasida yana shunday ketma-ket reaksiyalar sodir bo'lsa, unga **zanjir reaksiya** deyiladi. Zanjir reaksiysi nishon yadro bo'linishida ajralib chiqqan bir nechta neytron hisobiga sodir bo'ladi. Uchib chiqqan neytronlar o'z yo'lida keyingi yadrolarga urilib ularni parchalaydi va bu parchalanishda keyingi bosqich neytronlari ajralib chiqadi va hokoza. Zanjir reaksiyasiда ko'payish geometrik progressiya bo'yicha sodir bo'ladi. Yadro parchalanishida uchib chiqqan neytron navbatdagi yadroni parchalamasdan jismidan tashqariga chiqib atrofqa tarqalib ketishi ham mumkin. Bunday hollarda reaksiya uzoq vaqt davom etmasdan darrov so'nadi. Reaksiya so'nmasligi uchun esa neytronlar tashqariga chiqib ketmasligi kerak. Buning uchun uran (radioaktiv element) massasining qiymati etarlicha katta bo'lishi kerak. Zanjir reaksiyasi sodir bo'lishi uchun kerak bo'ladigan eng kichik massaga **chegaraviy massa** yoki **kritik massa** deyiladi.

Uran yadrosi bo'linganda, bo'lish uchun ishlataligil neytrondan tashqari ikkita yoki uchta neytron hosil bo'ladi. Bu neytronlar yangi yadrolarni bo'lishda ishtirok etadi. Bo'linishda neytronlar soni keskin ortadi. Reaksiya bardavom bo'lishi uchun bir sikldan keyingi siklga o'tganda uchib chiqqan neytronlar soni ko'payishi kerak. Keyingi sikldagi neyironlar sonining daslabki sikldagi neytronlar soniga nisbatiga **ko'payish koefitsienti** deyiladi. Ko'payish koefitsientini xuddi matematikadagi geometrik progressiyaning maxrajiga o'xshatish mumkin. Agar reaksiyada $k = 1$ bo'lsa, reaksiya doimiy, $k < 1$ bo'lsa, reaksiya so'nuvchi, $k > 1$ bo'lganda esa reaksiya ortib portlash ro'y beradi. Ko'payish koefitsienti $k \geq 1,01$ bo'lganda zanjir reaksiyasi boshlanib ketadi.

Har bir ${}_{92}^{235}U$ yadrosi parchalanganda 200 MeV miqdorda energiya ajraladi. Taqqoslash uchun eng tez yonuvchi benzinni olaylik. Massasi 1kg bo'lgan benzin yonganda $Q_i = 46 \text{ MJ}$ miqdordagi issiqlik ajraladi.

$$Q_i = \frac{m}{M} N_A \cdot 200 \text{ MeV} = \frac{1}{0,235} \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 3,2 \cdot 10^{-11} \text{ J} = 8,17 \cdot 10^{13} \text{ J} = 8,17 \cdot 10^7 \text{ MJ}$$

energiya, ya'ni $\frac{Q_i}{Q_i} = 1,776 \cdot 10^6$

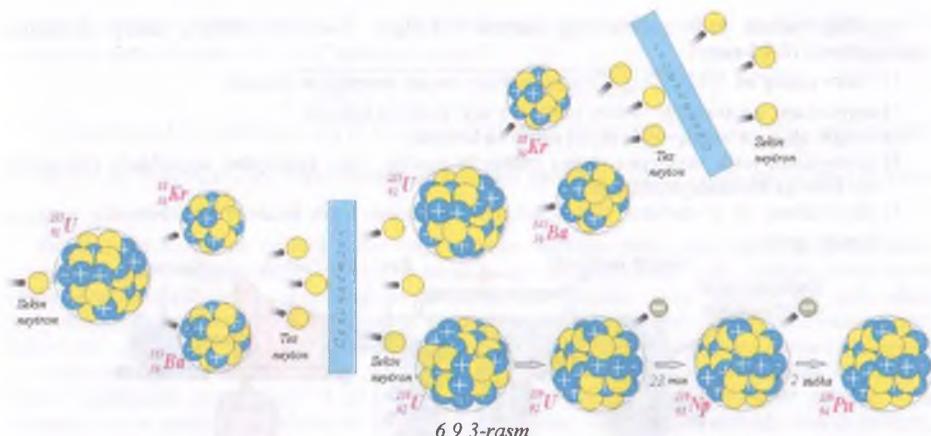
marta ko'p energiya ajraladi. Boshqacha aytganda, 1kg uran parchalanganda ajralgan energiya 1776 tonna benzin yonganda ajraladigan issiqlik bilan teng ekan. Benzin, kerosin, gaz, toshko'mir, yog'och, plastmassa va boshqa barcha uglevodorodlarning yonishi ximiyaviy reaksiya hisoblanib, bunda yadroviy reaksiyalaridagiga qaraganda million martalab kam energiya hosil bo'ladi.

Shunday qilib, yadro bag'rida juda katta energiya yashirinib yotgani ayon bo'ldi. Bu energiyadan foydalanishi amalga oshirish galdeg'i dolzarb masala edi.

Yadro energiyasidan foydalanish:

6.8.1-rasmidan ko'rinish turibdiki, atom massasi $45 - 90$ oraliq'ida bo'lgan yadrolarning solishtirma bog'lanish issiqligi grafikning eng yuqori qismiga to'g'ri keladi. Demak, og'ir yadrolarga qaraganda engilroq yadrolarning solishtirma bog'lanish issiqligi kattaroq ekan. Shuning uchun og'ir yadro parchalanib, engilroq yadro hosil bo'lganda energiya ajralishi kerak degan fikr paydo bo'ladi. Haqiqatan ham uran ${}_{92}^{235}U$ yadrosi engilroq ${}_{56}^{145}\text{Ba}$ va ${}_{36}^{88}\text{Kr}$ yadrolariga parchalanganda 200 MeV miqdorda energiya ajralishi bilan tanishdik. Zanjir reaksiyasi juda tez suratda, shiddat bialn sodir bo'ladi. SHuning uchun odatda bu reaksiya portlash bilan yuz beradi. Yadro energiyasidan foydalanish uchun yadroviy zanjir reaksiyasini boshqarish kerak bo'ladi.

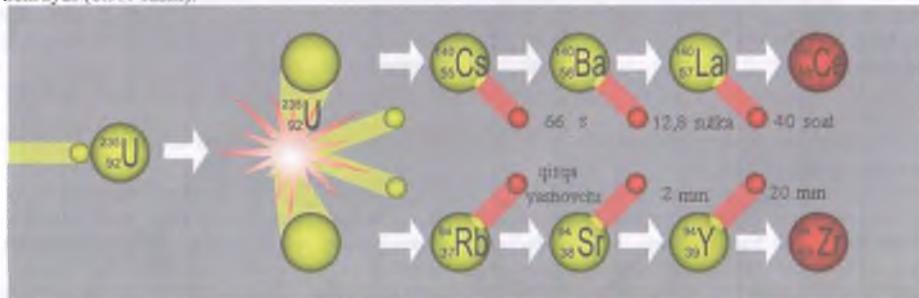
Yadroning bo'linishi boshqariladigan reaksiyani amalga oshiruvchi qurilmaga yadro reaktori deyiladi.



6.9.3-rasm

Tabiiy uran odatda 2ta izotopdan, ya'nı $^{235}_{92}U$ va $^{238}_{92}U$ izotoplardidan iborat bo'lib, umumiy massaning 1/140 qismini $^{235}_{92}U$ izotop tashkil etadi. $^{235}_{92}U$ izotopi energetik jihatdan juda foydali bo'lib, u tez neytronlar ta'sirida ham, sekin neytronlar ta'sirida ham parchalanishi mumkin, ayniqsa sust neytronlarni yaxshi yutadi. $^{238}_{92}U$ izotop esa faqat energiyasi $1 MeV$ dan katta bo'lgan o'ta tez neytronlar ta'siridagina parchalanadi. Bo'linishda paydo bo'ladijan ajmi neytronlarning taxminan 60% qismi shunday energiyadan katta energiyaga ega bo'ladi. Lekin, har beshta neytrondan bittasigina $^{238}_{92}U$ izotopni parchalashi mumkin, qolganlari esa bu izotopga yutiladi. Shuning uchun sof $^{238}_{92}U$ izotopidan iborat uran bilan zanjir reaksiyasi davom etmaydi. Boshqariladigan zanjir reaksiyasi sodir bo'lishi uchun yoki sof $^{235}_{92}U$ izotopini ajratib olish (uranni boyitish) kerak yoki aralashma tarkibida aralashma ruda tarkibida $^{235}_{92}U$ izotopi ham ma'lum miqdordan kam bo'lmasligi kerak bo'ladi. Sust neytronlarning yutilish ehtimoli tez neytronlarning yutilish ehtimolidan 10^6 marta katta. Shuning uchun ham tabiiy uranda ishlaydigan yadro reaktorlarida ko'payish koefitsientini orttirish uchun neytronlarni sekinlatgichlardan foydalilanadi. Tabiiy uranda ishlaydigan yadro reaktorlarida kechadigan jarayonlar 6.9.3-rasmida tasvirlangan. $^{238}_{92}U$ izotopi o'ziga neytronni yutib $^{239}_{92}U$ izotopiga aylanadi, oradan 23 min vaqt o'tgach esa elektronli β^- -emiriladi va $^{239}_{95}Np$ izotopiga aylanadi. Oradan 2 sutka vaqt o'tgach, yana elektronli β^- -emiriladi va $^{239}_{94}Pu$ izotopiga aylanadi.

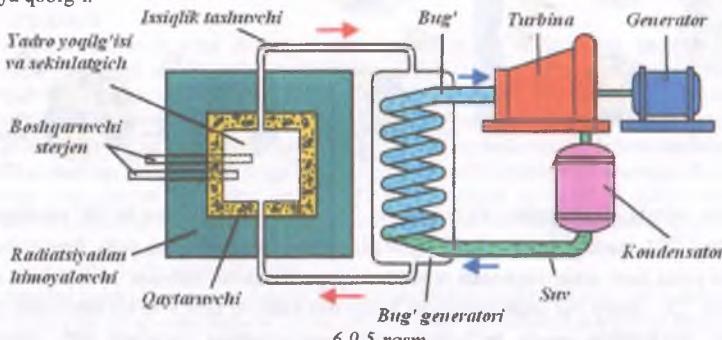
$^{235}_{92}U$ izotopi parchalari $^{145}_{56}Ba$ va $^{88}_{36}Kr$ izotoplari ham turg'un bo'lmasdan, ular ham yarim emirilishlarga uchraydi. O'z navbatida $^{145}_{56}Ba$ va $^{88}_{36}Kr$ izotoplari ham emirilishlar ketma-ketligiga uchraydi (6.9.4-rasm).



