

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS
TA'LIM VAZIRLIGI
ANDIJON DAVLAT UNIVERSITETI
FIZIKA-MATEMATIKA FAKULTETI
FIZIKA KAFEDRASI**

QOBULOV ABDUMALIK

FRENEL ZONALARI VA ULARNI TEXNIKADA QO'LLANILISHI

“Fizika”- (5140200) ta'lim yo'nalishi bitiruvchi talabasining

BITIRUV MALAKAVIY ISHI

Ilmiy rahbar:

dots. Sh. Ermatov

Andijon –2016

MUNDARIJA

Kirish.....	3
I-BOB. YORUG‘LIKNING TO‘G‘RI CHIZIQLI TARQALISHINING TO‘LQIN NAZARIYASI	10
§1.1. Gyuygens — Frenel prinsipi.....	10
§1.2. Gyuygens—Frenel prinsipining qo‘llanilishi. Frenel zonalari	21
§1.3 Frenel difraksion hodisalari.....	33
II-BOB. FRENEL ZONALARINI TEXNIKADA QO‘LLANILISHI	35
§2.1 Fraungofer difraksion hodisalarini qo‘llanilishi.....	35
§2.2 Frenel tekis zonal antennisasi.....	44
Xulosa.....	51
Foydalanilgan adabiyotlar ro‘yhati	52

KIRISH

Agar bolalar erkin fikrlashni o'rganmasa, berilgan ta'lim samarasi past bo'lishi muqarrar.

I. A. Karimov

Hozirgi kunda ta'lim tizimida "Kadrlar tayyorlash milliy dasturi"ni maktab amaliyotiga tatbiq etishning yakuniy bosqichi davom etmoqda.

Milliy dasturni ro'yobga chiqarishning yuqori sifat ko'rsatkichini ta'minlash, ta'lim mazmunini Davlat ta'lim standartlari asosida takomillashtirishga kirishildi. Barcha o'quv fanlari bo'yicha Davlat ta'lim standartlarini o'quv jarayonida qo'llab va o'quv yili yakunida o'quvchilar tomonidan o'zlashtirilgan bilimlar shu standartlarga mosligini aniqlash bo'yicha maktab, tuman, shahar, respublika darajasida monitoring ishlari olib borilmoqda.

Milliy dasturda ko'zda tutilgandek, zamonaviy axborot texnologiyalari va kompyuterlar tarmoqlari negizida ta'lim jarayonini axborot bilan ta'minlash rivojlanib boradi. Fan va ta'limning nashriyot bazasi rivojlanadi. O'quv, o'quv-uslubiy, ilmiy, innovatsion, zamonaviy texnologiyalar mukammallashib, o'quv jarayoniga tatbiq etib boriladi.

Ma'lumki, didaktikaning predmetini o'rgatish, o'rganish hamda ta'lim mazmuni tashkil qiladi. Bunda ishtirok etayotgan uchta komponent bir-biri bilan uzviy aloqada bo'lib, ulardan birortasini e'tibordan chetda qoldirish mumkin emas.

Xo'sh, ishni ularning qaysi biridan boshlash zarur?

Ishni o'rganish yoki o'rgatishdan boshlasak, tabiiy ravishda nimani (qaysi mazmundagi o'quv materialini) o'rganmoqchimiz yoki o'rgatmoqchimiz, degan savol tug'iladi.

Urgatish ham, o'rganish ham, ularning oxirgi natijasi ham ta'lim mazmuniga bog'liq.

Har xil mazmundagi matnlarni o'ziga xos usullar bilan o'zlashtirish qabul qilinganligi uchun o'rgatishning qanday bo'lishi uning mazmunidan kelib chiqadi,

bu esa o'rganishni tashkil etuvchi, ya'ni o'rgatuvchiga bog'liq.

Xulosa qilib aytganda, didaktik tafakkur bu — o'rganish, o'rgatish va ta'lim mazmunining doimiy aloqalari, munosabatlarini izlash, aniqlash demakdir.

O'qituvchi o'quvchilarni faollashtiradigan, o'zi va o'rganuvchi uchun qulay bo'lgan yo'llarni, usul va uslublarni, o'qitish shakllari, metod va vaziyatlarni izlaydi, zamonaviy pedagogik texnologiyaga suyanib, o'quv jarayoni samaradorligini oshiradi. O'quvchilarni mustaqil fikrlashga o'rgatib, o'quv jarayonining yuqori sifat va samaradorligiga erishadi.

Shu boisdan ham, pedagogik texnologiya, didaktik texnologiya, ta'lim texnologiyalariga o'quv jarayonidagi eng samarali vositalar deb qaralmoqda. Ulardan dunyo pedagogik amaliyotida keng foydalanilmoqda.

Hozirgi kundagi eng dolzarb masala va vazifa ta'lim standartlarini o'quv jarayoniga tatbiq etishdan iboratdir.

Agar bu vazifa amalga oshirilmas ekan, ta'lim-tarbiya sohasida sifat va samaradorlikka erishish, o'quv jarayonini takomillashtirish masalalari hal etilmay qoladi.

Yangi pedagogik texnologiyani o'quv jarayoniga tatbiq etish uchun uning ilmiy-amaliy mexanizmini yaratish zarur.

Shuni e'tirof etish kerakki, hali respublikamizda yangi pedagogik texnologiyalarni, ta'lim innovatsiyalarini to'plash, ular ichidan faoliyatimiz uchun eng samaradorlarini tajriba-sinovlardan o'tkazish va o'quv jarayoniga joriy etishni yo'lga qo'yadigan tizim (mexanizm) shakllantirish kerak. Pedagogik texnologiyalarni o'quv jarayoniga olib kirishda quyidagi ishlarni amalga oshirish maqsadga muvofiq:

- pedagogik texnologiya amaliyoti va nazariyasini o'qib o'rganishni tashkil etish;
- pedagogik texnologiyalarni o'rganish, kuzatish, nazorat qilish va amalda joriy etish kurslarini tashkil etish;
- pedagogik texnologiyalarni o'quv jarayoniga tatbiq etish bo'yicha seminarlar, treninglar o'tkazish;

- pedagogik texnologiyalarni to'plash, tanlash, qo'llash bo'yicha tegishli ma'lumotlar bankini yaratish, ularni taxlil qilish asosida o'quv jarayoniga tatbiq etish;
- ilg'or pedagogik texnologiyalarni amalda qo'llash tajribalarini taxlil etish, umumlashtirish, ommalashtirish bo'yicha tavsiya, qo'llanmalar yaratib, ta'lim muassasalariga yetkazish.

Pedagogik texnologiya hozirda barcha pedagogik kasblar hamda ta'lim-tarbiya jarayonini tashkil qilish, bosharish, nazorat qilish bilan bog'liq kasblarning asosini tashkil qiladi. Zamonaviy pedagogik texnologiyalardan barcha pedagoglar xabardor bo'lishlari zarur.

Ana shularni nazarda tutgan holda, ushbu qo'llanmada o'quvchiga bilim berishda zamonaviy pedagogik texnologiyalarni qo'llash va ularni o'quv jarayoniga joriy etish mexanizmini ochishga harakat qildik.

Ta'lim-tarbiya mazmuni, maqsad va vazifalari davrlar o'tishi bilan kengayib borishi natijasida uning shakl va usullari ham takomillashib bormoqda. Hozirda inson faoliyatining asosiy yo'nalishlari shu faoliyatdan ko'zda tutilgan maqsadlarni to'la amalga oshirish imkoniyatini beruvchi yahlit tizimga, ya'ni texnologiyalarga aylanib bormoqda. Xuddi shu kabi ta'lim-tarbiya sohasida ham so'nggi yillarda pedagogik texnologiya amal qila boshladi.

Ishlab chiqarishdagi texnologiyada turli materiallarga ishlov berish tegishli kasb ustalari tomonidan amalga oshiriladi. Pedagogik texnologiyaning mazmuni esa o'qituvchi, tarbiyachi tomonidan o'quvchi (ta'lim oluvchi)ga aqliy, ruhiy, axloqiy jihatdan turli usulda ta'sir o'tkazishdan iboratdir. Pedagogik texnologiya tushunchasi XX asrda paydo bo'ldi va turli rivojlanish bosqichlaridan o'tib kelmoqda.

Dastlab bu tushuncha 1940- yillardan 50- yillar o'rtasigacha „ta'lim texnologiyasi" deb qo'llanilib, o'quv jarayonida audio-vizual texnika vositalaridan foydalanishni ifoda qilgan. Pedagogik texnologiya tushunchasi dastlab XX asrning o'rtalarida AQShda qo'llana boshlagan. Bunda „pedagogik texnologiya" va „ta'lim texnologiyasi" atamalari faqat texnika vositalari yordamida o'qitishga nisbatan

qo'llangan edi.

Vaqt o'tishi bilan ularni qo'llash darajasi kengayib borishi natijasida mazmuni ham tegishlicha o'zgarib bordi. Hozirga kelib esa pedagogik texnologiya tushunchasining zamonaviy, ilmiy asoslangan yagona ta'rifini belgilash maqsadida bir qancha yirik olimlar tomonidan turli fikr va muloxazalar asoslab berildi.

O'tgan asrning 50- yillari o'rtasidan 60- yillargacha „ta'lim texnologiyasi" atamasi qo'llanilib, bunda dasturlashtirilgan ta'lim nazarda tutilgan. 70- yillarda „pedagogik texnologiya" atamasi qo'llanilib, u avvaldan loyihalashtirilgan va aniq belgilangan maqsadlarga erishishni kafolatlovchi o'quv jarayonini ifodalagan.

1979 yilda AQShning Pedagogik kommunikatsiyalar va texnologiyalar assotsiatsiyasi tomonidan pedagogik texnologiyaga quyidagicha ta'rif berilgan edi: „Pedagogik texnologiya bilimlarni o'zlashtirishning hamma jihatlarini qamrab oluvchi muammoni tahlil qilish va rejalashtirish, muammoning yechimini baholash va uni boshqaruvchilar, g'royalar, vositalar va faoliyatni tashkil qilish usullarini o'z tarkibiga oladigan kompleks integrativ jarayondan iborat...".

80- yillarning boshidan pedagogik texnologiya deb ta'limning kompyuterli va axborot texnologiyalarini yaratishga aytilgan.

Yuqoridagi fikrlar asosida pedagogik texnologiya tushunchasini ikki xil izohlash mumkin: birinchidan, uning o'quv jarayonida texnika vositalaridan foydalanishning kengayib borishini ifodalashi nazarda tutilib, ta'limdagi, o'qitishdagi texnologiya deb nomlash mumkin bo'lsa, ikkinchidan, bu tushuncha o'quv jarayonining o'zini qurish texnologiyasini bildiradi deb xulosa chiqarish mumkin.

Pedagogik texnologiyaning ta'riflari

Pedagogik texnologiyaning har turli ta'riflari mavjud bo'lib, ulardan ayrimlarini ko'rib chiqamiz:

Texnologiya — biror ishda, mahoratda, san'atda qo'llaniladigan usullar, yo'llar yig'indisi. (Izohli lug'at.)

Texnologiya — ishlov berish, ahvolni o'zgartirish san'ati, mahorati, qobiliyati, metodlar yig'indisi. (V. M. Shepel.)

Pedagogik texnologiya — o'qitishning, ta'limning shakllari, metodlari, usullari, yo'llari, tarbiyaviy vositalarning maxsus yig'indisi va komponovkasi (joylashuvi)ni belgilovchi psixologik tartiblar (ustanovka)lar majmuasi; u pedagogik jarayonning tashkiliy- uslubiy vositalaridan iborat. (B.T. Lixachev.)

Pedagogik texnologiya — o'qituvchi mahoratiga bog'liq bo'lmagan holda pedagogik muvaffaqiyatni kafolatlay oladigan, o'quvchi shaxsini shakllantirish jarayonining loyihasidir. (V.P. Bepalko.)

Pedagogik texnologiya — ta'limning rejalashtiriladigan natijalariga erishish jarayoni tafsiloti. (I. P. Volkov.)

Ta'lim texnologiyasi — didaktik tizimning tarkibiy jarayonli qismi. (M. Choshanov.)

Pedagogik texnologiya — o'quv jarayonining o'quvchilar va o'qituvchi uchun so'zsiz qulay sharoitlar ta'minlashni loyihalash, tashkil qilish va o'tkazish bo'yicha hamma detallari o'ylab chiqilgan birgalikdagi pedagogik faoliyat modeli. (V. M. Monaxov.)

Pedagogik texnologiya — texnika resurslari, odamlar va ularning o'zaro ta'sirini hisobga olgan holda ta'lim shakllarini optimallashtirish vazifasini qo'yuvchi o'qitish va bilimlarni o'zlashtirishning hamma jarayonlarini yaratish, qo'llash va aniqlashning tizimli metodi .

Pedagogik texnologiya — pedagogik maqsadlarga erishish uchun foydalaniladigan barcha shaxsiy, uskunali va metodologik vositalarning tizimli yig'indisini va ularning amal qilish tartibini bildiradi. (M.V.Klarsh.)