6.9.4-rasm

Quyidagi rasmda yadro reaktorining sxemasi keltirilgan. Yadro reaktorining asosiy elementlari quyidagilardir (6.9.5-rasm):

- 1) Yadro yoqilg'isi $^{235}_{92}U$, $^{235}_{92}U$, $^{239}_{94}Pu$ izotoplari – asosiy energiya manbaidir;
- 2) neytronlarni sekinlatgich – oddiy yoki og'ir suv, grafit va hokoza;
- 3) issiqlik eltvuchchi vosita – suv, suyuq natriy va hokoza;
- 4) neytronlarni yutib, reaksiya tezligini rostlovchi jismlar – bor, kadmiydan tayyorlanib, reaktorning ish fazasiga kiritiladigan sterjenlar;
- 5) neytronlarni va γ -nurlarni ushlab qoluvchi, reaktorni o'rab turuvchi temirbetondan yasalgan himoya qobig'i.



6.9.5-rasm

Og'ir suv eng yaxshi sekinlatgich bo'lib, neytronni tutib qolishi natijasida og'ir vodorodga aylanadi. Grafit ham neytronlarni yutmasada, lekin sekinlatgich vazifasini o'taydi.

Bo'linayotgan moddaning yadroviy zanjir reaksiya sodir bo'ladigan eng kichik massasiga **kritik massa** deyiladi. Agar yadro yoqilg'isi massasi kritik massadan kam bo'lsa, neytronlar yadroga etib ulgurmasdan tashqariga uchib chiqib ketadi. Natijada, ko'payish sodir bo'lmaydi. Masalan, shar shaklida sof $^{235}_{92}U$ uchun kirtik massa 50 kg atrofida bo'ladi.

Reaktor kadmiy yoki bordan yasalgan sterjenlar yordamida boshqariladi. Sterjenlar reaktorning aktiv zonasidan chiqarilganda $k > 1$, aktiv zonaga to'la kiritilganda esa $k < 1$ bo'ladi. Hozirgi zamонави yadro reaktorlari masofadan turib boshqariladi.

Yuqorida ko'rgan yadro reaktori sekin neytronlarda ishlaydigan yadro reaktoridir. Tez neytronlarda ishlaydigan yadro reaktori tabiiy uranda ishlay olmaydi. Chunki, uran yadrlarining tez neytrognlarda bo'linish ehtimoli kam. Shuning uchun tabiiy uranni 15% kam bo'lsagan tarkibda $^{235}_{92}U$ ga boyitish lozim bo'ladi. Tez neytronlarda ishlaydigan yadro reaktorlarining avzalliklaridan biri bunda ko'p miqdorda plutoniy $^{239}_{94}Pu$ izotopi hosil bo'lib, bu keyingi bosqichdagi yadro yoqilg'isi sifatida ishlatiladi.

Termoyadro reaksiyalari:

6.8.1-rasmdan ko'rinish turibdiki, atom massasi $45 - 90$ oralig'ida bo'lgan yadrolarning solishtirma bog'lanish issiqligi grafikning eng yuqori qismiga to'g'ri keladi. Demak, engil yadrolarga qaraganda og'irroq yadrolarning solishtirma bog'lanish issiqligi kattaroq. Shuning uchun engil yadrolar birikib, og'irroq yadro hosil bo'lganda energiya ajralishi kerak degan fikr paydo bo'ladi.

Yuqori temperaturalarda ($10^7 - 10^9$) engil yadrolarning birikib, og'ir yadro hosil qilishiga termoyadro reaksiyasini deyiladi.

Bu reaksiyada deyteriy yadrosi bilan tritiy yadrosi birikib, geliy yadrosi hosil qilinadi va $17,6\text{ MeV}$ energiya ajralib chiqadi.



Bu reaksiyada bitta nuklonga to'g'ri keladigan bog'lanish energiyasi $\frac{17,6}{5} = 3,46\frac{\text{MeV}}{\text{nuklon}}$ kelib chiqadi. Bunda har bir nuklonga uran yadrosi parchalanishidagiga qarganda $\frac{3,46}{0,8475} \approx 4,1$ marta ko'proq energiya ajraladi.

Undan tashqari deyteriy bilan 3_2He yadrosi birikganida ham geliy yadrosi hosil bo'lishi va bu reaksiyada ham juda katta $18,3 \text{ MeV}$ energiya ajraladi.

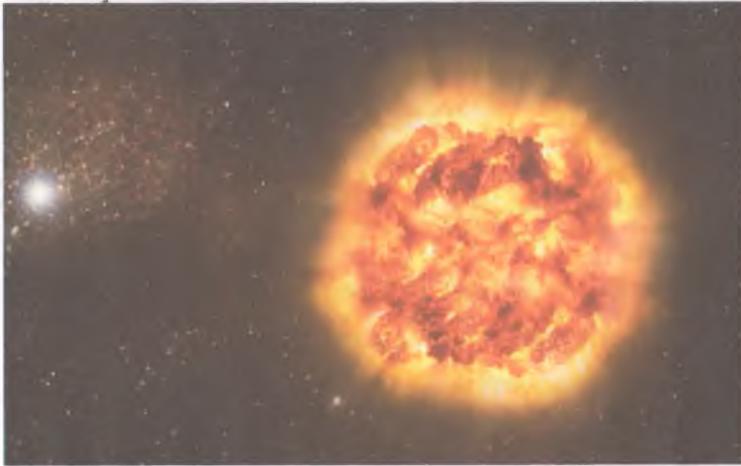


Bu reaksiyada bitta nuklonga to'g'ri keladigan bog'lanish energiyasi $\frac{18,3}{5} = 3,66 \frac{\text{MeV}}{\text{nuklon}}$ kelib chiqadi.

Bunda har bir nuklonga uran yadrosi parchalanishidagi qarganda $\frac{3,46}{0,8475} \approx 4,32$ marta ko'proq energiya ajraladi.

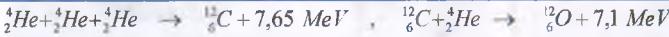
Yadro reaksiyalari sodir bo'lishi uchun engil yadrolar etarlicha yaqin masofagacha yaqinlashishlari zarur, ya'ni Kulon kuchiga qarshi ish bajarish kerak bo'ladi. Buning uchun engil yadrolar bir-biri bilan etarlicha katta tezlik bilan to'qnashishlari kerak bo'ladi. Bunday katta tezlikka esa juda ulkan temperaturalarda erishish mumkin. Shuning uchun ham bu reaksiyalarni termoyadro (issiq yadro) reaksiyalari deb ataladi. Bunday sharoit esa faqat Quyosh va yulduzlar bag'ridagina mavjuddir. Quyosh va yulduzlarning har birida ularning markazlarida termoyadro reaksiyalari sodir bo'ladi. Masalan, Quyosh markazida temperatura $13 \text{ mln. gradusga etadi}$. Bunday sharoitda vodorod atomlari to'la ionlangan, ya'ni yalang'och yadrolar ko'rinishida bo'ladi. Ularning birikishi natijasida dastlab deyteriy, trityi yadrolari, so'ngra esa geliy yadrolari hosil bo'ladi. Bu reaksiyada ulkan energiya ajralishi hisobiga ular qizib nur sochadi ($6.9.5$ -rasm). Termoyadro reaksiya paytida ajralgan energiya hisobiga milliard yillardan buyon yulduzlar nur sochib turadi. Unda engil yadrolar birikib navbatdagi og'ir yadrolar hosil bo'ladi.

Quyoshning tarkibida 70% vodorod, 29% geliy va 1% og'ir neytronlar bo'lib uning umumiy massasi taxminan $2 \cdot 10^{30} \text{ kg}$ ga teng. Quyosh xuddi hozirgidek har sekundda atrofga $4 \cdot 10^{26} \text{ J}$ energiya sochib tursa, u yana 100 mld.yil nur sochib turadi.



6.9.6-rasm

Yulduzlar bag'rida boshqa sintez reaksiyalari ham bo'lishi mumkin. Buning uchun ularning bag'ri juda issiq bo'ilishi lozim. Agar yulduzlar bag'rida $100 \text{ mln. gradusdan oshsa}$, navbatdagi termoyadro reaksiyalari boshlanadi va navbatdagi bosqich energiyasi ajraladi.



Vodorod bombasining ishlash prinsipi ham termoyadro reaksiyasiga asoslangan. Unda atom bobmbasi ichiga vodorod gazi qamalgan bo'ladi. Atom bombasi portlaganda ajralgan ulkan energiya hisobiga temperatura ulkan qiymatlarga oshadi. Bu temperatura esa termoyadro reaksiyasi boshlanishi uchun etarli bo'ladi. Natijada, ikkinchi bosqich reaksiya – termoyadro reaksiyasi boshlanadi. Vodorod bombasi portlaganda atom bombasidagi qaraganda $4 - 5$ marta katta issiqlik ajraladi. SHuninisi ahamiyatliki,

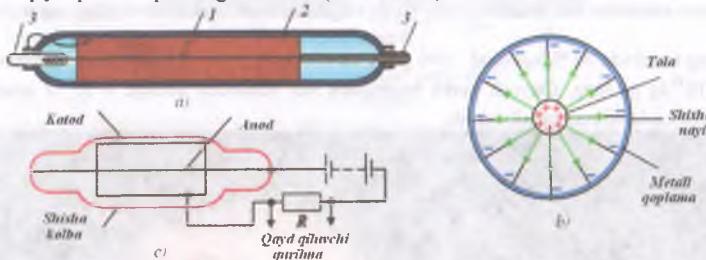
atom bombasi ishga tushishi uchun undagi uran massasi kritik massadan yuqori bo'lish kerak bo'lsa, vodorod bombasida esa termoyadro reaksiyasi ixtiyoriy massada ro'y berishi mumkin.

6.10. MAVZU: Elementar zarralarni qayd etish.

Atom bag'riga yo'l ochilgandan so'ng yadro tuzilishi va elementar zarralarni haqida yangi nazariyalar paydo bo'ldi. Bu nazariyalarni isboti sifatida zarralarni qayd etish lozim edi. Zaryadli zarra yoki atom yadrolari harakatini kuzatishning bir necha usullari mayjud. Bu usullarda turli asbob va qurilmalardan foydalananildi. Elementar zarralarni qayd qiluvchi qurilmalarning barchasining ishlash prinsipi uchib o'tgan zarranning ta'siri natijasida sistemaning yangi holatga o'tishiga asoslanadi. Ana shu qurilmalarning ba'zilari bilan tanishib chiqaylik.