Pedagogik texnologiya, bu — so'zsiz rioya qilish eng yuqori natijani kafolatlaydigan ko'rsatmalar emas, balki qonuniyatlar bo'lib, ularning amaliy ahamiyatidan iborat. (V. Yu. Pityukov.)

Pedagogik texnologiya — bu tizimli fikr yuritish usulini pedagogikaga singdirish, boshqacha qilib aytganda, pedagogik jarayonni muayyan bir tizimga keltirishdir.

Pedagogik texnologiyaning mohiyati didaktik maqsad, talab etilgan o'zlashtirish darajasiga erishishdan iborat bo'lib, uni tadbiq etishni hisobga olgan

holda ta'lim jarayonini ilgaridan loyihalashtirishda namoyon bo'ladi. (U. Nishonaliev.)

Pedagogik texnologiya — bu o'qituvchi (tarbiyachi)ning o'qitish (tarbiya) vositalari yordamida o'quvchi (talaba)larga muayyan sharoit va ketma-ketlikda ta'sir ko'rsatish va bu faoliyat mahsuli sifatida ularda oldindan belgilangan sifatlarni shakllantirish jarayonidir. (N.Saydahmedov.)

Pedagogik texnologiya bu — ob'ektiv, moddiy jarayon. Agar biz o'quv-tarbiya jarayonidan uning ob'ektiv, moddiy (substansiyalik) jihatini ajrata olsak, shunda biz texnologiyaga, eng kamida, uning tafsilotiga ega bo'lamiz (V. K. Dyachenko).

Ma'lumki elektrtomagnit to'liqlar difraksiyasi va interferensiyasi yaxshi o'rganilgan soha bo'lishiga qaramay u zamonaviy texnikada muhim ahamiyat kasb etmoqda. Hozirgi paytda zamonaviy aloqaning aksariyat ko'p qismi turli chastotali elektromagnit to'liqlar vositasida amalga oshiriladi. Shuning uchun bu soxani o'rganish amaliy ahamiyatga ega. Ushbu bitiruv malakaviy ishdan maqsad – to'liq optikasini asosiy qismlaridan bo'lgan Gyuygens — Frenel prinsipi va Frenel zonalari nazariyasini o'rganish. Bu nazriyalarni zamonaviy sun'iy yo'ldosh television antennalarini hisoblashda qollashdan iboratdir.

Ushbu maqsadni amalga oshirish uchun quyidagi vazifalar belgilab olindi. To'liq optikasini negizini tashkil qiluvchi Gyuygens — Frenel prinsipi va Frenel zonalari nazariyasini o'rganish. Unga tegishli adabiyotlarni tahlil qilish. Frenel difraksion hodisalarini o'rganish. Fraungofer difraksion hodisalarini o'rganish va tahlil qilish. Frenel zonalari nazariyasi asosida zamonaviy sun'iy yo'ldosh television antennalarini hisoblashdan iborat.

Albatta, bitiruv malakaviy ishini tayorlashda internet ma'lumotlaridan keng ko'lamda foydalanildi. Bitiruv malakaviy ishida hozirgi kunda sun'iy yo'ldosh television antennalari sifatida keng qollanilayotgan Frenel tekis zonal antennasining hisoblangan o'lchamlari keltirilgan. Bu hisoblashlar ikkita o'rta chastotali televizion diapozonga mo'ljallangan 10,7... 11,7 ggs va 11,7 – 12,5 ggs. Har bir dipazonlar uchun Frenel tekis zonal antennasining o'lchamlari

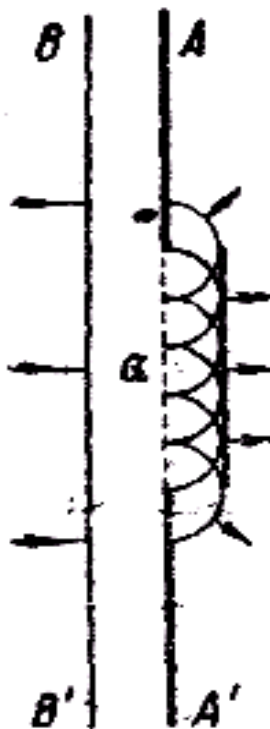
alohida hisoblangan va bitiruv malakaviy ishi ohirida keltirilgan. Ushbu materialdan oily va o'rta mahsus ta'lim muassalari talabalari o'qish jarayonida, radiohavskorlik to'garaklarida va turli sinfdan tashqri ishlarda foydalanishlari mumkin.

I-BOB. YORUG'LIKNING TO'G'RI CHIZIQLI TARQALISHINING TO'LQIN NAZARIYASI

§1.1 Gyuygens — Frenel prinsipi

To'siq uchraganda uning chetlarida orqasiga burilib ketish (diffraksiya) xususiyati har qanday to'lqinlarning tarqalishiga xosdir. Biroq, burilib ketish masshtabi to'siq kattaligining to'lqin uzunligiga nisbatiga bog'liqdir. Masalan, suv betida tarqaluvchi yirik to'lqinlar suvdan chiqib turgan qoziq oyoq orqasiga bimalol to'la burilib o'tib ketadi, ammo jimirlash to'lqinlari (mavj) esa qoziq orqasida ravshan ko'rinadigan „soya" (jimjit joy) sohasini xosil qiladi

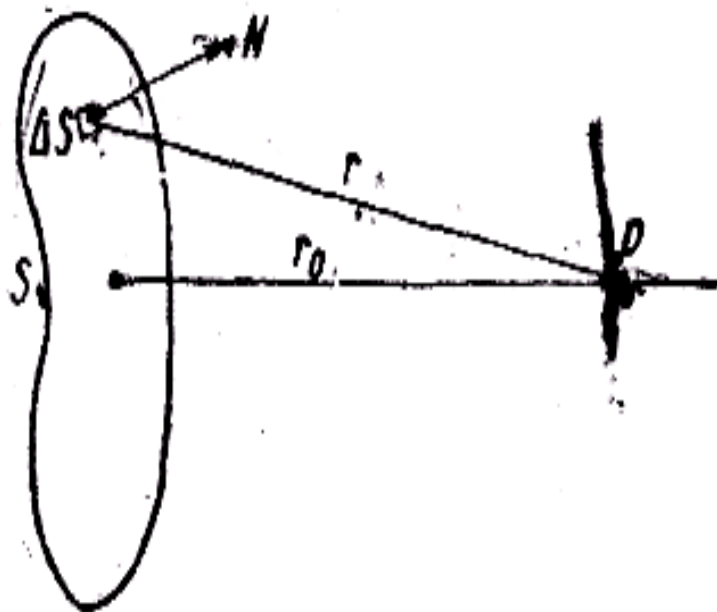
Gyuygens prinsipi, to'lqinning oldingi momentdagi frontining har bir nuqtasi atrofida paydo bo'lgan elementar to'lqinlarga teguvchi o'rama chiziq (urinma egri chiziq) o'tkazish yo'li bilan frontning keyingi—yangi vaziyatni belgilashga imkon beradi. Bunday tasvir to'lqinlarning to'siq orqasiga burilib ketishidan darak beradi. 1-rasmda α teshikli AA' to'siqqa tushuvchi VV' yassi to'lqin ko'rsatilgan. Bu to'lqin frontining bir qismi α teshikka keladi va natijada teshikchaning har bir nuqtasi elementar yarim sferik to'lqinlar manbai bo'lib oladi.



1-rasm. Tekis to'lqinning AA' to'siqdagi α teshikdan o'tishdagi diffraksiyasi.

Bu elementar to'liqlar „o'rovchisi"ning faqat o'rta qismigina yassi bo'ladi va chetlari burilib ketadi. Shunga muvofiq nurlar (to'liq sirtlarga o'tkazilgan normallar) ham teshik chetida buriladi—diffraksiya yuz beradi. Ammo Gyuygens prinsipiga asoslangan ta'rif yetarli to'la emasdir; bu ta'rif turli yo'nalishda tarqaluvchi tebranishlarning amplitudalarini topishga imkon bera olmaydi. Tebranishlarning energiyasi amplituda kvadrati bilan ifodalangani sababli, burilib ketgan to'liqlar intensivligi dudmolligicha qoladi. Gyuygens prinsipining bu kamchiligi to'liqlar haqida Frenel tomonidan taklif qilingan va tebranishlarning amplituda ham fazalarini xisobga oluvchi chuqurroq tasavvurga asoslanib hisoblash metodi bilan to'ldirilgan.

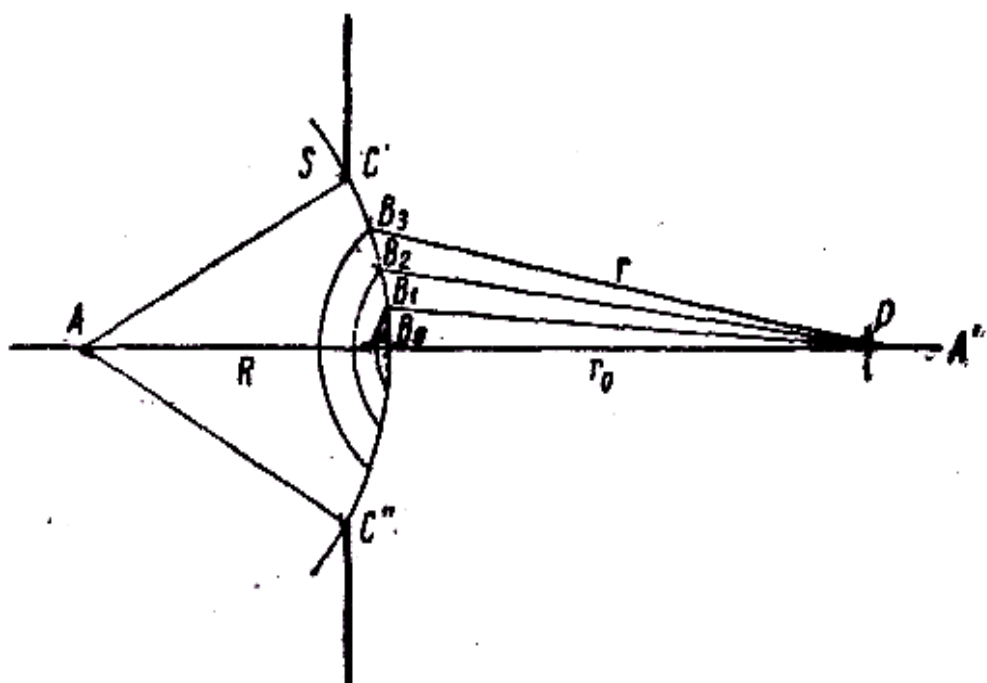
Faraz etaylik, S sirt (2-rasm) to'liq frontining biror paytdagi vaziyatining tasviri bo'lsin. Front qarshisida va undan r_0 masofada yotuvchi R nuqtadagi tebranishlarni aniqlash uchun, Frenel usulida S sirtning barcha elementlaridan R nuqtaga yetib keluvchi tebranishlarni, aniqlash va so'ngra ularni qo'shish kerak; qo'shishda bu tebranishlar-ning amplituda va fazalarini hasobga olish kerak. R nuqtaga ΔS sirt elementidan yetib keluvchi tebranishlar amplitudasi, bu element o'lchovlarining kattaligiga, r masofaga va r yo'nalish bilan element sirtiga o'tkazilgan N normal orasidagi burchak kattaligiga bog'liqdir. Tebranish fazasi to'liqlarning yurgan r yo'lining uzunligi bilan aniqlanadi. Bunday elementar tebranishlarni jamlash integral hisobiga tegishli masala bo'lib, umuman aytganda, juda murakkab bo'lishi mumkin. Simmetriya bor bo'lgan eng sodda hollarda, Frenel ko'rsatgandek, integrallash o'rniga oddiy algebraik yoki grafik yo'l bilan jamlash mumkin.



2-rasm. P nuqtadagi tebranishni S sirt elementlaridan keluvchi tebranishlarni qo'shish yo'li bilan aniqlashga doir.

Yorug'likning dumaloq teshikdan o'tish holini tekshiramiz.

A — nuqtaviy yorug'lik manbai, $S'S''$ esa A manbadan R masofada joylashtirilgan no-shaffof ekrandagi to'garak teshik bo'lsin. Bu teshikdan A dan keluvchi sferik to'lqinning faqat bir qismigina o'ta oladi. Bu to'lqinning $S'S''$ teshik markazidan o'tuvchi AA' to'g'ri chiziqda va teshikdan r_0 masofada yotuvchi R nuqtadagi ta'sirini aniqlaylik. Bu maqsadda to'lqin sirti (S) ni fikran halqasimon zonalarga (Frenel zonalariga) bo'lamiz. Bu zonalar shunday hosil qilinadiki, qo'shni zonalarining tashqi chetlaridan to R nuqtagacha bo'lgan masofalar orasidagi farq bir xil va yarim to'lqin uzunligiga teng bo'ladi:



3-rasm. Xalqa zonalarini hosil qilish.

$$B_1P - B_0P = B_2P - B_1P = B_3P - B_2P = \dots = \frac{\lambda}{2}. \quad (1.1)$$

Unda, qo'shni zonalarining mos qismlaridan R nuqtaga yetib keluvchi tebranishlarning yurish farki $\lambda/2$ bo'ladi, ya'ni, bu tebranishlar R nuqtaga qarama-qarshi fazalarda etib keladi.

Ayrim zonalaridan yetib keluvchi tebranishlarning amplitudasi zona yuzining kattaligiga, zonadan R nuqtagacha bo'lgan r gasofaga va r bilan zona sirtiga o'tkazilgan normal orasidagi og'ish burchagiga bog'liqdir. Biz hammadan avval zonalar yuzlarining o'zaro taxminan tengligini ko'rsatamiz.

ρ_k bilan k-zonaning radiusini belgilaymiz.

4-rasmdan

$$\rho_k^2 = R^2 - (R - h)^2 = r_k^2 - (r_0 + h)^2,$$

$$h = \frac{r_k^2 - r_0^2}{2(R + r_0)}. \quad (1.2)$$

Ammo (1.1) ga binoan k-zonagacha bo'lgan r_k masofa r_0 dan $k\lambda/2$ miqdorida katta:

$$r_k = r_0 + k \cdot \frac{\lambda}{2};$$

bundan esa $r_k^2 - r_0^2 = k r_0 \lambda + k^2 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2.$ (1.3)

λ to'liqin uzunligini r_0 masofadan ancha kichik deb hisoblansa

$$r_k^2 - r_0^2 = k r_0 \lambda, \quad (1.4)$$

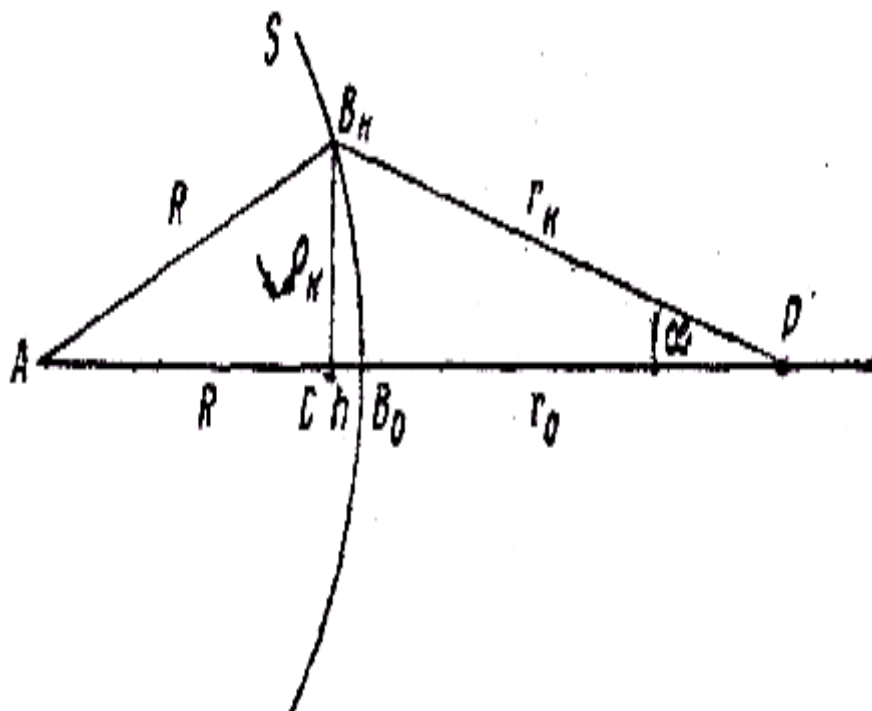
shundan keyin (1.1) tenglik quyidagicha bo'ladi:

$$h = k \cdot \frac{r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (1.5)$$

ρ_k radiusli sferik sirtning yuzi

12

$$\Delta S_k = 2\pi R h. \quad (1.6)$$



4-rasm. Halqasimon zonalarning kattaligini hisoblashga oid.

Bundagi h o‘rniga uning (1.5) dagi qiymatini qo‘ysak

$$\Delta S_k = k \cdot \frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (1.7)$$

Bu segmentga k ta xalqasimon zona joylashadi, shunga binoan bitta ΔS zonaning yuzini shu segment bilan $k - 1$ ta zonani o‘z ichiga olgan segment yuzining ayirmasi shaklida ifodalash mumkin: bundan

$$\Delta S = \Delta S_k - \Delta S_{k-1} = k \cdot \frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2} - (k-1) \frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad (1.8)$$

bundan esa

$$\Delta S = \frac{\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \lambda. \quad (1.9)$$

Shunday qilib, yuqorida ko‘rsatilgan taqribiylikda, zona yuzining kattaligi uning tartib soni — k nomerga bog‘liq emas ekan, ya’ni hamma zonalar taxminan teng yuzli ekan. Demak, ayrim zonalardan chiqib R nuqtaga yetib keluvchi tebranishlarning amplitudalari faqat r_k masofaga va r_k ning yo‘nalishi bilan o‘sha zona sirtiga o‘tkazilgan normal orasidagi burchakka bog‘lik ekan. Zonaning k nomeri ortishi bilan r_k masofa va og‘ish burchagi ham ortadi, shuning uchun ayrim zonalardan R nuqtaga yetib keluvchi tebranishlarning α_k amplitudalari k zona nomerining ortishiga qarab monoton kichrayishi kerak:

$$a_1 > a_2 > a_3 > a_4 > \dots > a_k > a_{k+1} > \dots \quad (1.10)$$

R nuqtaga ikki qo‘shni zonadan keluvchi tebranishlar fazalari qarama-qarshi bo‘lganligi uchun, k ta zona vujudga keltirgan yig‘indi A_k tebranishning amplitudasi

$$A_k = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + a_5 - \dots \pm a_k, \quad (1.11)$$

bundagi oxirgi hadning ishorasi k toq bo‘lgakda musbat va k juft bo‘lganda manfiydir. Zonalar soni juft bo‘lganda, ular juft-juft bo‘lib bir-birlarini zaiflashtiradi va R nuqtadagi yig‘indi A_k tebranishning amplitudasi arziyas darajada kichik bo‘ladi? zonalar soni toq bo‘lganda esa zonalardan biri juftsiz yakka qoladi va uning ta’siri juft sonli zonalardagidek zaiflanmaydi.

Yig'indi A_k tebranish amplitudasining aniqroq qiymatini (1.11) dagi barcha toq qo'shiluvchi hadlarning har birini ikki qo'shiluvchiga ajratish yo'li bilan topish mumkin:

$$a_1 = \frac{a_1}{2} + \frac{a_1}{2},$$

$$a_3 = \frac{a_3}{2} + \frac{a_3}{2} \text{ va h. k}$$

bundan esa k toq son bo'lganda

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2} \right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2} \right) + \dots +$$

$$+ \left(\frac{a_{k-2}}{2} - a_{k-1} + \frac{a_k}{2} \right) + \frac{a_k}{2}. \quad (1.11a)$$

k juft son bo'lganda:

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2} \right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2} \right) + \dots +$$

$$+ \left(\frac{a_{k-3}}{2} - a_{k-2} + \frac{a_{k-1}}{2} \right) + \frac{a_{k-1}}{2} - a_k \quad (1.11b)$$

tartib raqami k oshgani sari a_k amplitudaning monoton kamaya borishi yuqorida aytilgan edi. Shunga asosan bironta k -zonaga tegishli tebranishlar amplitudasini $(k-1)$ va $(k+1)$ -zonalar vujudga keltirgan tebranishlar amplitudalarining yarim yig'indisiga taxminan teng deb faraz eta olamiz:

$$a_k = \frac{a_{k-1} + a_{k+1}}{2}, \quad (1.12)$$

bundan (4a) va (4b) qatorlardagi qavs ichiga olingan hadlar yig'indisi nolga teng bo'lib qoladi va, demak, k toq bo'lganda yig'indi amplituda:

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_k}{2}, \quad (1.13)$$

k juft bo'lganda esa

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_{k-1}}{2} - a_k. \quad (1.13a)$$

Agar zonalar soni k yetarli darajada katta bo'lsa, $(k-1)$ va k -zonalar vujudga keltirgan tebranishlar o'zaro kam farq qiladigan bo'ladi; bundan esa taxminan

$$\frac{a_{k-1}}{2} - a_k = -\frac{a_k}{2}.$$

Shunday qilib, (1.13) va (1.13a) tengliklar quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_k}{2}, \quad (1.14)$$

bunda plyus ishora toq sonli zonalarga, minus ishora esa juft sonli zonalarga tegishlidir.

To‘lqin frontining ekran bilan bekitilmagan qismiga (teshik kattaligidagi joyga joylasha oladigan zonalarning soni teshikchalar o‘lchamining λ to‘lqin uzunligiga bo‘lgan nisbatiga va teshikning turish vaziyatiga bog‘liqdir. (1.2) formulaga binoan, k-zonaning ρ_k radiusi ushbu

$$\rho_k^2 = r_k^2 - (r_0 + h)^2 = r_k^2 - r_0^2 - 2r_0h - h^2. \quad 1.15$$

tenglik bilan aniqlanadi.

h ni r_0 dan juda kichik deb faraz etib, h^2 ni tashlab yuborsak

$$\rho_k^2 = r_k^2 - r_0^2 - 2r_0h.$$

Bundagi h o‘rniga uning (1.5) dagi qiymatini qo‘ysak

$$\rho_k^2 = r_k^2 - r_0^2 - k \frac{r_0^2}{R + r_0} \cdot \lambda,$$

nihoyat, (1.8) ga binoan $r_k^2 - r_0^2$ o‘rniga $kr_0\lambda$ ni olsak:

$$\rho_k^2 = k \frac{r_0 R}{R + r_0} \cdot \lambda,$$

bundan esa

$$\rho_{\lambda k} = \sqrt{k \frac{r_0 R}{R + r_0} \lambda}. \quad (1.16)$$

ρ_k ning ekrandagi dumaloq teshikning radiusi ham ekani ochiq ko‘rinadi. Bundan, ρ radiusli teshik to‘lqin frontining

$$k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \frac{\rho(R + r_0)}{r_0 R} \quad (1.17)$$

zona sig‘adigan qismini ochishini topamiz.

Ekra tushadigan to‘lqin fronti yassi ($R=\infty$) bo‘lsa, bu xil front o‘chun (1.17) formula:

$$k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \frac{\rho}{r_0}$$

$$k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \alpha \quad (1.17a)$$

shaklini oladi, bunda $\alpha = \rho/r_0$ ekrandagi teshikning R nuqtadan ko‘rinish burchagidir.

R nuqtadagi yig‘indi tebranishning amplitudasi ochiq zonalar soniga bog‘liqdir. To‘lqin uzunligi, ekranning turish vaziyati va ekrandagi teshikning o‘lchamlari (λ , R va ρ) berilgan holda ochiq zonalarning k soni R nuqtaning vaziyati bilan aniqlanadi; turli R nuqta uchun bu k son turlicha bo‘ladi. k soni toq bo‘ladigan R nuqtalardagi yig‘indi tebranishning amplitudasi A_k kattaroq; juft k li R nuqtalarda esa yig‘indi tebranishning amplitudasi kichikroqdir. Amplitudaning kvadrati tebranishlarning energiyasini aniqlaydi. Yorug‘lik tebranishlarining energiyasi o‘z navbatida yoritilganlikni aniqlaydi. Shunday qilib, V_0 A' to‘g‘ri chiziq (3-rasm) bo‘ylab borilganda biz goh ko‘p, goh kam yoritilgan joylarni uchratamiz.

R va r_0 berilganda esa, ya‘ni yorug‘lik manbai, teshikli ekran va R kuzatish nuqtasi berilgan holda, R nuqtadagi yoritilganlik teshikning ρ o‘lchamiga va uning λ to‘lqin uzunligiga bo‘lgan nisbatiga bog‘liq bo‘ladi.

Shunday qilib, biz quyidagi xulosaga kelamiz: yoruglik to‘g‘ri chiziq bo‘ylab tarqalmaydi, R nuqtadagi yoritilganlik S'S" teshikning o‘lchami va turish vazayata bilan, shuningdek to‘lqin frontining ochiq qismida yotgan barcha nuqtalarning ta’sirlari bilan anaqlanadi.

Agar S'S", teshikning o‘lchamlarini cheksiz orttira borilsa, ya‘ni S to‘lqin frontining butun sirti bekitilmagan bo‘lsa, eng keyingi α_k zonaning ta’siri cheksiz kichik bo‘lib ketadi va (1.14) ga binoan R nuqtadagi A_∞ yig‘indi tebranish amplitudasi bo‘lib chiqadi.

$$A_\infty = \frac{a_1}{2}$$

Agar S'S" teshikning o‘lchamlari berilgan R nuqtaga nisbatan toq sonli zonalar sig‘adigan yuzni tashkil qiladigan bo‘lsa, R nuqtadagi tebranishlar

amplitudasi

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_k}{2}$$

bo'ladi, ya'ni bu, butunlay ochiq frontda hosil bo'lgan yig'indi amplitudadan kattaroq bo'lib chiqadi A_k ning maksimal qiymati teshik yuziga faqat birinchi zona joylasha oladigan holdagi R nuqtada bo'ladi, bunda $A_1 = a_1$, ya'ni A_∞ dan ikki marta katta bo'ladi.