Geyger sanagichi:

Bu asbob avtomat holatda uchib o'tgan zaryadli zarralarni sanaydi. Sanagichning ichki tomoni metall qoplamaga bilan (katod) qoplangan shisha nay bo'lib, shisha nay o'rjasidan ingichka metall tola (anod) o'tgan. Sanagichning ishlashi zarbdan ionlashga asoslangan. Tashqarididan kirib kelgan elektron, proton yoki α -zarralarni nay ichidagi gaz (argon gazi)ni zarbdan ionlantiradi, ya'ni neytral argon atomidan elektronni urib chiqaradi. Natijada, hosil bo'lgan elektron va musbat ion katod va anod orasidagi kuchli elektr maydonida ko'chkiga keladi. Elektronlar gaz atomlarini zarbdan ikkilamchi ionlantiradi. Sanagichdan o'tayotgan tok kuchi keskin ortib ketadi. R nagruckada kuchlinish impulsini yuzaga keladi. Bu impuls esa qayd qiluvchi qurilmaga uzatiladi (6.10.1-rasm).

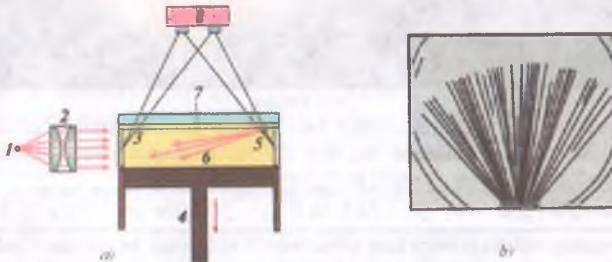


6.10.1-rasm

Sanagich o'ziga tushayotgan deyarli hamma elektronlarni qayd etadi, γ -kvantlarning esa atigi yuztadan bittasini qayd etadi. Og'ir bo'lgani uchun α -zarralarni qayd qilish birmuncha qiyinroq kechadi. Chunki, sanagichdan α -zarralarni o'ta oladigan etarlicha yupqa devorli nay yasash qiyinroqdir.

Vilson kamerasi:

Sanagichlar faqat o'tgan zarralarni sanasa, 1912-yilda yaratilgan Vilson kamaerasi esa bu zarralarning trekinini (izini) kuzatish yoki sur'atga olish imkonini beradi. Vilson kamerasining ishlash prinsipi o'ta to'yingan suv bug'laridan zarra uchib o'tgan joyda kondesatsiyalanib suv tomchilari paydo bo'lishiga asoslangan.



6.10.2-rasm

Vilson kamerasiga to'ynishga yaqin bo'lgan suv bug'i yoki spirit bug'i to'ldirilgan porshenli idishdan iborat. Porshen keskin pastga surilganda slindr ichidagi to'ynishga yaqin bug' o'ta to'yingan holatga o'tadi (6.10.2-rasm). O'ta to'ynish beqaror holat bo'ib, unda bug' ososngina kondensatsiyalana boshlaydi. Kamera ichida uchib o'tgan zarra kondensatsiya markazi bo'lib xizmat qiladi. Zarra yo'lida

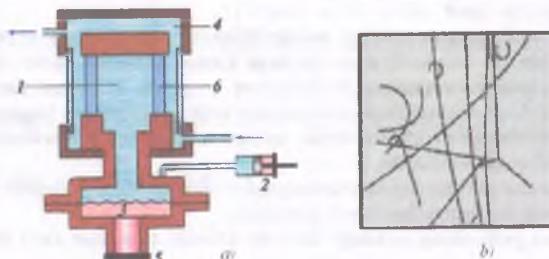
mayda-mayda suv tomchilari paydo bo'lib, zarra trekini hosil qiladi. Kuzatish to'xtagandan so'ng, elektr maydon ta'sirida kameradagi zaryadli zarrachalar tozalanadi va navbatdagi kengayish oldidan elektr maydon ta'siri to'xtatiladi. Jarayon qytadan boshlanadi. Kamara hajmi va o'lchamlariga qarab tiklanish vaqtin bir necha sekunddan bir necha minutlarga gacha bo'lishi mumkin.

Vilson kamerasi yordamidada sanagichdan ko'ra ko'proq axborot olish mumkin. Trekning uzunligiga qarab zarra energiyasini, trekdagi birlik uzunlikka to'g'ri kelgan tomchilar soniga qarab zarra tezligi, trek yo'g'onligiga qarab zaryad miqdori aniqlanadi. Agar uzunlik birligida qancha ko'p suv tomchilari bo'lsa, zarra tezligi shuncha past ekanligini bildiradi. Agar trek qancha yo'g'on bo'lsa, zarranining zaryadi shuncha katta ekanini bildiradi.

Rus fiziklari P.L.Kapitsa va D.V.Skobelsinlar Vilson kamerasini magnit maydoniga kiritishni taklif qiladi. Ma'lumki, magnit maydonida zaryadli zarralar Lorens kuchi ta'sirida egri chiziqli harakat qiladi. Trek egriligiga qarab zaryadli zarranining solishtirma zaryadini aniqlash mumkin. Agar zaryadli zarra massasi ma'lum bo'lsa, zaryadini va aksincha, zaryadi ma'lum bo'lsa, massasini aniqlash mumkin.

Pufakli kamera:

Pufakli kamera 1952-yilda amerikalik olim D.Gleyzer tomonidan yaratilgan bo'lib, unda to'yingan bug' o'rniiga o'ta isitilgan suyuqlikdan foydalanish tavsiya etilgan. Uning ishlashi tuz zaryadli zarralar bu o'ta isitilgan suyuqlikdan o'tganda, suyuqlik moleklalari ionlantirib pufakchalar hosil qilishga asoslangan.



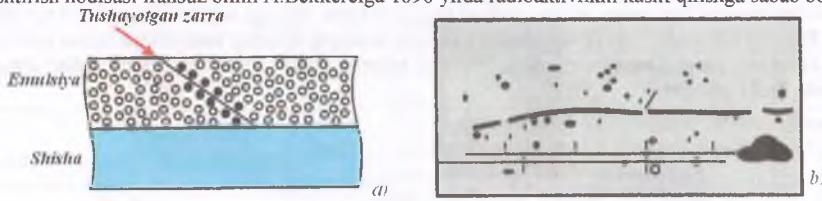
6.10.3-rasm

Dastlab suyuqlik atmosfera bosimidan ancha yuqori bosimda turadi. Bu bosim suyuqlik garchi qaynash temperaturasida turgan bo'lsa-da, suyuqlikni qaynab ketishdan saqlab turadi. Bosim keskin pasaytirilganda esa, suyuqlik o'ta to'yingan holatga o'tadi va qisqa vaqt beqaror holatda bo'ladi. Ana shu payt uchib o'tgan zarrachalar o'z yo'lida pufakchalar hosil qiladi (6.10.3-rasm).

Suyuqlik sifatida asosan suyuq vodorod yoki suyuq propan ishlatalidi. Pufakli kameraning ish sikli ancha qisqa bo'lib, u 0,1s atrofida. Pufakli kameraning Vilson kamerasidan avzalligi foydalilanidigan ischi muddanining zichligi katta bo'lgan uchun zarralar izi va egrilik radiuslari kichik bo'ladi. Pufakli kamera yordamida zarranining magnit maydonda bir necha marta aylanishlarini sur'atga olish mumkin.

Fotoemulstya usuli:

Juda tez harakatlanayotgan zaryadli zarralar oqimi fotoplastika emulsiya qatlamiga tushganda uni ionlashtirish hodisasi fransuz olimi A.Bekkerelga 1896 yilda radioaktivlikni kashf qilishga sabab bo'ldi.



6.10.4-rasm

Fotoemulsiyada kumush bromidning ko'p miqdordagi kristal donachalari bor. Tez harakatlanayotgan zaryadli zarra kumush atomlaridan elektronni chiqarib uni ionlantiradi. Kristallchalarda ichki yashirin tasvir hosil bo'ladi. Bu tasvir ochilganda kristallchalarda kumush metali qayta tiklanib, kumush donlarining zanjiri zarra trekini hosil qiladi (6.10.4-rasm). Trekning uzunligi va yo'g'onligiga qarab

zarraning energiyasi va massasini aniqlash mumkin. Fotoemulsiya moddasi zichligi katta bo'lgani uchun trek uzunligi juda qisqa 10^{-3} sm atrofida bo'ladi. Sur'atga olishda kattalashtirishdan foydalaniлади. Kameralardan fotoemulsiyaning avzalligi shundan iboratki, bunda ekspoziyasiya vaqtiga hohlagancha uzoq.

Yuqorida sanab o'tilgan va boshqa usullar yordamida zaryadli zarralarini kuzatish orqali nafaqat zarralar mavjudligi o'z isbotini topdi, balki ularning solishtirma zaryadlari, energiyalari, impuls va magnit momentlari, tezliklari va boshqa kattaliklari haqidagi miqdoriy natijalar olindi.

6.11. MAVZU: Elementar zarralar va ularning turlari.

Hozirgi vaqtida elementar zarralar jadvalida 400 dan ortiq elementar zarra (antizarralar bilan birga) mavjuddir. Mana shulardan ba'zilarining kashf etilish tarixi va fizik xususiyatlari quyidagicha bo'ladi:

1) Elektron – 1891 yilda Stoni tomonidan kashf qilingan. Lekin bu zarraning ochilishini ko'pchilik hollarda Tomson nomi bilan bog'lanadi. Sababi, u 1897 yilda elektronning solishtirma zaryadini tajribada aniq o'chagan.

Hozirgi zamон fizikasi elektronni ichki tuzilish va o'lchamga ega bo'lмаган haqiqiy elementar zarra deb qaraydi. O'chashlarga muvofiq, elektronning chiziqli o'chami (radiusi) 10^{-18} m dan kichik deb qaraladi. Elektron elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion ta'sirlashuvlarda ishtirot qiladi va u zaryadlangan zarralarning ichida eng engilidir. Shuning uchun u turg'undir.

2) Proton – atom yadrosining tarkibiga kirgan elementar zarra bo'lib, 1919 yilda Rezerford tomonidan kashf qilingan.

3) Foton – Plank va Eynstejn ishlariга asosan fizikada paydo bo'ldi. Kompton tajribasidan keyin elementar zarra sifatida tan olindi. U atom tarkibiga kirmaydi, undagi elektronlarning bir energetik satidhan boshqasiga o'tish protsessida paydo bo'ladi va yo'qoldi. U neytral zarradir. Fotoning spin kvant soni 1 ga teng. Erkin holatdagi foton absolyut turg'undir. Fotoni ham haqiqiy elementar zarra deb hisoblash mumkin. U faqatgina elektromagnit va gravitatsion ta'sirlashuvlarda ishtirot qiladi va elektronnig ta'sirlashuv tashuvchisidir.

4) Graviton – bu zarra gravitatsion ta'sirlashuv tashuvchisidir. Bu ta'sirlashuv intensivligi juda ham kichik bo'lganligi uchun shu vaqtgacha u qayd qilinmagan.

5) Neytron – atom yadrosining tarkibiga kiruvchi ikkinchi elementar zarra bo'lib, uni 1932 yilda Chedvik kashf qilgan.

6) Pozitron – 1930 yilda Oppeneymer tomonidan nazariy aytilgan, 1932 yilda Anderson tomonidan kosmik nurlar tarkibida kashf etilgan birinchi antizarra. U elektronning antizarasi bo'lib, massasi elektron massasini bilan bir xil. Zaryadining modullari ham bir xil. Zaryadining ishorasi bilan elektronдан farq qiladi. Pozitron musbat elektr zaryadiga ega.

7) Myon – 1937 yilda Anderson va Nedermayer tomonidan kosmik nurlar tarkibida kashf etilgan zarra. Massasi elektron massasidan katta, proton massasidan esa ancha kichik. Zaryadining modulli elektron zaryadiga teng. Tabiatda ikki xil elektr ishorali myon mavjud. Avvaliga bu zarrani Yukava nazariyasiga asosan kuchli ta'sirlashuv tashuvchisi sifatida qabul qilingan va myu-mezon deb atalgan. Lekin shu narsa ma'lum bo'ldiki, bu zarraning kuchli ta'sirlashuviga hech qanday aloqasi yo'q ekan. Myon turg'un bo'lмаган zarra bo'lib, uning o'rtacha yashash vaqtiga $2,2 \cdot 10^{-8}$ s ni tashkil qiladi.

8) Neytrino – 1930 yilda Pauli tomonidan nazariy yo'l bilan kiritilgan bo'lib, o'tgan asning 50-yillarining o'rtalariga kelganda tajribada qayd qilingan zarra. Neytrinoning elektr zaryadi yo'q, tinchlikdagi massasi 0 ga yaqin, o'tish qobiliyat juda ham katta. Hozirgi vaqtida uning uch xil turi mavjud.

9) Pion – 1935 yilda Yukava tomonidan yadro kuchlarining tabiatini tushuntirish uchun nazariy yo'l bilan kiritilgan zarra. Uning mavjudligi 1947-50 yillarda Pauell, Okkialini, Berklundlar tomonidan tajribada kashf qilingan.

ILOVALAR

Xalqaro sistema(SI)da fizik kattaliklarning o'chov birliklari

Kattalikning nomi	Kattalikning o'chov birligi		
	nomi	belgisi	ta'rifi
1	2	3	4
Uzunlik	Metr	m	Kripton-86 $2R_{10}$ va $5ds$ satxlari orasidagi o'tishga mos bo'lgan vakuumdagi nurlanishning 1 650 763 730 to'lgin uzunligi 1 metr deb qabul qilingan.
Massa	Kilogram	kg	Xalqaro kilogram protipining massasini 1 kg deb qabul qilingan.
Vaqt	Sekund	s	Seziy-133 atomi asosiy holatining ikki o'ta nozik sathlari orasidagi o'tishga mos bo'lagan 9 192 631 770 nurlanish davri 1 sekund deb qabul qilingan
Tok kuchi	Amper	A	Amper – vakuumda bir-biridan 1 metr masofa-da joylashgan ikki parallel cheksiz uzun va kesimi juda kichik to'g'ri o'tkazgichlardan tok o'tganda o'tkazgichning xar bir metr uzunligida 2×10^{-7} N o'zaro ta'sir kuchi hosil qiladigan o'zgarmas tok kuchidir.
Absalyut temperatura	Kelvin	K	Suvning uchlanma nuqtasini xarakterlovchi termodinamik temperaturaning 1/273,16 ulushi 1 kelvin deb qabul qilingan.
Modda miqdori	Mol	mol	Uglerod-12 ning 0,012 kg massasidagi atomlar soniga teng element (atom, molekula, ion,...) lardan tashkil topgan sistemadagi modda miqdori 1 mol deb qabul qilingan.
Yorug'lik kuchi	Kandela	Kd	101325 Pa bosim ostidagi platinaning qotish temperaturasiga teng temperaturadagi to'la nurlangichning 1/600000 m^2 yuzidan perpendikulyar ravishda chiqarilayotgan yorug'lik kuchi 1 kandela deb qabul qilingan.
Yassi burchak	Radian	rad	Uzunligi radiusga teng yoyga tiraluvchi markaziy burchak 1 radian deb qabul qilingan.
Fazoviy burchak	Steradian	sr	Uchi sfera markazida bo'lgan va shu sfera markazidan radius kvadratiga teng yuzli sirtni ajratadigan fazoviy burchakni 1 steradian deb qabul qilingan.
Yuza	Metr kvadrat	m^2	$1 m^2$ – tomonlarining uzunligi 1m dan bo'lgan kvadratning yuzi
Hajm	Metr kub	m^3	$1 m^3$ – qirralarining uzunligi 1m dan bo'lgan kubning xajmi.
Tezlik	Metr taqsim sekund	m/s	To'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan moddiy nuqta 1s da 1 m masofaga ko'chsa, uning tezligi 1 m/s ga teng.
Tezlanish	Metr taqsim sekund kvadrat	m/s^2	To'g'ri chiziqli tekis tezlanuvchan harakat qilayotgan moddiy nuqta 1s da o'z tezligini 1 m/s ga o'zgartsa, uning tezlanishi $1 m/s^2$ ga teng.
Burchak tezlik	Radian taqsim sekund	rad/s	Tekis aylanma harakat qilayotgan jismning barcha nuqtalari 1s da 1rad ga burilsa, uning burchak tezligi 1 rad/s ga teng.
Zichlik	Kilogram taqsim sekund	kg/m^3	$1 kg/m^3$ shunday bir jinsli moddaning zichligiki, mazkur moddadan ajratib olingan $1 m^3$ hajmnинг massasi 1kg bo'ladi.

Impuls	Kilogram metr taqsim sekund	$\text{kg}\cdot\text{m/s}$	1 $\text{kg}\cdot\text{m/s}$ – tezligi 1 m/s bo‘lgan 1 kg massali moddiy nuqtaning impulsi.
Impuls momenti	Kilogram metr kvadrat taqsim sekund	$\text{kg}\cdot\text{m}^2/\text{s}$	1 $\text{kg}\cdot\text{m}^2/\text{s}$ – radiusi 1 m li aylana bo‘ylab harakatlanayotgan impulsi 1 $\text{kg}\cdot\text{m/s}$ bo‘lgan moddiy nuqtaning impuls momenti.
Kuch	Kilogram metr taqsim sekund	N	1N – massasi 1 kg jismga ta’sir qilib, shu ta’sir yo‘nalishida jsmga 1 m/s^2 tezlanish beradigan kuch.
Kuch momenti	Nyuton metr	$\text{N}\cdot\text{m}$	1N·m – kuchning ta’sir chizig‘ida 1m masofada joylashgan nuqtaga nisbatan qiymati 1N bo‘lgan kuchning momenti.
Kuch impulsi	Nyuton sekund	$\text{N}\cdot\text{s}$	1N·s – 1s davomida ta’sir etuvchi 1n kuchning impulsi.
Bosim	Paskal	Pa	1Pa – 1N kuchning kuch yo‘nalishiga perpendikulyar bo‘lgan 1 m^2 yuzaga beradigan bosim.
Sirt taranglik koeffsienti	Nyuton taqsim metr	N/m	1 N/m – shunday suyuqlikning sirt tarang-ligiki, bu suyuqlik erkin sirtini chegaralovchi konturning 1m uzunligiga 1N kuch ta’sir qiladi.
Ish (energiya)	Joul	J	1J – 1N kuch ta’sirida va kuch yo‘nalishida ji-smni 1 m masofaga ko‘chirishda bajarilgan ish.
Quvvat	Vatt	Vt	1Vt – 1s davomida 1J ish bajaradigan mashinaning quvvati.
Selsiy temperatura	Selsiy gradus	$^{\circ}\text{C}$	Selsiy o‘lchovi jihatidan Kelvtnga teng.
Issiqlik miqdori	Joul	J	1J – kattaligi 1J bo‘lgan mexanik ishga ekvivalent issiqlik miqdori.
Issiqlik sig‘imi	Joul taqsim kelvin	J/s	1J/K – shunday sistemaning issiqlik sig‘imiki , bu sistemaga 1J issiqlik miqdori berilganda uning temperaturasi 1K ga ortadi.
Solishtirma issiqlik sig‘imi	Joul taqsim kilogram kelvin	$\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$	1 J/(kg·K) – massasi 1kg bo‘lgan holda issiqlik sig‘imi 1J/K bo‘ladigan jismning solishtirma issiqlik sig‘imi.
Zaryad miqdori	Kulon	KI	1KI – tok kuchi 1A bo‘lgan ko‘ndalang kesimdan 1s davomida o‘tgan elektr zaryad miqdori.
Elektr maydon kuchlanganligi	Volt taqsim metr	V/m	1V/m – kuchlanganlik chizig‘i bo‘ylab bir-biridan 1m uzoqlikda joylashgan ikki nuqtasining potensiallar farqi 1V bo‘lgan bir jinsli elektr maydon kuchlanganligidir. Bunday maydonga kiritilgan 1KI zaryadge 1n kuch ta’sir qiladi.
Elektr induksiyasi (silljish)	Kulon taqsim metr kvadrat	KI/m^2	1 KI/m^2 – yuzi 1 m^2 li ko‘ndalang kesimdan 1KI ga teng elektr induksiya oqimi o‘tadigan holdagi elektr induksiyasidir.
Magnit induksiyasi	Tesla	T	1Tl - yuzi 1 m^2 li ko‘ndalang kesimdan 1Vb ga teng magnit oqimi o‘tadigan holdagi magnit induksiyadir.
Magnit maydon kuchlanganligi	Amper taqsim metr	A/m	1 A/m – magnit maydon shunday nuqtasining kuchlanganligiki, bu nuqtadagi magnit induksiya $4\pi \cdot 10^{-7}$ Tl bo‘ladi.
Magnit oqimi	Veber	Vb	1Vb – shunday magnit oqimiki, uning nolgacha kamayib borish jarayonida mazkur magnit oqimi bilan tutigan elektr qarshiligi 1Om bo‘lgan elektr zanjirning ko‘ndalang kesimidan 1KI zaryad o‘tadi.
Induktivlik	genri	Gn	1Gn – shunday o‘tkazgich induktivligiki, undan 1a tok o‘tganda vujudga keladigan to‘la magnit oqimi 1Vb ga teng.
Elektr qarshilik	om	Om	1Om – ikki uchidagi potensiallar farqi 1V bo‘lganda 1A tok o‘tadigan o‘tkazgichning elektr qarshiligi