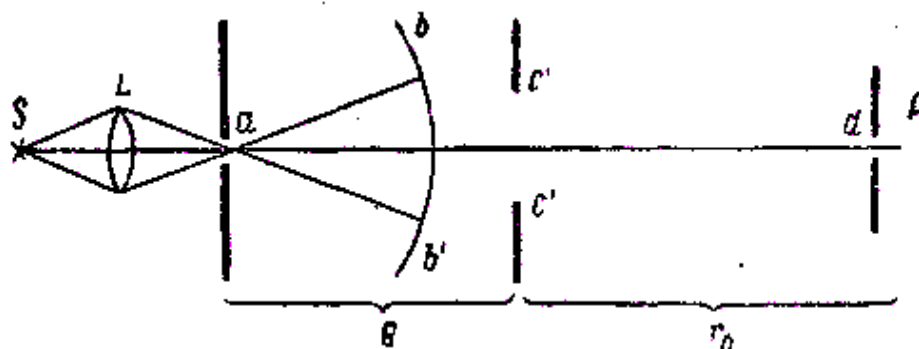
Ochiq zonalarning soni katta bo'lganda $\alpha_k/2$ kichik bo'ladi va yig'indi tebranishning A_k amplitudasi butunlay ochiq frontga mos A_∞ amplitudadan kam farq qiladi. Shuning uchun ochiq zonalar soni ko'p bo'lganda "S'S" teshikning kattaligi (o'lchami) R nuqtadagi yoritilganlikka ta'sir qilmaydigan bo'ladi. Agar yorug'lik to'g'ri chiziqli tarqaladigan bo'lsa, teshikning o'lchovlari R nuqtadagi yoritilishga umuman ta'sir etmasliri kerak edi. Bundan biz quyidagi natijaga kelamiz: ochiq zonalarning soni ko'p bo'lganda, yorug'lik tarqalishi xaqida to'liqin tasavvurga asoslanib chiqarilgan xulosalar bilan yorug'likning to'g'ri chiziqli tarqalishi xaqidagi tasavvurga asoslanib chiqargan xulosalar birlasha boshlaydi. k uchun chiqarilgan ifodalardan foydalanib, qanday shart-sharoitda teshik yuzini qoplovchi zonalarning soni ko'p bo'lishini hisoblab chiqish oson. Masalan, front yassi ($R=\infty$) bo'lganda, $\rho=5$ mm radiusli teshikdan $r_0=50$ sm masofada joylashgan R nuqta uchun, yorug'likning to'liqin uzunligi $\lambda=5 \cdot 10^{-5}$ sm bo'lganda (1.17a) ga binoan:

$$k = \frac{0,5}{5 \cdot 10^{-5}} \cdot \frac{0,5}{50} = 100.$$

Shunday qilib, bu shart-sharoitda mazkur teshik yuziga sig'adigan zonalar soni ancha ko'p, teshikning o'lchamini undan, ham kattalashtirishning R nuqtadagi yoritilganlikka amalda ta'siri bo'lmaydi - yorug'lik to'g'ri chiziqli tarqalgandagidek natija chiqadi. Shu $\rho=5$ mm radiusli teshikdan 50 m masofadagi R nuqta uchun esa teshik yuziga faqat bitta zona joylashadi va yorug'likning to'liqin tarzida tarqalishi sezilarli bo'ladi.

Frenel chiqargan xulosalarning to'g'riligini sxemasi 5-rasmda tas-virlangan tajribada sinash oson. S ravshan yorug'lik manbai (masalan, elektr yoyining

krateri) L linza yordamida α kichik teshikli noshaffof ekranga proeksiyalanadi. Bu teshik nuqtaviy yorug'lik manbai vazifasini bajaradi va bb' sferik to'lqin frontini hosil qiladi. Bu frontning ta'sirini R nuqtadan turib ko'z bilan kuzatiladi. Ko'z bilan ma'lum bir, yo'nalishda qarash uchun uning qarshisiga d teshikli noshaffof ekran qo'yib, o'sha d teshikdan qarash kerak. To'lqin frontining yo'lga iris diafragma o'rnatiladi, uning ochiq joyi S'S" teshikni tasvirlaydi. Iris diafragma maning kattaligini o'zgartirsak yo toq; yoki juft sonli zonalaridan tebra-nishlar ko'zga yetib kelib, ko'z goh ko'p, goh ozroq yorug'likni seza-digan, bo'ladi.



5-rasm. Yoritilganlikning Frenel ochiq zonolari soniga bog'liq ekanligini namoyish qilish formulasi.

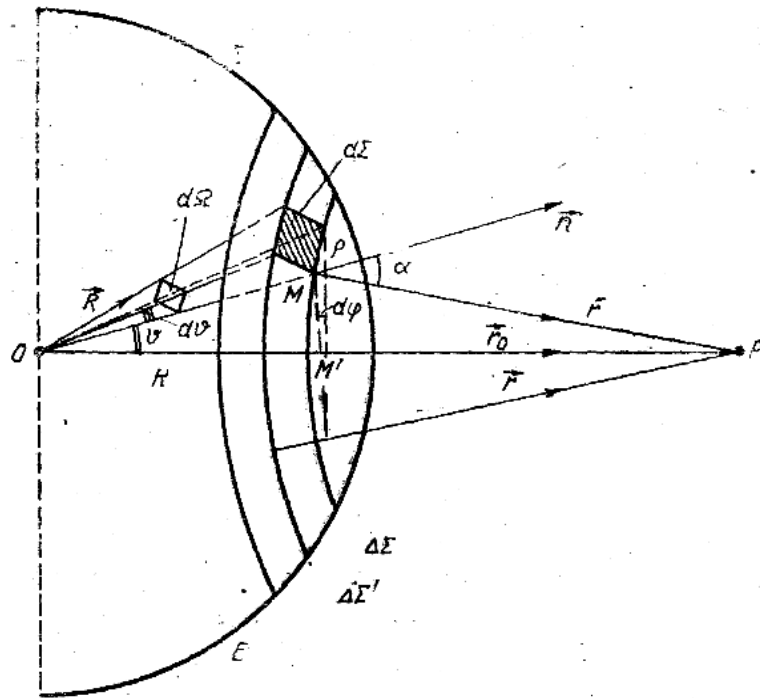
Iris diafragmmaning kerakli o'lchamlarini (1.16) formulaga binoan hisoblab topish mumkin. Agar nuqtaviy α manbadan iris diafragmagacha bo'lgan masofani $R = 10$ m qilib, iris diafragmadan ko'zgacha bo'lgan r_0 masofani ham 10 m qilib olinsa, $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ sm bo'lganda (1.16) ga binoan:

$$p_k = \sqrt{\frac{10^3 \cdot 10^3}{2 \cdot 10^3} \cdot 5 \cdot 10^{-5}} \cdot \sqrt{k} \text{ cm} \cong 0,17 \sqrt{k} \text{ cm}.$$

Shunday qilib, bu sharoitlarda markaziy zonaning radiusi 1,7 mm ga to'qqizinchi zonaning radiusi esa 5,1 mm ga teng bo'lar ekan. Bunday o'lchamli teshiklarni yaxshi iris diafragma yordamida hosil qilish oson va diafragma (teshik) kattaligini oshira borgan sari yorug'likning davriy ravishda kuchayishi va susayishini ko'z bilan kuzatish mumkin.

§1.2. Gyuygens—Frenel prinsipining qo‘llanilishi. Frenel zonarlari

Gyuygeys prinsipini Frenel takomillashtirgandan keyin yorug‘lik to‘lqinni frontini shunday elementlarga bo‘lish usulini tanlash vazifasi turardiki, natijada elementlarni elementar to‘lqinlar manbai sifatida qabul qilish mumkin bo‘lsin. (Elementar to‘lqin deb biz «nuqtaviy» manbaadan chiqayotgan, o‘lchamlari kuzatish nuqtasidan manbagacha bo‘lgan masofaga nisbatan cheksiz kichik hisoblangan to‘lqindi tushunamiz.) Bunday cheksiz kichik manba sifatida to‘lqin frontining fizikaviy cheksiz kichik elementini olish mumkin. Aytilgandan shu narsa ma’lum bo‘ladiki, elementar to‘lqinlar (Gyuygens to‘lqini) sferik to‘lqinlardir va bunday to‘lqinlarning amplitudasi manbaadan kuzatish nuqtasigacha bo‘lgan masofaga teskari proporsional ravishda kamayadi. Kerak bo‘lgan miqdoriy munosabatlarni isbot qilish uchun 6- rasmga murojaat qilamiz. Bu yerda 0 manbaadan sferik to‘lqinning tarqalish sxemasi tasvirlangan. (Yassi to‘lqinlarni sferik to‘lqinlarning 0 manbaadan Σ to‘lqin frontidagi kuzatish: nuqtasigacha bo‘lgan R masofa cheksizlikka intilgandagi chegaraviy hol deb qaraladi). Σ - tushayotgan to‘lqinning sferik fronti, R- Σ sferaning radiusi, OR = R+r —yorug‘lik manbaidan R kuzatish nuqtasigacha bo‘lgan eng qisqa masofa. Σ sferada asosining radiusi ρ bo‘lgan cheksiz ingichka $\Delta\Sigma$ shar kamarini tanlab olamiz. Shar kamarining sirtida $d\Omega$ fazoviy burchak bilan chegaralangan cheksiz kichik $d\Sigma$ elementini kesib olamiz. $d\Sigma$ elementni kelgusida elementar to‘lqin manbai deb kabul qilamiz.



6-rasm.

$d\Sigma$ elementar yuzachani tomonlari $Rd\vartheta$ va $\rho d\varphi$ bo'lgan to'g'ri to'rtburchak deb qarash mumkin. Bu yerda ϑ — OR va $d\Sigma$ elementning M nuqtasidan o'tuvchi Op^- yo'nalish orasidagi burchak; φ — shar kamarining asos tekisligida yotgan va ρ ning vertikal yo'nalishi bilan uning M nuqta tomon yo'nalishi orasiga olingan burchak. Boshqa belgilar: $r=d\Sigma$ elementdagi M nuqtadan R kuzatish nuqtasigacha bo'lgan masofa; α — OM (yoki n^-) va r yo'nalishlar orasidagi burchak. r «kattalikni R va ϑ orqali

$$\rho = R \sin \vartheta \quad (1.18)$$

formula bo'yicha ifodalash mumkin. $d\Sigma$ yuzacha kattaligi

$$d\Sigma = R d\vartheta \rho d\varphi \quad (1.19)$$

ga teng. Yoki ρ ning o'rniga uning (1.18) dagi ifodasini qo'yib,

$$d\Sigma = R^2 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi \quad (1.20) \text{ ni hosil qilamiz. OMR uchburchakdan}$$

$$r^2 = R^2 + (r_0 + R)^2 - 2R(r_0 + R) \cos \vartheta \quad (1.21)$$

ga ega bo'lamiz. Bu ifodani differensiallasak,

$$2rdr = 2R(r_0 + R) \sin \vartheta d\vartheta$$

hosil bo'ladi. Bu yerdan

$$R \sin \vartheta d\vartheta = \frac{rdr}{r_0 + R} \quad (1.22)$$

bo'ladi. Demak,

$$d\Sigma = \frac{R}{r_0 + R} r dr d\varphi \quad (1.23)$$

Shunday qilib, biz sferik yorug'lik to'lqinining cheksiz kichik to'lqin fronti elementi uchun tegishli ifodani topdik. Gyuygens—Frenel prinsipi bo'yicha buni-elementar to'lqin manbai deb hisoblaymiz. O manbadan kelayotgan Ye to'lqin monoxromatik deb faraz qilaylik. Manbadan R masofada turgan yorug'lik maydoni uchun qo'yidagi tenglamani yoza olamiz.

$$E = \frac{E_0}{R} \cos \omega \left(t - \frac{R}{C} \right). \quad (1.24)$$

Endi to'lqin frontining birlik sirtiga nisbatan olingan amplituda tushunchasini kiritish zarur. Xuddi shu E/R kattalikni shunday amplituda sifatida qabul qilamiz.

U vaqtda dΣ to'lqin elementining kuzatish nuqtasi R ga yuborayotgan yorug'lik maydoni dΣ yuzachaga proporsional bo'ladi. Uni quyidagicha yozish mumkin:

$$dE = E_0 d\Sigma / R * K(\alpha) \quad (1.25)$$

(1.25) formula elementar dΣ manbaadan NR yo'nalish bo'yicha yuborilayotgan elementar to'lqin tenglamasidir. Bu to'lqinning amplitudasi

$$dE_0 = \frac{1}{r} \left[\frac{E_0 d\Sigma}{R} K(\alpha) \right] \quad (1.26)$$

ga teng.