Elektr kuchlanish	volt	V	1V – o'zgarmas tok kuchi 1A bo'lgan holda elenkr zanjirning 1Vt quvvat sarflanadigan qismidagi kuchlanish
Elektr sig'im	farada	F	1F – 1K1 zaryad berilganda potensiali 1V ga ortadigan o'tkazgichning elektr sig'imidir.
Solishtirma elektr qarshilik	om-metr	Om·m	1Om·m – ko'ndalang kesimi $1m^2$, uzunligi 1m bo'lganda 1Om elektr qarshilikka ega bo'ladigan o'tkazgichning solishtirma elektr qarshiligi
Davriy jarayon chastotasi	gers	Gs	1Gs – 1s davomida davriy jarayonning bitta sikli amalga oshadigan holdagi davriy jarayon chastotasi
Yorug'lilik oqimi	lyumen	lm	1lm – yorug'lilik kuchi 1kd bo'lgan nuqtaviy manbadan 1sr fazoviy burchakda chiqarilayotgan yorug'lilik oqimi.
Yorug'lilik energiyasi	lyumen-sekund	lm·s	1lm·s – 1s davomida ta'sir etuvchi 1lm yorug'lilik oqimida mujassamlangan yorug'lilik energiyasi.
Ravshanlik	kandela taqsim metr kvadrat	kd/m ²	1 kd/m ² – yorug'lilik kuchi 1kd bo'lgan 1m ² yuzli yorug'lilik targatadigan sirtning ravshanligi.
Yorituvchanlik	lyumen taqsim metr kvadrat	lm/m ²	1 lm/m ² – 1lm yorug'lilik oqimi chiqaradigan 1m ² yuzli sirtning yorituvchanligi.
Yoritilganlik	llyuks	lk	1lk – yuzi 1m ² bo'lgan sirtga 1lm yorug'lilik oqimi tushishi tufayli vujudga keladigan yoritilganlik

Moddalarning zichligi

Qattiq jismilar, $\cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$

Alyuminiy 2,7	Xrom 7,2	Brom 3,14	Talliy 11,85	Mishyak(α) 5,7
Muz 0,9	Nikel	Molibden 10,22	Galliy 5,904	Mishyak(β) 2,08
Mis 8,9	Magniy 1,74	Volfram 19,2	Bor 2,31	
Kumush 10,5	Kremniy 2,328	Niobiy 8,58	Bariy 3,65	
Oltin 19,3	Litiy 0,534	Tantal 16,69	Stronsiy 2,6	
Qo'rg'oshin 11,3	Natriy 0,97	Vanadiy 5,98	Kalsiy 1,54	
Qalay 7,3	Kaliy 0,86	Titan 4,51	Rubidiy 1,53	
Po'lat 7,8	Vanadiy 5,98	Sirkoniy 6,5	Germaniy 5,35	
Osh tuzi 2,17	Berilliyl 1,847	Gafniy 13,1	Vismut 9,8	

Suvuqliklar, $\cdot 10^3$

Benzin 0,70	Kerosin 0,80	Simob 13,6	Sut 1,03	
Suv 1,0	Neft 0,80	Spirt 0,79	Galliy 6,095	

Gazlar (normal sharoitlarda) kg/m^3

Azot 1,25	Geliy 0,179	Argon 1,79	Xlor 3,171	SO ₂ 1,965
Vodorod 0,09	Kislород 1,43	Xavo 1,29	Azot 1,25	

Cho'zilishga puxtalik chegarasi $[\sigma]$ va elastiklik moduli E

Modda	$[\sigma], \text{MPa}$	E, GPa
Alyuminiy	100	70
Mis	400	120
Qalay	20	50
Qo'rg'oshin	15	15
Kumush	140	30
Po'lat	500	200

Moddalarning issiqlik xossalari

Qattiq jismilar			
Modda	Solishtirma issiqlik sig'imi, kJ/(kg·K)	Erish temperaturasi $^{\circ}\text{S}$	Solishtirma erish issiqligi, kJ/kg
Alyuminiy	0,88	600	380

Muz	2,1	0	330
Mis	0,38	1083	180
Qalay	0,23	232	59
Qo'rg'oshin	0,13	327	25
Kumush	0,23	960	87
Po'lat	0,46	1400	82

Suyuqliklar

Modda	Solishtirma issiqlik sig'imi, kJ/(kg*K)	Qaynash temperaturasi, °S	Bug' hosil bo'lish solishtirma issiqligi, MJ/kg
Suv	4,2	100	2,3
Simob	0,12	357	0,29
Spirt	2,4	78	0,85

Gazlar

Modda	Solishtirma issiqlik sig'imi, SR kJ/(kg*K)	Kondensatsiya temperaturasi, °S
Azot	1,0	-196
Vodorod	1,4	-253
Havo	1,0	---
Kislorod	0,92	-183

Suyuqliklarning sirt taranglik koefitsienti (20°S), mN/m

Suv	73	Sovun Eritmasi	40	Simob	510
Kerosin	24	Neft	30	Spirt	22

To'yingan bug' bosimi (P) va zichligi (ρ) ning temperatura (t) ga bog'liqligi

t, $^{\circ}\text{C}$	P _T , kPa	ρ_T , g/m ³	n _T , $\cdot 10^{23} \text{m}^{-3}$	t, $^{\circ}\text{C}$	P _T , kPa	ρ_T , g/m ³	n _T , $\cdot 10^{23} \text{m}^{-3}$
-5	0,40	3,2	1,08	15	1,71	12,8	4,30
0	0,61	4,8	1,62	16	1,81	13,6	4,54
1	0,65	5,2	1,72	17	1,93	14,5	4,82
2	0,71	5,6	1,87	18	2,07	15,4	5,15
3	0,76	6,0	2,00	19	2,20	16,3	5,46
4	0,81	6,4	2,12	20	2,33	17,3	5,76
5	0,88	6,8	2,29	21	2,49	18,3	6,14
6	0,93	7,3	2,42	22	2,64	19,4	6,48
7	1,0	7,8	2,59	23	2,81	20,6	6,88
8	1,06	8,3	2,73	24	3,00	21,8	7,32
9	1,14	8,8	2,93	25	3,17	23,0	7,71
10	1,23	9,4	3,15	26	3,36	24,4	8,14
11	1,33	10,0	3,39	27	3,56	25,8	8,60
12	1,40	10,7	3,56	28	3,77	27,2	9,08
13	1,49	11,4	3,78	29	4,00	28,7	9,60
14	1,60	12,1	4,04	30	4,24	30,3	10,14

Psixrometrik jadval

Quruq termometrnig ko'rsatishi	Quruq va nam termometrlar ko'rsatishlarining farqi									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	Nisbiy namlik									
0	100	81	63	45	28	11	—	—	—	—
2	100	84	68	51	35	20	—	—	—	—
4	100	85	70	56	42	28	14	—	—	—
6	100	86	73	60	47	35	23	10	—	—
8	100	87	75	63	51	40	28	18	7	—
10	100	88	76	65	54	44	34	24	14	5

12	100	89	78	68	57	48	38	29	20	11	—
14	100	89	79	70	60	51	42	34	25	17	9
16	100	90	81	71	62	54	45	37	30	22	15
18	100	91	82	73	65	56	49	41	34	27	20
20	100	91	83	74	66	59	51	44	37	30	24
22	100	92	83	76	68	61	54	47	40	34	28
24	100	92	84	77	69	62	56	49	43	37	31
26	100	92	85	78	71	64	58	51	46	40	34
28	100	93	85	78	72	65	59	53	48	42	37
30	100	93	86	79	73	67	61	55	50	44	39

Yoqilg'ining solishtirma yonish issiqligi, MJ/kg

Benzin	46	Toshko'mir	29	Spirit	29
Yog'och	10	Kerosin	46	Shartli yoqilg'i	29
Dizel yonilg'i	42	Porox	3.8		

Moddalarning dielektrik singdiruvchanligi

Suv	81	Moy	2.5	Slyuda	6
Kerosin	2.1	Parafin	2.1	SHisha	7

Metallar va qotishmalarlarning solishtirma qarshiligi (ρ) (20°C) va qarshiliklarning temperatura koeffitsienti (α)

Modda	$\rho, \cdot 10^{-8}$ Om·m	α, K^{-1}	Modda	$\rho, \cdot 10^{-8}$ Om·m	α, K^{-1}
Alyuminiiy	2.8	0.0042	Nixrom	110	0.0001
Volfram	5.5	0.0048	Qo'rg'oshin	21	0.0037
Jez	7.1	0.001	Kumush	1.6	0.004
Mis	1.7	0.0043	Po'lat	12	0.006
Nikelin	42	0.0001			

Elektrroximiyaviy ekvivalentlar, mg/Kl

Alyuminiiy (Al ³⁺)	0.093	Mis (Cu ²⁺)	0.33	Kumush (Ag ⁺)	1.12
Vodorod (H ⁺)	0.0104	Qalay (Sn ²⁺)	0.62	Xrom (Cr ³⁺)	0.18
Kislород (O ²⁻)	0.083	Nikel (Ni ²⁺)	0.30	Rux (Zn ²⁺)	0.34

Elektronlarning chiqish ishi, eV

Volfram	4.5	Bariy Oksid	1.0	Rux	4.2
Kaliy	2.2	Platina	5.3		
Litiy	2.4	Kumush	4.3		

Sindirish ko'rsatkichi(ko'rinaradigan nurlar uchun)

Olmos	2.4	Muz	1.31	SHisha	1.6
Suv	1.3	Uglerod sulfid	1.63		
Havo	1.00029	Etil Spirit	1.36		

Ba'zi izotoplarning nisbiy atom massasi, m.a.b

Izotop	Neytral atomining massasi	Izotop	Neytral atomining massasi
¹ H Vodorod	1.00783	¹⁰ ₅ B Bor	10.01294
² H Deyteriy	2.01410	¹¹ ₅ B Bor	11.00931
³ H Tritiy	3.01605	¹² ₆ C Uglerod	12.00000
² ^{He Geliy}	3.01602	¹⁴ ₇ N Azot	14.00302
² ^{He Geliy}	4.00260	¹⁵ ₇ N Azot	15.00011
³ ^{Li Litiy}	6.01513	¹⁶ ₈ O Kislород	15.99491
⁷ ^{Li Litiy}	7.01601	¹⁷ ₈ O Kislород	16.99913
⁸ ^{Be Berilliyl}	8.00531	²¹ ₁₁ Al Alyuminiiy	26.98146