O'rta qavslar ichida R radiusli sfera sirtidagi dΣ manbaadan tarqalayotgan elementar to'lqinning amplitudasi turibdi, dE esa elementar to'lqinning dΣ dan r masofadagi amplitudasi. (1.25) va (1.26) formulada K(α) funksiya kiritilgan. Bu funksiya (1.24) va (1.25) larda maydonlarning bir xil o'lchamlikka ega bo'lishini ta'minlash, shuningdek, MR yo'nalish bilan α burchak hosil qilib orientatsiyalangan to'lqin elementlarining ta'siri α ning ortishi bilan kamayishi lozimligini nazarda tutish uchun kiritiladi, chunki dΣ elementning MR ga perpendikulyar bo'lgan tekislikka proektsiyasi ham α ortishi bilan kamayadi.

Shunday qilib, $d\Sigma$ elementining effektiv nurlanish yuzi MR yo'nalishda α ortishi bilan kamayadi. $\alpha = 0$ uchun $K(\alpha)$ maksimumga ega, $\alpha = \pi/2$ uchun $K(\alpha) = 0$.

Frenel M nuqtadagi elementar to'lqinning fazasi boshlang'ich to'lqinning fazasi bilan bir xil bo'ladi deb, faraz qilgan. R nuqtada u (1.25) formulada ko'rsatilganidek $\omega r/c$ kattalikka farq qiladi. Barcha elementar nurlatkichlardan R nuqtaga tushayotgan to'lqinning E to'liq tebranishi uning barcha Σ sirti bo'yicha olingan integralga teng:

$$E(p) = \int_{\Sigma} \frac{E_0 d\Sigma}{Rr} K(\alpha) \cos \omega \left(t - \frac{R+r}{c} \right) \quad (1.27)$$

bu yerda $E(R)$ — R nuqtadagi yorug'lik maydoni. (1.27) ifodaga $d\Sigma$ ning o'rniga uning (1.23) dagi qiymatini qo'yib,

$$E(P) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{r_0}^{r_e} \frac{E_0 K(r)}{r_0 + R} \cos \omega \left(t - \frac{R+r}{c} \right) dr \quad (1.28)$$

ga ega bo'lamiz, bu yerda r — radiusning kattaligi; r tushayotgan to'lqin frontining kengligi bilan aniqlanadi. Bu kattalik o'z navbatida shaffof mas ekrandagi diafragma kengligi orqali berilishi mumkin. Chegaralanmagan to'lqin r uchun r kattalik $\alpha = \pi/2$ shartga mos keladi, ya'ni φ boshlang'ich to'lqin (E) sirtiga urinma bo'lib xizmat qiladi. (1.27) da $K(\alpha)$ ni $K(r)$ ga almashtirilgan. O'zgaruvchi φ bo'yicha olingan integral 2π ga teng. Demak,

$$E(P) = \frac{2\pi E_0}{r_0 + R} \int_{r_0}^{r_e} K(r) \cos \omega \left(t - \frac{r+R}{c} \right) dr. \quad (1.29)$$

Bu integralni bo'laklab integrallash mumkin. Avval quyidagicha belgilashlar kiritamiz:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{c}{\omega} \sin \omega \left(t - \frac{r+R}{c} \right) &= u \\ K(r) &= v, \end{aligned} \right\} \quad (1.30)$$

$$\begin{aligned} \int_r^r K(r) \cos \omega \left(t - \frac{r+R}{c} \right) dr &= \int_r^r v du = |vu| - \int_r^r u dv = \frac{c}{\omega} \left\{ K(r) \sin \omega \left(t - \frac{r+R}{c} \right) - K(r) \sin \omega \left(t - \frac{r+R}{c} \right) + \int_r^r \frac{c}{\omega} \sin \omega \left(t - \frac{r+R}{c} \right) K(r) dr \right\} \end{aligned} \quad (1.31)$$

bo'ladi. (1.31) ning ikkinchi bo'lagini integrallashda yana ikki qismga ajratish mumkin. Ularda endi $(c/\omega)^2$ ko'paytuvchi xosil bo'ladi. Bu kattalik juda kichik bo'lgani sababli ikkinchi va uchinchi hadlarni e'tiborga olmay, (1.31) ifodadagi faqat birinchi had bilan cheklansak ham bo'ladi. Chegaralanmagan to'lqin uchun $K(r) = 0$, demak, (1.31) integral uchun

$$\int_r^R K(r) \cos \omega \left(t - \frac{r+R}{c} \right) dr = \frac{cR(r)}{\omega} \sin \omega \left(t - \frac{r+R}{c} \right) \quad (1.32)$$

ga ega bo'lamiz. (1.32) ni (1.29) ga qo'yib

$$E(R) = \frac{2\pi c K(R) E}{\omega(r+R)} \sin \omega \left(t - \frac{r+R}{c} \right) \quad (1.33)$$

ni hosil qilamiz. Natijaviy to'lqinning R nuqtadagi amplitudasi shu nuqtaga to'g'ri kelib tushayotgan (1.24) to'lqinning R nuqtaga yetib kelgandagi amplitudasiga teng bo'lishi uchun

$$\frac{2\pi K(r)c}{\omega} = 1 \quad (1.34)$$

deb olish lozim, demak,

$$K(r_0) = \frac{\omega}{2\pi c} = \frac{1}{\lambda} \quad (1.35)$$

So'ngra (1.33) ifodani

$$E(P) = \frac{E}{r+R} \cos \left\{ \omega t - \frac{\omega}{c} (r+R) - \frac{\pi}{2} \right\} \quad (1.36)$$

Ko'rinishda qayta yozish mumkin. (1.36) formulada shunday kamchilik mavjudki, unda boshlang'ich (1.24) to'lqinning R nuqtaga yetib kelgandagi qiymatiga nisbatan $\pi/2$ ga teng bo'lgan ortiqcha faza siljishi mavjud. Ko'rib chiqilgan nazariyaning yana boshqa bir kamchiligi shundan iboratki, bu nazariyada to'lqinlarning tushayotgan to'lqinning tarqalish yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishda tarqalishlari mumkin degan tasavvurga yo'l qo'yilgan. Amplituda kvadrati bilan aniqlanuvchi yorug'lik intensivligi bu yerda to'g'ri chiqadi. (1.33)

ko‘rinishdagi oxirgi ifodani faqat chegaralanmagan to‘lqin uchun keltirib chiqarish mumkin. Chegaralangan frontli to‘lqin uchun (1.28) va (1.31) dan

$$E(P) = \frac{E_0}{r_0 + R} \left[\sin \omega \left(t - \frac{r_0 + R}{c} \right) - K(r_l) \sin \omega \left(t - \frac{r_l + R}{c} \right) \right] \quad (1.36')$$

ifoda kelib chiqadi. Lekin $K(r)$ funksiyaning oshkor ko‘rinishi argumentning barcha qiymatlari uchun ma’lum bo‘lmaganligi sababli (1.19) dan $E(P)$ ni to‘g‘ridan-to‘g‘ri hisoblab chiqarishning imkoniyati bo‘lmaydi.

Biz bu yerda Frenel taklif qilgan va Frenel zonalar metodi deb atalgan usuldan foydalanamiz. (1.27) integralni

$$E(P) = \frac{2\pi E_0}{r_0 + R} \int_{r_0}^{r_0'} K(r) \cos \frac{\omega}{c} [ct - (r + R)] dr \quad (1.37)$$

ko‘rinishda yozamiz. Integral ostidagi ifoda

$$\frac{\omega}{c} [ct - (r + R)] = 2m\pi \quad (1.38)$$

argument uchun maksimaldir va

$$\frac{\omega}{c} [ct - (r' + R)] = (2m - 1)\pi \quad (1.38')$$

argument uchun minimal bo‘ladi: bu yerda $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

Argumentning

$$\frac{\omega}{c} [ct - (r'' + R)] = m\pi + \frac{\pi}{2} \quad (1.38'')$$

qiymatlariga integral ostidagi funksiyaning nol qiymatlari to‘g‘ri keladi.

(1.38) va (1.38') dan tushayotgan to‘lqin sirtining ikkita shunday qo‘shni zonalaridan kelayotgan to‘lqinlarning fazalar farqi

$$\left. \begin{aligned} \Delta\Phi &= \frac{\omega}{c} (r' - r) = \pi \\ r' - r &= \frac{\lambda}{2} \end{aligned} \right\} \quad (1.39)$$

ni tashkil qilishi kelib chiqadi. Bu shuni ko‘rsatadiki, (1.38) va (1.38') shartlar bilan aniqlanadigan to‘lqin sirtining qo‘shni bo‘laklari (zonalari), ya’ni ketma-ket keluvchi

$$r, r + \frac{\lambda}{2}, r + \lambda, r + \frac{3}{2}\lambda, \dots, \quad (1.39)$$

radiuslar bilan, (6- rasm) kesilgan to‘lqin sirtidagi bo‘laklar shunday to‘lqinlarni nurlaydiki, ular R kuzatish nuqtasiga qarama-qarshi fazada yetib keladi.

Endi R nuqtaga bitta zonadan kelayotgan E maydonni hisoblaymiz. Bunda $K(r)$ funksiyani birgina zona chegarasida o‘zgarmas deb hisoblaymiz. U vaqtda (1.37) ga asosan m - nomerli zona uchun

$$\begin{aligned} E_m &= \frac{2\pi E_0}{r_0 + R} \int_r^{r+\frac{\lambda}{2}} K(r) \cos \omega \left\{ t - \frac{r+R}{c} \right\} dr = \\ &= -\frac{2\pi E_0}{r_0 + R} \frac{c}{\omega} K(r) \left[\sin \omega \left(t - \frac{r+R+\frac{\lambda}{2}}{c} \right) - \sin \omega \left\{ t - \frac{r+R}{c} \right\} \right] = \\ &= \frac{2E_0 \lambda K(r)}{r_0 + R} \sin \frac{\omega \lambda}{4c} \cos \omega \left\{ t - \frac{r+R+\frac{\lambda}{4}}{c} \right\} \end{aligned} \quad (1.40)$$

ni yoza olamiz. $\sin \omega \lambda / 4c = 1$ bo‘lganligi uchun r va $r + \lambda/2$ radiuslar bilan chegaralangan zonadan R nuqtaga yetib kelgan maydon

$$E_m = \frac{2E_0 \lambda K(r)}{r_0 + R} \cos \omega \left\{ t - \frac{r+R+\frac{\lambda}{4}}{c} \right\} \quad (1.41)$$

ga teng bo‘ladi. Bu formuladan R nuqtaga qo‘shni zonalardan kelayotgan maydonlar amplitudalari bir-birlaridan $K(r)$ ko‘paytuvchi qiymati bilan farq qilishi kelib chiqadi. Bu ko‘paytuvchi r ortishi bilan asta-sekin kamaya boradi. (1.41) dan ketma-ket joylashgan 1, 2, 3, ..., nomerli zonalardan R kuzatish nuqtasiga kelayotgan to‘lqinlarning amplitudalari mos ravishda

$$\left. \begin{aligned} E_{01} &= aK(r_0), \\ E_{02} &= aK(r_1), \\ E_{03} &= aK(r_2), \\ &\dots \\ E_{0N} &= aK(r_{N-1}), \end{aligned} \right\} \quad (1.42)$$

ga teng bo‘ladi deb, xulosa chiqaramiz, bu yerda

$$a = \frac{2\lambda E_0}{r_0 + R}$$

Radiusning indeksi birdan emas, balki noldan boshlangan. Lekin buning amalda hech qanday ahamiyati yo'q, chunki qo'shni radiuslarning farqi juda ham kichik. Fazalar o'z navbatida:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1 &= \omega \left(t - \frac{r_0 + R + \frac{\lambda}{4}}{c} \right), \\ \Phi_2 &= \omega \left(t - \frac{r_0 + R + \frac{\lambda}{2} + \frac{\lambda}{4}}{c} \right), \\ \Phi_3 &= \omega \left(t - \frac{r_0 + R + \lambda + \frac{\lambda}{4}}{c} \right), \\ &\dots \dots \dots \\ \Phi_N &= \omega \left(t - \frac{r_0 + R + (N-1)\lambda/2 + \lambda/4}{c} \right) \end{aligned} \right\} (1.42')$$

ketma-ketlikni tashkil qiladi. Bu gerdan qo'shni zonalarining tebranishlari fazalari bo'yicha π ga farq qilishi ko'rinib turibdi, demak, ular R kuzatish nuqtasiga qarama-qarshi fazada keladi. Har bir zonadan kelayotgan to'lqinlar ketma-ketligini (1.43)