Doimiyalar

Erkin tush.tezlan. g= 9,81 m/s ²
Gravitatsiya doim: G=6,67·10 ⁻¹¹ Nm ² /kg ²
Kulon doim: k= 9·10 ⁹ Nm ² /K ²
Elektr doim: ε ₀ =8,85·10 ⁻¹² F/m
Magnit doim: μ ₀ =4·π·10 ⁻⁷ Gn/m
Yoruglik tezligi c= 3·10 ⁸ m/s
Plank doim: h= 6,63·10 ⁻³⁴ J·s
Faradey doim: F= 96500 Kl/mol
Avagadro doim: N _A = 6,02·10 ²³ mol ⁻¹
Bolsman doim: k= 1,38·10 ⁻²³ J/K
Univer-gaz doim: R= 8,31 J/(mol·K)
Vin doimiysi b=2898 m·K
Ridberg doimiysi R=3,27·10 ¹⁵ Gs

Loshmidt doim: N ₀ =N/V ₀ =2,686·10 ³⁵ m ⁻³
Normal sharoitda 1 mol gaz xajmi: V ₀ =22,414 l/mol
Stefan-Bolsman doim: σ=5,67·10 ⁻³ Vt/(m ² ·K ⁴)
1 m.a.b=1,66113·10 ⁻²⁷ kg
Proton tinch.mas: m _p =1,672·10 ⁻²⁷ kg=1,00759 m.a.b
Neytron tinch.mas: m _n =1,675·10 ⁻²⁷ kg=1,00899m.a.b
Elektron tinch.mas: m _e =9,11·10 ⁻³¹ kg=5,484·10 ⁻⁴ m.a.b
m _e =1836· m _e ; m _n =1838,5· m _e
Elektronning sol. zar. e/m _c =1,7588·10 ¹¹ Kl/kg
El.ning tinch. en-si: E _{0,e} =8,2·10 ⁻¹⁴ J=0,512 MeV
Pr.ning tinch. en-si: E _{0,e} =1,505·10 ⁻¹⁰ J=939 MeV
Neyt.ning tinch. en-si: E _{0,e} =1,508·10 ⁻¹⁰ J=941 MeV

O'chov birliklari ulushlari

Tera, T	10 ¹²	Deka, da	10	Nano, n	10 ⁻⁹
Giga, G	10 ⁹	Detsi, d	10 ⁻¹	Piko, p	10 ⁻¹²
Mega, M	10 ⁶	Santi, s	10 ⁻²	Femto, f	10 ⁻¹⁵
Kilo, k	10 ³	Milli, m	10 ⁻³	Atto, a	10 ⁻¹⁸
Gekto, g	10 ²	Mikro, mk	10 ⁻⁶		

Yuza va Hajm

Yuza		Hajm
1mm ² =10 ⁻⁶ m ²	1km ² =10 ⁶ m ²	1mm ³ =10 ⁻⁹ m ³ =10 ⁻⁶ l
1sm ² =10 ⁻⁴ m ²	1a(1ar=1sotok)=10 ² m ²	1sm ³ =10 ⁻⁶ m ³ =10 ⁻³ l
1dm ² =10 ⁻² m ²	1ga(1gektoar=100sotok)==100ar=10 ⁴ m ²	1dm ³ =10 ⁻³ m ³ =1l
		1km ³ =10 ⁹ m ³ =10 ¹² l

Ba'zi moddalarning molar massasi [kg/mol]

Kislород atomi(O)	16·10 ⁻³	Is gazi(CO)	28·10 ⁻³	Qalay(Sn)	119·10 ⁻³
Kislород molekulasi(O ₂)	32·10 ⁻³	Suv(H ₂ O)	18·10 ⁻³	Qo'rg'oshin(Pb)	207,2·10 ⁻³
Vodorod atomi(H)	1·10 ⁻³	Metan(CH ₄)	16·10 ⁻³	Simob(Hg)	201·10 ⁻³
Vodorod molekulasi(H ₂)	2·10 ⁻³	Etan(C ₂ H ₆)	30·10 ⁻³	Mis(Cu)	63,6·10 ⁻³
Azot atomi(N)	14·10 ⁻³	Propan (C ₃ H ₈)	44·10 ⁻³	Litiy(Li)	7·10 ⁻³
Azot molekulasi(N ₂)	28·10 ⁻³	Geliy(He)	4·10 ⁻³	Oltin(Au)	200·10 ⁻³
Xlor atomi(Cl)	35,5·10 ⁻³	Temir(Fe)	56·10 ⁻³	Kumush(Ag)	108·10 ⁻³
Xlor molekulasi (Cl ₂)	70·10 ⁻³	Alyuminiy(Al)	27·10 ⁻³	Uran(U)	238·10 ⁻³
Karbonat angidrid(CO ₂)	44·10 ⁻³	Rux(Zn)	65,4·10 ⁻³	Havo	29·10 ⁻³
Argon(Ar)	40·10 ⁻³				

Planetalar

	Merkuriy	Venera	Yer	Mars	Yupi-ter	Saturn	Uran	Neptun	Pluton	Quyos h	Oy
Massasi, kg *10 ²³	3,302	48,7	59,7	6,42	19000	5690	868	1020	0,132	1980000	0,737
O'rtacha zichligi, kg/m ³	5430	5240	5520	3910	1330	690	1318	1638	2000		
Ekvator radiusi, km	2240	6051	6378	3396	71492	60268	25559	24776	2150	694330	1730
Erkin tushish tezlanishi, m/s ²	3,63	8,87	9,81	3,71	23,2	9,28	8,4	11,5	0,4	265	1,65
Orbita bo'ylab o'rtacha harakat tezligi, km/sek		47,9	35	29,8	24,1	13,06	9,6	6,8	5,4	0,5	Yer atr. 1
Quyosh	88	225	365,26	687,02	11,8	29,46	84,01	164,8	246,08	-----	Yer

atrofida aylanish davri	sutka	sutka	sutka	sutka	62 yil	yil	yil	yil	yil		at.
O'z o'qi atrofida aylanish davri	58,6	243	23,9345	24,62	9,925	10,6	17,24	16,11	6,3872		
Quyoshdan uzoq- ligi.(mln.km)	69,8	108,9	152,1	249,2	816	3005	3005	4537	7428	-----	---
-Maksimum	46	107,5	147,1	206,6	740	1348	2735	4456	4456		
-Minimum	57,9	108,2	149,6	227,9	778	1427	2870	4509	5942		
-O'rtacha											
1-kosmik tezlik, m/s	3135	7327	7900	3550	42102	25094	15050	16570	640		

O'lclov asboblarining vazifalari

Psixrometr--- nisbiy namlikni Gigrometr--- shudring nuqtasini Bolometr--- metallar temperaturasini Termometr---temperaturani Areometr--- suyuqlik zichligini Aneroid barometr---atmosfera bosimini Simobli barometr--- atmosfera bosimini Monometr----idishdag'i gaz bosimini Dinamometr---kuchni Altmetr---balandlikni (samolyotlarda)	Ampermetr----tok kuchini Voltmetr---kuchlanishni Galvonametr---kuchlanish va tok kuchini Elektrometр---zaryadlaydi va potensiallar farqi xosil qiladi. Elektroskop---zaryad miqdorini Taxometr---burovchi momentni Staglometr---sirt taranglik koefitsienti Vyazkozimetр---qovushqoqlikni
--	--

XBSga kirmagam ba'zi kattaliklar

1m/s = 3,6km/soat	1J = 1/4,2 kal.	1 sutka = 86400 sek.
1km/soat = 1/3,6 m/s	1kVt soat = 3,6Mj	1mm.sm.ust = 133,32 Pa
1ot kuchi = 736 Vt	1eV = $1,6 \cdot 10^{-19}$ J	1astr.birl. = $1,5 \cdot 10^9$ m
1kVt = 1,36 ot kuchi	1J= $6,25 \cdot 10^{18}$ eV	1yoruglik yili = $9,5 \cdot 10^{15}$ m
1kal. = 4,21	1g/sm ³ = 1000 kg/m ³	1Parsek = $3,1 \cdot 10^{16}$ m

Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati

Asosiy adabiyotlar

1. N.M.Shaxmayev, S.N.Shaxmayev, D.Sh.Shodiev. Fizika, 9-sinf. O'qituvchi" nashriyoti. Toshkent.: 1993.
2. I.K.Kikoin, A.K.Kikoin. Fizika, 8-sinf. "O'qituvchi" nashriyoti. Toshkent.: 1987.
3. G.Ya.Myakishev, B.B.Buxovsev. Fizika, 11-sinf. "O'qituvchi" nashriyoti. Toshkent.: 1996.
4. M.Ismailov, M.S.Yunusov. Elementar fizika kursi. "O'qituvchi" nashriyoti. Toshkent.: 1990.
5. Fizika. Olity o'quv yurtlariga kiruvchilar uchun. "O'qituvchi" nashriyoti. Toshkent.: 1994.
6. A.Qosimov, X.Jo'raulov, A.Safarov. Mexanika. "O'zbekiston" nashriyoti. Toshkent.: 1994.
7. A.P.Rimkevich. Fizikadan masalalar to'plami. "O'qituvchi" nashriyoti. Toshkent.: 1993.
8. K.A.Tursunmetov, A.A.Uzoqov, I.Bo'riboev, A.M.Xudoyberganov. Fizikadan masalalar to'plami. "O'qituvchi" nashriyoti. Toshkent.: 2001.
9. Test markazidan 1996–2016 yillarda davomida kirish imtixonlari uchun chiqarilgan fizikadan kirish imtixon savollari.
10. M.S.Sedrik. Umumiy fizika kursidan masalalar to'plami. "O'qituvchi" nashriyoti. Toshkent.: 1991.
11. V.S.Volkenshteyn. Umumiy fizika kursidan masalalar to'plami. "O'qituvchi" nashriyoti. Toshkent.: 1973.
12. O'.Q.Nazarov, X.Z.Ikromova, K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi (Mexanika va molekulyar fizika). "O'zbekiston" nashriyoti. Toshkent.: 1992.
13. O.Axmajanov. Fizika kursi, 1-qism. "O'qituvchi" nashriyoti. Toshkent.: 1985.
14. O.Axmajanov. Fizika kursi, 2-qism. "O'qituvchi" nashriyoti. Toshkent.: 1988.
15. O.Axmajanov. Fizika kursi, 3-qism. "O'qituvchi" nashriyoti. Toshkent.: 1989.
16. L.S.Jdanov, V.A.Maranjyan. Fizika kursi, 1-qism. "O'qituvchi" nashriyoti. Toshkent.: 1974.
17. L.S.Jdanov, V.A.Maranjyan. Fizika kursi, 2-qism. "O'qituvchi" nashriyoti. Toshkent.: 1975.
18. I.V.Savelev. Umumiy fizika kursi, I-qism. "O'qituvchi" nashriyoti. Toshkent.: 1973.
19. I.V.Savelev. Umumiy fizika kursi, II-qism. "O'qituvchi" nashriyoti. Toshkent.: 1974.
20. I.V.Savelev. Umumiy fizika kursi, III-qism. "O'qituvchi" nashriyoti. Toshkent.: 1976.
21. B.M.Yavorskiy, A.A.Detlaf. Spravochnik po fizike. Izdatelstvo «Nauka». Moskva.: 1985
22. S.B.Orifjonov. Elektromagnetizm. "Noshir" nashriyoti. Toshkent.: 2011.