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= E_{01} \cos \omega \left(t - \frac{r_0 + R + \frac{\lambda}{4}}{c} \right), \\ E_2 &= -E_{02} \cos \omega \left(t - \frac{r_0 + R + \frac{\lambda}{4}}{c} \right), \\ E_3 &= E_{03} \cos \omega \left(t - \frac{r_0 + R + \frac{\lambda}{4}}{c} \right), \\ E_4 &= -E_{04} \cos \omega \left(t - \frac{r_0 + R + \frac{\lambda}{4}}{c} \right), \\ &\dots \dots \dots \\ E_N &= E_{0N} \cos \omega \left(t - \frac{r_0 + R + \frac{\lambda}{4}}{c} \right) \end{aligned} \right\} (1.43)$$

ko'rinishda yozish mumkin. R kuzatish nuqtasidagi (1.27) integral orqali ifodalanuvchi yig'indi maydonni biz endi (1.43) diskret ketma-ketlik bilan ifodalangan zonalaridan kelayotgan barcha to'lqinlar maydonlarining yig'indisi

bilan almashtiramiz:

$$E(P) = -a \sum_i (-1)^i K(r_i) \cos \omega \left(t - \frac{r_0 + R + \frac{\lambda}{4}}{c} \right), \quad (1.44)$$

bu yerda $i = 1, 2, 3, \dots$. Bu maydon amplitudasi quyidagi yig'indi orqali aniqlanadi:

$$E_0(P) = \sum_i E_{0i} = -a \sum_i (-1)^i K(r_i). \quad (1.44')$$

Frenel bu yig'indilarni quyidagicha gruppalariga ajratib hisoblashni taklif qilgan:

$$E_0(P) = \frac{E_{01}}{2} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \left(\frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2} \right) + \dots + \left(\frac{E_{0(N-2)}}{2} - E_{0(N-1)} + \frac{E_{0N}}{2} \right) + \frac{E_{0N}}{2}. \quad (1.45)$$

$K(r_i)$ funksiyaning juda sekin o'zgarishi tufayli, Frenel qavs ichidagi ifodalarni nolga teng deb hisobladi. U vaqtda agar N zonalar soni toq bo'lsa,

$$E_0(P) = \frac{E_{01} + E_{0N}}{2} \quad (1.46)$$

(1.46) bo'ladi va agar zonalar soni juft bo'lsa,

$$E_0(P) = \frac{E_{01} - E_{0N}}{2} \quad (1.46')$$

bo'ladi. Zonalar soni butun bo'lmasa (1.46) va (1.46') formulalarga tegishli ishora bilan qo'shimcha had kiritiladi. $N \rightarrow \infty$ bo'lganda $K(r) \rightarrow 0$ bo'ladi. Bu holda

$$E_0(P) = \frac{E_{01}}{2} \quad (1.46'')$$

bo'ladi, ya'ni chegaralanmagan to'lqinning barcha zonalaridan kelayotgan elementar to'lqinlar to'plami amplitudasi birinchi zona amplitudasining yarmiga teng.

R nuqtaga yorug'lik maydoni yuborayotgan sohaning $N \rightarrow \infty$ bo'lgan vaqtdagi kattaligini topaylik. Buning uchun birinchi zonaning yuzini yassi to'lqin uchun hisoblaymiz. 6- rasmda sferik to'lqin tasvirlangan bo'lsa ham, undan yassi to'lqin uchun birinchi zonaning yuzi $\Delta \Sigma_1 = \pi \rho_1^2$ ekanligi ko'rinib turibdi, bu yerda

$$\rho_1^2 = r_0^2 - r_1^2 = (r_1 + r_0)(r_1 - r_0) = (r_1 + r_0) \frac{\lambda}{2}, \quad (1.47)$$

chunki

$$r_1 - r_0 = \frac{\lambda}{2};$$

Shuning uchun

$$\Delta \Sigma_1 = \frac{\pi(r_1 + r_0)}{2} \lambda \quad (1.48)$$

deb yozish mumkin yoki $r_1 = r_0 + \frac{\lambda}{2}$ tenglikni nazarda tutsak,

$$\Delta \Sigma_1 = \pi r_0 \lambda + \frac{\pi}{4} \lambda^2 \quad (1.49)$$

bo'ladi.

(1.49) formulada λ^2 ishtirok etgan had birinchi haddan kichik bo'lganligi sababli uni e'tiborga olmasak ham bo'ladi. Shunday qilib,

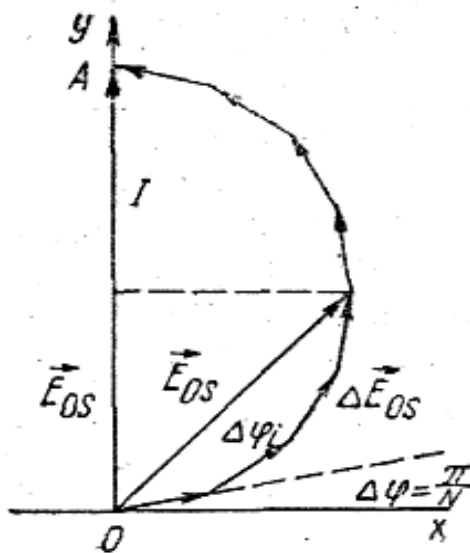
$$\Delta \Sigma_1 = \pi r_0 \lambda \quad (1.50)$$

bo'ladi. (Boshqa barcha qolgan zonalarning yuzlari ham yuqori tartibdagi kichik farq bilan $\Delta \Sigma_1$ ga teng bo'lishini ko'rsatish qiyin emas.)

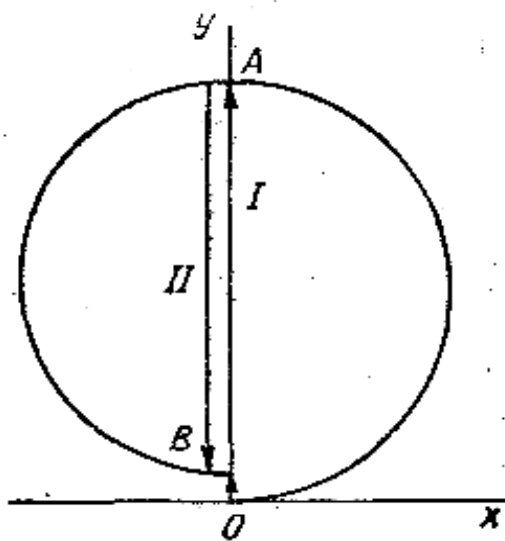
Agar $r \rightarrow 0$ bo'lsa, ya'ni kuzatish nuqtasi E boshlang'ich to'lqin sirtiga yaqinlashsa, $\Delta \Sigma_1 \rightarrow 0$ bo'ladi, ya'ni E to'lqindan R nuqtaga nurlanish yuborayotgan soha, yorug'lik manbai va kuzatish nuqtasini birlashtiruvchi to'g'ri chiziqli ustida yotuvchi nuqtaga aylanadi. Shu bilan to'lqin nazariyasi asosida yorug'likning bir jinsli muhitda to'g'ri chiziqli bo'ylab tarqalishi isbot qilindi.

Frenel zonalaridan foydalaniladigan turli difraksion masalalarda yorug'lik tebranishlarining amplitudalari va fazalarini grafik usulda aniqlash mumkin. 49-rasm bu kattaliklarni topish prinsipini tushuntiradi. Har bir zonani yana amplitudalari teng bo'lgan qator kichik zonalarga bo'lib chiqiladi. Ularning har biri qo'shni zonadan fazasi bo'yicha $\Delta \varphi = \pi/N$ kattalikka farq qiladi. Bu yerda N — bitta zonaning bo'lingan bo'laklari soni. Zonaning ichki va tashqi chetlaridan tarqalayotgan tebranishlar fazasi π ga farq qiladi. Zonaning har bir qismi amplitudasi ΔE_{os} , butun zonaning natijaviy amplitudasi E_{os} bo'lsin. Zonaning bir

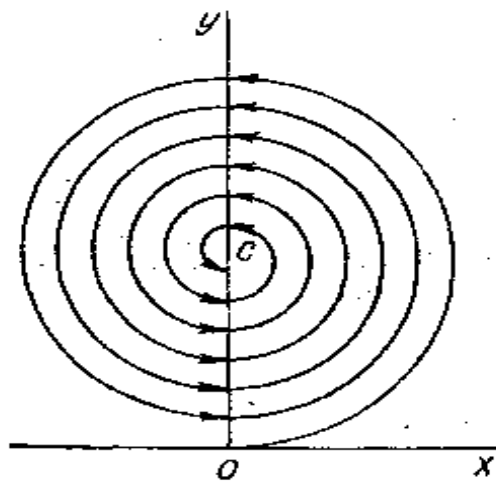
qismi beradigan tebranishni (7- a rasm) $\Delta \vec{E}_{os}$ vektor bilan tasvirlab, uni zonaning birinchi qismi uchun x o'qiga nisbatan $\Delta \varphi = \pi/N$ burchak ostida yo'naltiramiz. Ikkinchi qismining tebranishi shunday vektor bilan tasvirlanadi, biroq birinchi vektorga nisbatan $\Delta \varphi$ burchak hosil qilib yo'nalgan bo'ladi va h. k.



a)



b)



s)

7-rasm.

Bitta zona uchun butun vektor diagrammani yasash natijasida zonaning eng oxirgi qismining tebranishini ifodalovchi vektorning uchi Oy vertikalni A nuqtada kesib o'tib vektorlar ko'purchagini tutashtiradi. OA vektor butun bir zonaning natijaviy amplitudasini beradi, natijaviy faza esa $\pi/2$ ga teng bo'ladi.

7-a rasmda bitta zonaning yarmidan hosil bo'ladigan amplituda $\Delta \vec{E}'_{os}$ vektori orqali tasvirlangan. Uning fazasi $\Delta \phi_1 = \pi/4$ ga teng, amplitudasi

$E'_{os} = \frac{E}{\sqrt{2}}$ bo'ladi. 7-b rasmda ikkita qo'shni zonalarning ta'siri tasvirlangan.

OA vektor birinchi zonaning amplitudasini, AV vektor esa ikkinchi zonaning amplitudasini ifodalaydi. AO va AV lar qarama-qarshi tomonga yo'naltirilgan. Agar ular asbolyut qiymatlari bo'yicha teng bo'lsa, natijaviy tebranish nolga teng bo'lar edi. Lekin ularning teng bo'lmaganlari hisobiga ularning farqi bilan aniqlanuvchi uncha katta bo'lmagan OV natijaviy tebranish qoladi. Chegaralanmagan to'lqinning tarqalishida barcha zonalarning cheksiz to'plami spiral bilan tasvirlanuvchi vektor diagrammani beradi.

(7-s rasm). natijaviy OS amplituda bu holda $\frac{E}{2}$ ga teng bo'ladi va $\frac{\pi}{2}$ fazaga ega bo'ladi.

Amplituda va fazalarni aniqlashning grafik usuli zonalarni to'siqlar bilan chegaralangandagi yoki zonalarga sun'iy ravishda qo'shimcha fazaviy kechikish kiritilgan holdagi masalalarni hal etish uchun juda qulaydir.

§1.3 Frenel difraksion hodisalari

Difraksion hodisalar o'z xarakteriga qarab ikkita katta sinfga bo'linadi. Birinchi sinf hodisalar difraksion manzara tushayotgan to'lqinni chegaralovchi ekranlardan chekli masofada kuzatiladigan holga tegishlidir. (6-rasmda r_0 ekrandagi tirqish o'lchamlari yoki ekranning o'zining o'lchamlari tartibidagi kattalikka ega.) Bu sinfga oid difraksion hodisalarni birinchi bo'lib Frenel o'rgangan va shuning uchun ular Frenel difraksiyasi deb ataladi. Ushbu sinf difraksion hodisalari difraksiya nazariyasining to'g'riligini tekshirish nuqtai nazaridan juda muhimdir. Ikkinchi sinf hodisalari difraksion manzara tushayotgan to'lqinni chegaralab turuvchi ekranlardan cheksiz uzoqlikda lokallashgan holga tegishli bo'ladi. Demak, difraksiyalanuvchi yorug'lik dastalari parallel dastalardan iborat bo'ladi. Har bir shunday dasta birinchi zona maydonining yarimiga teng kuchli bo'ladi, ya'ni maydon amplitudasi:

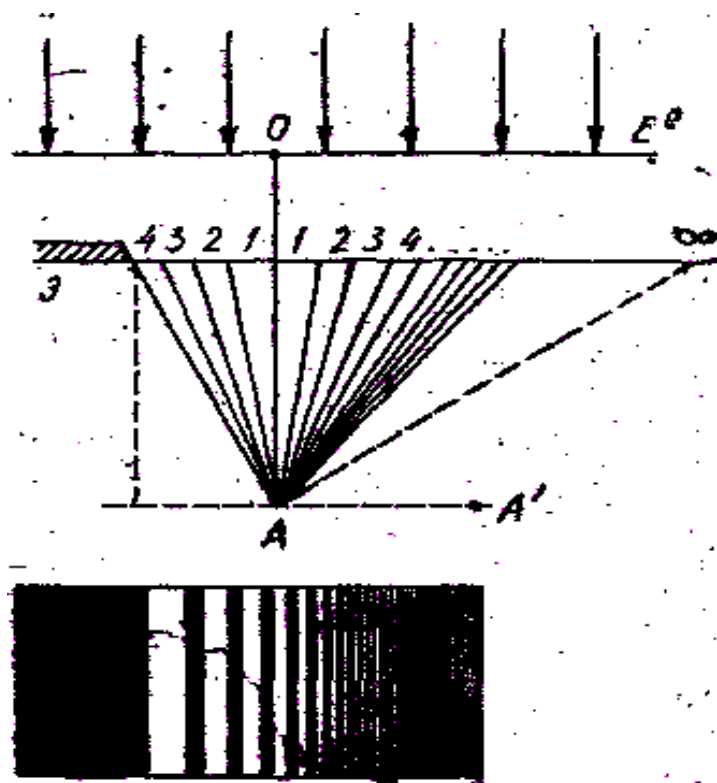
$$E = \frac{E}{2} \quad (1.51)$$

bo'ladi. Chap zonalarning hosil qilgan maydoni uchun taqriban

$$E_0'' = \frac{E_{01} - E_{04}}{2} \quad (1.52)$$

deb yozish mumkin. Natijaviy tebranish amplitudasi

$$E_0 = E_0' + E_0'' = E_{01} - \frac{E_{04}}{2} \quad (1.53) \text{ ga teng bo'ladi. Ixtiyoriy holda}$$



8-rasm.

$$E_0 = E_{01} \pm \frac{E_{0N}}{2} \quad (1.54)$$

bo'lad. Bu yerda «+» yoki «—» ishora N ning toq yoki juft bo'lishiga qarab olinadi. E_{0N} ni (1.54) formulaga asosan quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$E_{0N} = \frac{2\lambda E_0}{R_0 + r} K(r_N). \quad (1.55)$$

$K(r_N)$ ning N ortishi bilan kamaya borganligidan intensivlik maksimumlarining balandligi va minimumlarining chuqurligi kamayib boradi. Bu hol kuzatish nuqtasining ekran chetidan uzoqlashishida kuzatiladi. Difraksion manzaralarni Frenel zonalar usuli bilan hisoblash metodikasini murakkabroq ekran va tir-qishlarga ham qo'llash mumkin.