Qo'shimcha adabiyotlar

1. A. A. Koptev, A. A. Pasko, A. A. Baranov. Maple v injernernix raschetax. Tambovskiy gosudarstvenny texnicheskiy universitet. – Tambov.: 2003
2. Primkulova, R.Turgunbaev, G.Eshchanova, Sh.Ismailov. Maple da matematik masalalarni echish metodlari (metodik qo'llanma). Nizomiy nomidagi Toshkent pedagogika Universiteti. Toshkent.:2009.
3. A.V.Pogorelov. Geometriya, 7–11 sinflar. "O'qituvchi" nashriyoti. Toshkent.: 1992.
4. D.Djankoli. Fizika, 1-chast. Izdatelstvo "Mir". Moskva.: 1989.
5. D.Djankoli. Fizika, 2-chast. Izdatelstvo "Mir". Moskva.: 1989.
6. Ronald J. Hershberger, James J. Reynolds. Calculus with Applications, the 2nd edition. Lexington, Massachusetts.: Copyright © 1993 by D.C. Heath and Company.
7. Halliday & Resnick. Principles of physics. Cleveland state university. Cover image from © M.Darlish/Shutterstock, 9th edition. 2011. 1248 pages.

MUNDARIJA

KIRISH	3
FIZIK TUSHUNCHALAR VA FIZIK KATTALIKLAR	4
1 – BO'LIM. MEXANIKA	5
1.1. KINEMATIKA	6
1.1.1. Mavzu: Boshlang'ich tushunchalar	6
1.1.2. Mavzu: Vektorlar va ular ustida amallar	6
1.1.3. Mavzu: Harakatning berilish usullari	8
1.1.4. Mavzu: To'g'ri chiziqli tekis harakat va uning tezligi	10
1.1.5. Mavzu: Harakatning nisbiyligi. Nisbiy tezlik	11
1.1.6. Mavzu: Tezliklarni qo'shish	12
1.1.7. Mavzu: Oniy va o'rtacha tezlik	14
1.1.8. Mavzu: To'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat	16
1.1.9. Mavzu: Erkin tushish tezlanishi. Og'irlik kuchi ta'siri ostidagi harakat	20
1.1.10. Mavzu: Gorizontga burchak ostida otilgan jismning harakati	24
1.1.11. Mavzu: Tekis aylanma harakat. Aylanma harakatda asosiy tushunchalar	32
1.1.12. Mavzu: Tekis o'zgaruvchan aylanma harakat	34
1.1.13. Mavzu: Egri chiziqli harakatda tezlik va tezlanish orasidagi burchak	36
1.1.14. Mavzu: Uzatmalar va ular yordamida harakatni o'zgartirish. Uzatish soni	37
1.2. DINAMIKA	38
1.2.1. Mavzu: Nyutonning (dinamikaning) birinchi qonuni (<i>inersiya qonuni</i>).	38
Inersial va noinersial sanoq sistemalar. Galileyning nisbiylik prinsipi	
1.2.2. Mavzu: Nyutonning (dinamikaning) ikkinchi qonuni (<i>dinamikaning asosiy tenglamasi</i>).	39
1.2.3. Mavzu: Nyutonning (dinamikaning) uchinchi qonuni (<i>aks ta'sir qonuni</i>)	41
1.2.4. Mavzu: Dinamikaning to'rinchi qonuni (<i>kuchlarning mustaqillik qonuni</i>)	42
1.2.5. Mavzu: Dinamikaning ikki masalasi	42
1.2.6. Mavzu: Osmon jismlari haqida tasavvurlarning rivojlanishi. Kepler qonunlari.	43
Nyutonning butun olam tortishish qonuni. Gravitatsion doimiyisini aniqlash tajribalari	
1.2.7. Mavzu: Inersiya kuchi. Markazdan qochuvchi kuch. Jismning og'irligi	46
1.2.8. Mavzu: Erkin tushish tezlanishining Yerning o'rtacha zichligi, Yer sirtidan balandligi va chuqurligi hamda joyning geografik kengligiga bog'liqligi. Jism og'irligiga Er aylanma harakatining ta'siri.	49
1.2.9. Mavzu: Potensial energiya. Gravitatsion maydon potensial energiyasi. Gravitatsion maydon kucjlanganligi va potensiali, ekvipotensial sirtlar.	53
1.2.10. Mavzu: Kosmik tezliklar. Jismning markaziy kuch ta'siri ostidagi Trayektoriyasi.	56
1.2.11. Mavzu: Ishqa'anish kuchi va uning turlari	59
1.2.12. Mavzu: Jismning ishqalanish kuchi ta'sirida gorizontal tekislikdagi harakati	62
1.2.13. Mavzu: Jismning ishqalanish kuchi ta'sirida qiya tekislikdagi harakati	65
1.2.14. Mavzu: Jismning bir necha kuch ta'siri ostidagi harakati	67
1.2.15. Mavzu: Elastikklik kuchi. Guk qonuni. Bikrliklarni qo'shish. Cho'zilish diagrammasi	69
1.2.16. Mavzu: Impuls. Impulsning saqlanish qonuni. Absalyut elastik va noelastik urilishlar	72
1.2.17. Mavzu: Kinetik va potensial energiya. Mexanik ish	78
1.2.18. Mavzu: Energiyaning saqlanish qonuni va uning tatbiqi	82
1.2.19. Mavzu: Quvvat. Foydalish koefitsienti. Kuch, energiya va quvvatning boshqa sistemalardagi o'lichov birliliklari	91
1.3. STATIKA	93
1.3.1. Mavzu: Boshlang'ich tushunchalar	93
1.3.2. Mavzu: Statika aksiomalari	94
1.3.3. Mavzu: Bog'lanishlar va ularning turlari	95
1.3.4. Mavzu: Kesishuvchi kuchlar. Kesishuvchi kuchlarni geometrik hamda analitik usulda qo'shish. Kesishuvchi kularning muvozonati	96
1.3.5. Mavzu: Kuchning nuqtaga nisbatan momenti va uning vektorligi. Kuchning o'qqa nisbatan momenti	99
1.3.6. Mavzu: Juft kuch va uning momenti. Juft kuch momentiga oid teorema. Juft kuch	102

momentining vektorligi.	
1.3.7. Mavzu: Juft kuchga oid teoremlar	103
1.3.8. Mavzu: Turli holatlarda jismning muvozonatini tekshirish	105
1.3.9. Mavzu: Uch kuch muvozonatiga doir masalalar	107
1.3.10. Mavzu: Mexanikaning oltin qoidasi va unga doir masalalar	110
1.3.11. Mavzu: Massalar (og'irlilik) markazi	118
1.3.12. Mavzu: Massalar (og'irlilik) markaziga doir masalalar	121
1.4. GAZLAR VA SUYUQLIKLAR MEXANIKASI	125
1.4.1. Mavzu: Suyuqlik va gazzarda bosim. Paskal qonuni. Gidravlik press. Gidostatik va aerostatik bosim. Bosim kuchi. Tutash idishlar	125
1.4.2. Mavzu: Atmosfera bosimi. Atosfera bosimining balandlikka bog'liqligi. Simobli va metall barometrlar. Bosimning sitemaga kirmagan birliklari	129
1.4.3. Mavzu: Suyuqlik va gazlar uchun Arximed qonuni. Jismarning suyuqlikdagi holati	131
1.4.4. Mavzu: Arximed qonunidan kelib chiqadigan natijalar	133
1.4.5. Mavzu: Eritma va aralashmalar	137
1.4.6. Mavzu: Laminar va turbulent oqim	139
1.4.7. Mavzu: Statsionar oqim va oqimning uzluksizligi	140
1.4.8. Mavzu: Statsionar oqim tezligi bosim orasidagi bog'lanish. Bernulli tenglamasi	141
1.5. MEXANIK TEBRANISHLAR VA TO'LQINLAR	144
1.5.1. Mavzu: Tebranish haqida asosiy tushunchalar	144
1.5.2. Mavzu: Prujinali mayatnik	145
1.5.3. Mavzu: Matematik mayatnik	146
1.5.4. Mavzu: Fizik mayatnik	150
1.5.5. Mavzu: Garmonik tebranuvchi boshqa mayatniklar	152
1.5.6. Mavzu: Mexanik to'lqin haqida asosiy tushunchalar	154
1.5.7. Mavzu: To'lqinlar interferensiysi va difratsiyasi	156
1.5.8. Mavzu: Akustika elementlari	159
2 – BO'LIM. MOLEKULYAR FIZIKA	163
2.1. MOLEKULYAR-KINETIK NAZARIYA	163
2.1.1. Mavzu: Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy shartlari	163
2.1.2. Mavzu: Molekula tezliklar kvadratining o'rtacha qiymati	165
2.1.3. Mavzu: Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi	166
2.1.4. Mavzu: Nisbiy atom massasi. Avogadro soni. Modda miqdori. Molyar massa.	167
Molekulalar orasidagi o'rtacha masofa	
2.1.5. Mavzu: Bol'sman doimiysi. Universal-gaz doimiysi. Absalyut harorat. Molekula o'rtacha kinetik energiyasi va gaz bosimining temperaturaga bog'liqligi	170
2.1.6. Mavzu: Molekulalarning ilgarileanma harakat tezligi. Shtern tajribasi	172
2.1.7. Mavzu: Ideal-gaz holat (Mendeleev-Klapeyron) tenglamasi	173
2.1.8. Mavzu: Izojarayonlar	174
2.2. TERMODINAMIKA ASOSLARI	179
2.2.1. Mavzu: Issiqlik uzatish va uning usullari	179
2.2.2. Mavzu: Issiqlik miqdori	180
2.2.3. Mavzu: Erkinlik darajasi. Ichki energiya	185
2.2.4. Mavzu: Izojarayonlarda bajarilgan ishlar	188
2.2.5. Mavzu: Termodinamikaning birinchi qonuni	190
2.2.6. Mavzu: Termodinamikaning birinchi qonuning izojarayonlarga ttabiqi	191
2.2.7. Mavzu: Muvozonatlari sistema, qaytar, qaytmash va aylanma jarayonlar.	195
Termodinamikaning ikkinchi qonuni	
2.2.8. Mavzu: Issiqlik mashinalari va ularning foydali ish koeffitsientlari	196
2.3. MODDALARNING TUZILISHI VA XUSUSIYATLARI	201
2.3.1. Mavzu: Suyuqliklarning xossalari	201
2.3.2. Mavzu: Bug' va uning xossalari	204
2.3.3. Mavzu: Absalyut namlik. Nisbiy namlik. Yogiingarchilik. Psixrometr	207
3 – BO'LIM. ELEKTRODINAMIKA ASOSLARI	211