II-BOB. FRENEL ZONALARINI TEXNIKADA QO'LLANILISHI

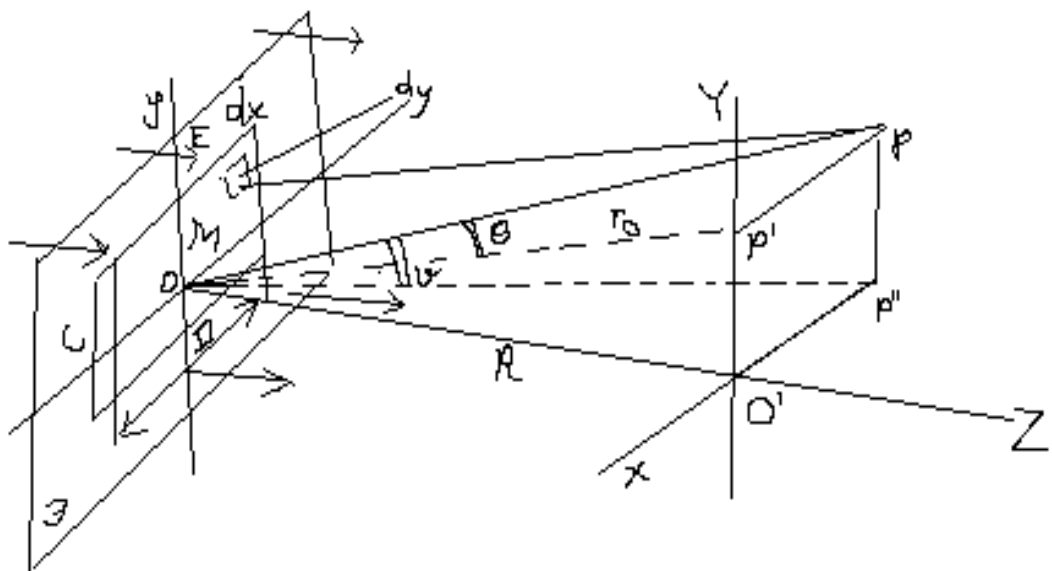
§2.1 Fraunhofer difraksion hodisalarini qo'llanilishi

Fraunhofer difraksion hodisalarini. To'g'ri to'rtburchakli va doiraviy tirqishdan bo'ladigan difraksiya Fraunhofer difraksion hodisalarini difraksiya hosil qiluvchi ekran va ulardagi tirqishlardan cheksiz uzoq masofalarda kuzatiladi. Bu holda difraksiyalovchi ob'ektlardan kuzatish nuqtalariga parallel nurlar dastalari ketadi. Agar ularning yo'llariga yig'uvchi linza qo'yilsa, parallel dastalardan har biri linzaning fokal tekisligida to'planib yorug'lanuvchi nuqtani hosil qiladi. Barcha bunday nuqtalar tuplami Fraunhofer difraksion manzarasini beradi. Agar bunda difraksiyalovchi tirqishga (yoki kichik noshaffof ekranga) yassi to'ldin kelib tushayotgan bo'lsa, u holda bu cheksizlikka uzoqlashtirilgan nuqtaviy manbaga mos keladi. Biroq amalda difraksiyalovchi tirqishlar va boshqa obyektlar linza fokusiga qo'yilgan kichik o'lchamdagi manba (nuqtaviy manba, ingichka tirqish) yordamida yoritiladi.

Fraunhofer difraksion hodisalarini difraksiya hosil qiluvchi ekran va ulardagi tirqishlardan cheksiz uzoq masofalarda kuzatiladi. Bu holda difraksiyalovchi obyektlardan kuzatish nuqtalariga parallel nurlar dastalari ketadi. Agar ularning yo'llariga yig'uvchi linza qo'yilsa, parallel dastalardan har biri linzaning fokal tekisligida to'planib yorug'lanuvchi nuqtani hosil qiladi. Barcha bunday nuqtalar to'plami Fraunhofer difraksion manzarasini beradi. Agar bunda difraksiyalovchi tirqishga (yoki kichik noshaffof ekranga) yassi to'ldin kelib tushayotgan bo'lsa, u holda bu cheksizlikka uzoqlashtirilgan nuqtaviy manbaga mos keladi. Biroq amalda difraksiyalovchi tirqishlar va boshqa obyektlar linza fokusiga qo'yilgan kichik o'lchamdagi manba (nuqtaviy manba, ingichka tirqish) yordamida yoritiladi. I manba (simob lampa, inertgaz-geliy, neon, argon va h k.) bilan to'ldirilgan gaz razryad trubka) bir nechta monohromatik nurlanish beradi. O kondensor linza manbadan kelayotgan yorug'likni S ingichka tirqish ko'rinishidagi teshikka to'plab beradi. Bu teshik endi o'zi juda ingichka yorug'lanuvchi chiziq ko'rinishiga ega bo'lgan yorug'lik manbai vazifasini

o'taydi. S tirqish O kollimator linzaning fokusida joylashgan bo'ladi. Shuning uchun S tirqishning har bir nuqtasidan kelayotgan yorug'lik K kollimatordan o'tgandan so'ng deyarli parallel dasta bo'lib ketadi. O linzadan keyin yorug'lik chetlari S tirqishning chetlariga parallel bo'lgan S tirqishga qarab yo'naladi. S tirqish difraksiyalanuvchi dastalar hosil qilib berish uchun xizmat qiladi. S tirqishdan o'tgan yorug'lik T ko'rish trubasining O obyektiviga borib tushadi. Barcha yo'nalishlar bo'yicha difraksiyalangan parallel dastalar O obyektivining f fokal tekisligida to'planadi. Difraksion manzaraga O O okulyardan qaraladi. CF yorug'lik filtri I manba berayotgan barcha nurlar to'plamidan bitta monohromatik nurlanishni ajratib berishi uchun mo'ljallangan. Ushbu holda difraksion manzra qorong'u va yorug' polosalar sistemasidan iborat bo'lib, ikki nur interferensiyasining manzarasiga o'xshash manzarani vujudga keltiradi. Difraksion manzaraning markazida eng katta intensivlikka ega bo'lgan maksimum kuzatiladi. Garchi Fraungofer difraksiyasi Frenel difraksiyasidan farqli o'laroq cheksizlikda kuzatilsada, bu yerda ham Frenel zonalarini qo'llash mumkin.

Lekin biz bu yerda difraksion manzaradagi intensivlik taqsimoti haqidagi masalaning 1.2-paragrafda keltirilganga o'xshash analitik yechimidan foydalanamiz. Farq faqat shundaki, bunda tushayotgan to'lqin yassi va kuzatish cheksizlikda bo'ladi. Zarur munosabatlarni keltirib chiqarish uchun 9-rasmga murojaat qilamiz. Yassi noshaffof chegaralanmagan E ekrandagi to'g'ri to'rtburchakli tirqishga to'g'ri to'lqin fronti ekran tekisligiga parallel bo'lgan yassi to'lqin tushayotgan bo'lsin.



9-rasm.

Tushayotgan to'liqin monohromatik, uning elektr maydoni tirqishda

$$E = E \cos \theta$$

qonunga bo'ysungan holda o'zgaradi deb hisoblaymiz. E ekran tekisligida koordinata o'qlarini shunday o'tkazamizki, x o'qi D ga parallel, y o'qi C ga parallel, z o'qi esa CD ga perpendikulyar bo'lsin (9-rasm). So'ng biror P (XY) kuzatish nuqtasini tanlaymiz. Difraksiyalovchi CD tirqishning ixtiyoriy M nuqtasidan P nuqtagacha bo'lgan masofani r orqali, OP masofani esa r_0 orqali belgilaymiz; PP' va PP'' – P nuqtadan X va Y o'qlariga tushirilgan perpendikulyarlar, $\angle POP' = 0$, $\angle POP'' = \nu$

M nuqta chetlaridan P kuzatish nuqtasiga d to'liqin elementidan yuborilayotgan elementlar to'liqinining amplitudasi bu elementning d yuziga tog'ri proporsional va r ga teskari proporsional deb hisoblaymiz. 0 va burchaklarni kichik deb faraz qilib, $K(r)$ Frenel funksiyasini uning K maksimal qiymatiga tenglashiramiz. Lekin K (1.25) ga asosan $\frac{1}{2}$ ga eng. Bu holda M ning chetlaridan kelayotgan elementlar to'liqinni (1.25) ga o'xshatib

$d\Sigma = dx dy$, shuning uchun integrallashni x va y bo'yicha o'tkazish mumkin. U holda E uchun

$$(1.55)$$

$$E = \int_{-D/2}^{D/2} \int_{-C/2}^{C/2} \frac{E_0}{\lambda r} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) dx dy$$

ifoda hosil bo'ladi. Endi r ni x, y, z va X, Y, Z lar orqali ifodalaymiz. Analitik

$$r^2 = (x - X)^2 + (y - Y)^2 + (z - Z)^2$$

geometriyadan ma'lumki, x, y, z va X, Y, Z koordinatalarga ega bo'lgan ikki nuqta

(1.56)

orasidagi masofa ifoda orqali aniqlanadi. Biz qurayotgan hol uchun x, y, z – nuqta M ning koordinatalari, X, Y, Z – nuqta P ning koordinatalari. Demak, $Z=0$ bo'lganligidan

$$r^2 = X^2 + Y^2 + Z^2 + x^2 + y^2 - 2(xX + yY).$$

$$r_0^2 = OP^2 \text{ y'qyH}$$

$$r_0^2 = X^2 + Y^2 + Z^2$$

$$r^2 - r_0^2 = -2(xX + yY) + x^2 + y^2.$$

deb yoza olamiz. $r - r_0$ farqni topamiz:

(1.58)

$r^2 - r_0^2 = (r + r_0)(r - r_0)$ bo'lganidan kichik θ va ϑ lar uchun $r + r_0 = 2r_0$ deb hisoblab,

$$r = r_0 - \frac{xX + yY}{r_0} + \frac{x^2 + y^2}{2r_0}$$

(1.59)

ga ega bo'lamiz. x va y ning maksimal qiymatlari mos ravishda $x_m = D/2$, $y_m = C/2$

ga teng bo'ladi. Bu nuqtalar uchun

$$r = r_0 - \frac{DX + CY}{2r_0} + \frac{D^2 + C^2}{8r_0} \quad (1.60)$$

(1.60) formula (1.57) ifodadagi uchinchi hadni tashlab yuborish shartini topish

$$\frac{DX}{2r_0} \gg \frac{D^2 + C^2}{8r_0}, \quad \frac{CY}{2r_0} \gg \frac{C^2 + D^2}{8r_0} \quad (1.61)$$

imkonini beradi. Bu shart

$$\frac{DX + CY}{2r_0} \gg \frac{D^2 + C^2}{8r_0} \quad (1.62)$$

dan iborat.

(1.70) dagi ikkala shart o'xshash bo'lgani uchun ularning birinchisi bilan chegaralanib va $D = C$ deb olib,

$$\frac{D}{2} \ll X \quad (1.63)$$

$$X = r_0 \sin \theta, \quad Y = r_0 \sin \theta$$

ga ega bo'lamiz.

(1.64)

9-rasmdan kelib chiqadi.

Agar X difraksion manzaraning birinchi minimumiga mos kelsa, ya'ni birinchi difraksion maksimumning chiziqli yarim kengligini ifodalasa, u holda (1.63) va (1.64)lardan

$$2 \sin \theta_1 \gg \frac{D}{r_0}$$

(1.65)

ni hosil qilamiz.