3.1. ELEKTR	211
3.1.1. Mavzu: Elektrianish	211
3.1.2. Mavzu: Zaryadlarning ta'sir qonuni – Kulon qonuni	215
3.1.3. Mavzu: Elektr maydoni. Elektro maydonining kuchlanganligi	217
3.1.4. Mavzu: O'tkazgich va dielektriklarda elektr maydoni	226
3.1.5. Mavzu: Elektr maydonidagi nuqtaviy zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish. Elektr maydonidagi nuqtaviy zaryadning potensial energiyasi	230
3.1.6. Mavzu: Potensial. Ekvipotensial sirtlar. Potensial uchun xususiy hollar	232
3.1.7. Mavzu: Elektr sig'im. Kondensator va ularning turlari. Kondensatorni ketma-ket va parallel ulash. Kondensator uchun xususiy hollar	241
3.1.8. Mavzu: Elektr toki. Elektr qarshilik. Zanjirming bir qismi uchun Om qonuni	253
3.1.9. Mavzu: Qarshiliklarni ketma-ket va parallel ulash	258
3.1.10. Mavzu: O'ichov asboblari. O'ichov chegaralarini oshirish	262
3.1.11. Mavzu: Joul-Lens qonuni. Quvvat	265
3.1.12. Mavzu: Quvvat uchun xususiy hollar	266
3.1.13. Mavzu: To'liq zanjir uchun Om qonuni. To'liq zanjir uchun Joul-Lens qonuni	269
3.1.14. Mavzu: Tok manbalarini ulash	274
3.1.15. Mavzu: Kinxgo qonunlari va ulardan kelib chiqadigan natijalar	277
3.1.16. Mavzu: Kondensatorning zaryadlanish va razryadlanish jarayoni	280
3.2. TURLI MUHITLARDA ELEKTR TOKI	284
3.2.1. Mavzu: Suyuqliklarda elektr toki. Elektroliz qonunlari	284
3.2.2. Mavzu: Yarim o'tkazgichlarda elektr toki	286
3.2.3. Mavzu: Vakuumda elektr toki	291
3.2.4. Mavzu: Gazlarda elektr toki. Razryad va uning turlari	294
3.3. MAGNETIZM	296
3.3.1. Mavzu: Magnit maydonning mavjudligin isbotlovchi tajribalar	296
3.3.2. Mavzu: Amper kuchi va uning yo'nalishi	300
3.3.3. Mavzu: Magnit maydoniga kiritilgan tokli kontur. Tokli konturning magnit momenti, burovchi momenti va potensial energiyasi	303
3.3.4. Mavzu: Magnit maydon uchun superpozitsiya prinsipi	305
3.3.5. Mavzu: Bio-Savar-Laplas qonuni va undan kelib chiqadigan natijalar	308
3.3.6. Mavzu: Magnetiklar. Muhitning magnit xususiyatlari	315
3.3.7. Mavzu: Lorents kuchi. Magnit maydonidagi zaryadli zarraning traektoriyasi	320
3.3.8. Mavzu: Magnit oqimi va uning ma'nosi	322
3.3.9. Mavzu: Elektromagnit induksiya hodisasi. Lens qoidasi	323
3.3.10. Mavzu: Elektromagnit induksiya qonuni va uning tatbiqlari	325
3.3.11. Mavzu: O'zinduksiya hodisasi. G'altakning induktivligi. Magnit maydon energiyasi	330
3.3.12. Mavzu: G'altakdan tok o'tish jarayoni	332
3.3.13. Mavzu: O'zaro induksiya hodisasi	335
3.4. ELEKTR TEBRANISHLARI VA ELEKTROMAGNIT TO'LQINLARI	337
3.4.1. Mavzu: Tebranish konturi. Elektr tebranishlar. Tomson formulasi	337
3.4.2. Mavzu: O'zgaruvchan tok zanjirida aktiv qarshilik	341
3.4.4. Mavzu: O'zgaruvchan tok zanjirida kondensator	344
3.4.5. Mavzu: O'zgaruvchan tok zanjirida g'altak	345
3.4.6. Mavzu: O'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni (<i>ketma-ket ulanganda</i>)	346
3.4.7. Mavzu: O'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni (<i>parallel ulanganda</i>)	349
3.4.8. Mavzu: Ixtiyoroy o'zgaruvchan tok zanjirida o'rtacha quvvat	351
3.4.9. Mavzu: Transformator va unda elektr energiyasini uzatish	352
3.4.10. Mavzu: Elektromagnit to'lqinlari	354
4 – BO'LIM. OPTIKA	361
4.1. FOTOMETRIYA ASOSLARI	361
4.1.1. Mavzu: Yorug'lik va uning manbalari. Nuqtaviy manba. Fazoviy burchak	361
4.1.2. Mavzu: Elektromagnit nurlanish. Yorug'lik oqimi. Yorug'lik kuchi	362
4.1.3. Mavzu: Fotometriya qonunlari	370

1.3.7.	4.2. GEOMETRIK OPTIKA
1.3.8.	4.2.1. Mavzu: Yorug'likning qaytish qonuni. Yassi ko'zgu
1.3.9.	4.2.2. Mavzu: Sferik ko'zgu va uning turlari. Sferik ko'zguda tasvir yasash
1.3.10.	4.2.3. Mavzu: Yorug'likning sinish qonuni
1.3.11.	4.2.4. Mavzu: To'la ichki qaytish hodisasi
1.3.12.	4.2.5. Mavzu: Nurning turli shaffof jismalardagi yo'lli
1.4. C	4.2.6. Mavzu: Linzalar va uning turlari. Nurning linzadagi yo'lli
1.4.1.	4.2.7. Mavzu: Linzada tasvir yasash. Yupqa linza formulasidi kelib chiqadigan natijalar
aeros	4.2.8. Mavzu: Optik kuchi. Linza optik kuchining material turi va geometrik o'lchamlariga bog'liqligi
1.4.2.	4.2.9. Mavzu: Ko'z-optik asbob. Ko'zning optik xususiyatlari
metal	4.2.10. Mavzu: Optik asboblar
1.4.3.	4.2.11. Mavzu: Yorug'lik tezligi va uni o'lhashning turli tarixiy usullari
1.4.4.	4.3. FIZIK OPTIKA
1.4.5.	4.3.1. Mavzu: Yorug'lik dispersiyasi
1.4.6.	4.3.2. Mavzu: Yorug'lik interferensiyasi. Interferension manzarani hisoblash
1.4.7.	4.3.3. Mavzu: Yorug'lik difraksiyasi. Franel-Gyugens prinsipi. Difraksiya natijasida hosil bo'lgan interferension manzaralarni hisoblash
1.4.8.	4.3.4. Mavzu: Yorug'likning qutblanishi. Qisman va to'la qutblangan yorug'lik. Bryuster va Malysuz qonunlari
1.5. N	4.4. YORUG'LIKNING KVANT TABIATI
1.5.4.	4.4.1. Mavzu: Nurlanish va uning turlari. Nurlanish qonunlari
1.5.5.	4.4.2. Mavzu: Fotoeffekt qonunlari va fotoeffekt nazariyasi
1.5.6.	4.4.3. Mavzu: Yorug'lik bosimini kvant nazaroya bo'yicha tushuntirish
1.5.7.	4.4.4. Mavzu: Foton va uning xarakteristikasi
1.5.8.	4.4.5. Mavzu: Infraqizil va ultrabinafsha nurlar
2 - 1	4.4.6. Mavzu: Rentgen nurlari
2.1.1	4.4.7. Mavzu: Elektromagnit to'lqinlar shkalasi
2.1.1.	4.4.8. Mavzu: Elektromagnit nurlanish korpuskulyar va to'lqin xususiyatlarining dielektrik birligi
2.1.2.	5 – BO'LIM. NISBİYLİK NAZARIYASI
2.1.3.	5.1.1. Mavzu: Galiley almashtirishlari va undan kelib chiqadigan natijalar
2.1.4.	5.1.2. Mavzu: Efir gipotezasining muvffaqiyatsizligi. Nisbiylik nazariyasining postulatlari
Mol	5.1.3. Mavzu: Lorents almashtirishlari
2.1.5.	5.1.4. Mavzu: Lorents almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalar
kine	5.1.5. Mavzu: Relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasi. Massa, energiya, impuls orasidagi bog'lanish. Relyativistik kinetik energiya
2.1.6.	6 – BO'LIM. ATOM, YADRO va ZARRALAR FİZİKASI
2.1.7.	6.1. Mavzu: Atom haqida klassik tasavvurlarning rivojlanishi
2.2.	6.2-MAVZU: Bor postulatları
2.2.1.	6.3. MAVZU: Bor postulatlarından kelib chiqadigan natijalar
2.2.2.	6.4. MAVZU: Atom va molekulalarning elektron bulutlari haqida tushuncha
2.2.3.	6.5. MAVZU: Radioaktivlik. Emirilish va uning turlari. Radioaktiv emirilish qonuni
2.2.4.	6.6. MAVZU: Nurlanish aktivligshi va dozasi
2.2.5.	6.7. MAVZU: Atom yadrolarining umumiy xarakteristikasi
2.2.6.	6.8. MAVZU: Bog'lanish energiyasi, solishtirma bog'lanish energiyasi va massa defekti. Yadroni tavsiflovchi modelar
Ter	6.9. MAVZU: Yadro reaksiyaları
2.2.7.	6.10. MAVZU: Elementar zarralarni qayd etish
2.3.	6.11. MAVZU: Elementar zarralar va ularning turlari
2.3.1.	ILOVALAR
2.3.2.	Adabiyotlar ro'yxati
2.3.3.	

374
374
377
383
384
385
391
395

399

403
406
412
416
416
419
429

433

437
437
438
441
443
444
445
446
447

449
449
451
452
454
461

465
465
469
471
475
482
487
488
492

498
504
506
508
515