Shunday qilib, bus hart difraksiyalovchi teshikning burchak kengligi bosh difraksion maksimumning burchak kengligidan ko'p marta kichik bo'lishi kerakligini ko'rsatadi. Bu holda (1.60)dagi x va y ishtirok etgan hdlarni tashlab yuborish mumkin. U hold (1.56) integralning ifodasini.

$$E = \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} \int_{-\frac{C}{2}}^{\frac{C}{2}} \frac{E_0}{\lambda r} \cos \omega \left(t - \frac{r_0}{c} + \frac{xX + yY}{cr_0} \right) dx dy$$

(1.66)

ko'rinishda yozish mumkin. Biz 0 va burchaklarni kichik deb olayotganimiz uchun integrallashda r va r larni o'zgarmas va $R=OO'$ (R – ekran (E) tekisligi bilan difraksiya kuzatilayotgan tekislik orasidagi masofa) deb hisoblash mumkin.

$$E = \frac{E_0}{\lambda R} \int_{-\frac{C}{2}}^{\frac{C}{2}} dy \left\{ \frac{cR}{\omega X} \sin \omega \left[t - \frac{R}{c} + \frac{\frac{DX}{2} + yY}{cR} \right] - \frac{cR}{\omega X} \sin \omega \left[t - \frac{R}{c} + \frac{-\frac{DX}{2} + yY}{cR} \right] \right\} = \frac{2cE_0}{\lambda \omega X} \int_{-\frac{C}{2}}^{\frac{C}{2}} \sin \frac{\omega DX}{2cR} \cos \omega \left[t - \frac{R}{c} + \frac{yY}{cR} \right] dy \quad (22.15)$$

U vaqtda x bo'yicha integrallab

ni hosil qilamiz. y boyicha integrallash

$$E = \frac{4c^2 R E_0}{\lambda \omega^2 XY} \sin \frac{\omega DX}{2cR} \sin \frac{\omega CY}{2cR} \cos \omega \left(t - \frac{R}{c} \right)$$

(1.66)

ni beradi. Agar natijaviy to'qinning amplitudasi bilan chegaralansak, (1.66)formulani quyidagi ko'rinishda qayta yozish mumkin:

$$E^0 = \frac{CDE_0}{\lambda R} \frac{\sin \frac{\pi D \sin \theta}{\lambda}}{\frac{\pi D \sin \theta}{\lambda}} \cdot \frac{\sin \frac{\pi C \sin \vartheta}{\lambda}}{\frac{\pi C \sin \vartheta}{\lambda}} \quad (1.67)$$

X va Y larni (1.64) formulalar bo'yicha almashtirib ($R = r_0$ ekanligini nazarda tutib), w/c ni $2\pi/\lambda$ ga almashtirsak, (1.67) ifoda

$$E^0 = \frac{CDE_0}{\lambda R} \frac{\sin \frac{\pi D \sin \theta}{\lambda}}{\frac{\pi D \sin \theta}{\lambda}} \cdot \frac{\sin \frac{\pi C \sin \vartheta}{\lambda}}{\frac{\pi C \sin \vartheta}{\lambda}} \quad (1.68)$$

ko'rinishga keladi. Bu yerda θ va ϑ - tegishli tekisliklardagi difraksion burchaklari.

XY tekislikning 1 sm^2 yuzidan o'tayotgan quvvat oqimi S Umov – Poyitning vektori orqali aniqlanadi:

$$S = |\vec{S}| = \frac{c}{4\pi} E^0{}^2. \quad (1.69)$$

E ning qiymatini

$$S = S_0 \frac{\sin^2 \alpha \sin^2 \beta}{\alpha^2 \beta^2} \quad (1.70)$$

Ifodani topamiz. Bu yerda

$$\left. \begin{aligned} S_0 &= \frac{c}{4\pi} \left(\frac{CD}{\lambda} \right)^2 \frac{E_0^2}{R^2}, \\ \alpha &= \frac{\pi D \sin \theta}{\lambda}, \\ \beta &= \frac{\pi C \sin \vartheta}{\lambda}. \end{aligned} \right\}$$

(1.71)

10-rasmda difraksiyalangan yorug'lik quvvatining θ burchak funksiyasi sifatida taqsimot grafigi keltirilgan. θ burchak uchun ham bog'lanish grafigi huddi shunga o'xshash bo'ladi. Agar $\alpha = 0$, $\beta = 0$ bo'lsa, intensivlikning bosh maksimumi hosil bo'ladi. Minimumlar

$$\sin \frac{\pi D \sin \theta}{\lambda} = m \pi, \quad \sin \frac{\pi C \sin \theta}{\lambda} = n \pi$$

(1.72)

shartlardan aniqlanadi. Bu yerda $m=1,2,3,\dots$, $n=1,2,3,\dots$.

Grafikdan (10-rasm) ko'rinib turibdiki, deyarli hamma yorug'lik quvvati

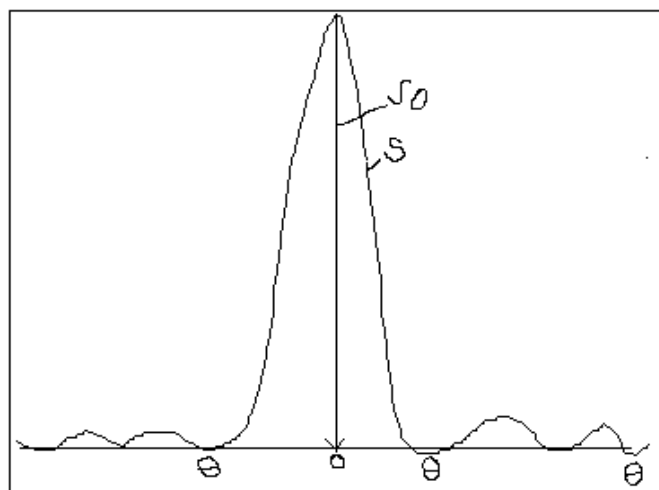
$$\sin \theta_1 = \pm \frac{\lambda}{D}$$

(1.73)

shartdan aniqlanuvchi $-\lambda/D$, λ/D nuqtalar orasiga joylashgan bosh maksimum sohasiga to'g'ri keladi. Burchak θ uchun

$$(\sin \theta_1 = \pm \frac{\lambda}{C})$$

(1.74)



10-rasm.

shartga bo'ysunuvchi- ϑ_1 , ϑ_1 burchaklar bilan chegaralangan) maksimumdagi intensivlik (1.71) formula bo'yicha hisoblanadi. Shunday qilib θ va ϑ burchaklar bilan aniqlanadigan yo'nalishlarda 1 sm^2 yuzidan difraksiyalanib o'tagn quvvat oqimi

$$S = \frac{cE_0^2}{4\pi R^2} \left(\frac{CD}{\lambda} \right)^2 \frac{\sin^2 \frac{\pi D \sin \theta}{\lambda}}{\left(\frac{\pi D \sin \theta}{\lambda} \right)^2} \times \frac{\sin^2 \frac{\pi C \sin \vartheta}{\lambda}}{\left(\frac{\pi C \sin \vartheta}{\lambda} \right)^2}$$

(1.75)

ga teng. I rasmda to'g'ri to'rtburchakli teshiklardan hosil boladigan difraksion manzara tasvirlangan, 11-rasmda esa tirqishdagi difraksiyaning tasviri ko'rsatilgan. Doiraviy tirqishdan hosil bo'ladigan difraksion manzara konsentrik halqalar shaklida bo'ladi. Intensivlikning radius bo'yicha taqsimoti to'g'ri to'rtburchakli teshik uchun 10-rasmda keltirilgan taqsimotga o'zhash bo'ladi. Lekin maksimumlar va minimumlar orasidagi masofa to'g'ri to'rtburchakli teshikdagiga qaraganda bir muncha farq qiladi. Doiraviy teshikdan hosil bo'ladigan difraksiya uchun birinchi minimum

$$\sin \varphi_1 = \frac{1,22 \lambda}{D}$$

1. shartdan aniqlanadi, bu yerda D – teshik diametri; φ - doiraviy teshik bo'lgan hol uchun difraksiya burchagi.

(1.75) formula kuzatish nuqtasidagi energeti yoritilganlik kattaligini beradi. Difraksiyalangan yorug'lik kuchi uchun (1.75) ga asosan

$$I_s = E_s R^2$$

deb yozish mumkin. Endi difraksiya hosil qiluvchi teshikka tushayotgan birlik yuzaga to'g'ri keluvchi $cE_2/4\pi$ quvvatni O_2 kollimator lijnzasining fokusiga joylashtirilgan S_1 yorug'lik manbaining B_e energetik ravshanligi bilan almashtiramiz. S_2 tirqishning energetik yoritilganligi, S_1 tirqishning yorug'lik

kuchiga, ya'ni $B_e \cdot s \cdot h$ ning O_2 linzagacha bo'lgan f_2 masofaning kvadratiga bo'linganiga teng. Binobarin,

$$\frac{cE_0^2}{4\pi} = B_2 \frac{sh}{f_2^2},$$

bu yerda s va h – mos ravishda S_1 tirqishning kengligi va balandligi.

$s/f_2 \ll 1$ va $h/f_2 \ll 1$ bo'lganligi uchun biz ularni S_1 tirqishning burchak

$$\frac{s}{f_2} = d\varphi, \quad \frac{h}{f_2} = d\chi.$$

o'lchamlari bilan almashtirishimiz mumkin, ya'ni:

U holda to'g'ri to'rtburchakli teshikda difraksiyalangan I_e yorug'lik kuchi uchun

$$I_3 = B_2 d\varphi d\chi \left(\frac{CD}{\lambda}\right)^2 \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2} \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2}$$

ni yozishimiz mumkin. Bu yerda α va β (1.71) formuladan aniqlanadi.

§2.2. Frenel tekis zonal antennasi

Frenel (Fresnel) fransuz fizigi bo'lib, to'lqinli o'ptikaning asoschilaridan biri, Parij FA a'zosi (1823 dan boshlab). Me'mor oilasida tug'ilgan Parijdagi Politexnika maktabi, yo'llar va ko'priklar maktabini tugatgan. Yo'l ta'mirlash bo'yicha injener bo'lib ishlagan. Napolionga qarshi harbiy yurishlarda ishtiroki uchun ishdan chetlatilgan. Ushbu davrda Frenel optikaga oid ishlar bilan shug'ullandi. 1815-yilda u o'z vazifasiga qayta tiklanadi va 1818-yilda Parijda dengiz mayaklarni qayta tiklash ishi bilan mashg'ul bo'ladi. 1818-1823-yillar mobaynida u o'zining yorug'lik difraksiyasi va qutblanishiga doir klassik ilmiy izlanishlarini olib bordi. Frenel difraksiya nazaritasini yaratib (T. Yungdan mustaqil ravishda) unga Gyugens prinsipimi asos qilib oldi va uni elementar to'lqinlar interferensiyasi haqidagi asosiy g'oya bilan to'ldirdi. Maskur prinsip asosida geometrik optika qonunlarini izohlab berdi. U tomondan to'lqin frontini hududlarga bo'lishga asoslangan difraksion sirtini hisoblashning yaqinlashtirilgan

uslubini kashf etilib, birinchi marta ekran cheti va teshikdan o'tgan nurlar difraksiyasini korib chiqildi. Frenel interferensiya hodisalarini klassik namoish usuli bo'lgan bi prizma va bi ko'zgulardagi tajribalarning muallifidir. U birinchi marta yorug'likni qutublanish hodisasini yorug'lik to'lqinlarining kondalang to'lqin deb olgan holda izohlab berdi va yorug'likni qaytishi va sinishi uchun miqdoriy bog'lanishlarni keltirib chiqardi. Frenelning harakatsiz efir va yorug'lik to'lqinlari o'sish koeffisienti haqida aytgan fikrlari X.A. Lorentsning harakatlanuvchi muhitlar elektrodinamikasiga asos bo'ldi.

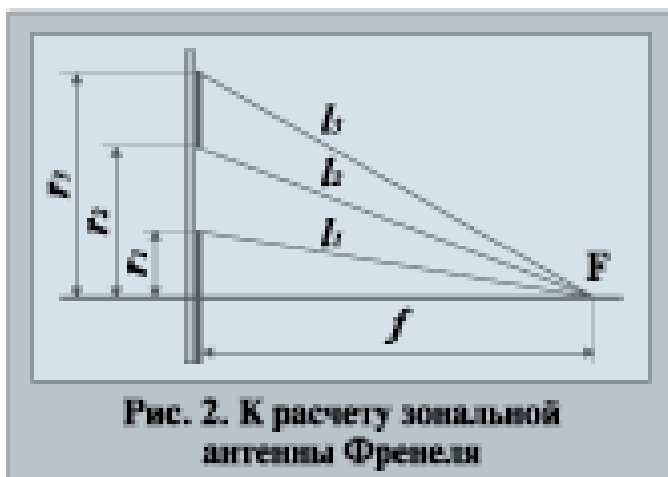


Hozirgi vaqtda bevosita yo'ldoshli television antennalarda asosan ikki hil Frenelning zonal antennasi keng ishlatilmoqda: o'q-simmetrik va asimmetrik. Parabolik akslantiruvchi tayyorlash qiyin bo'gani uchun antenna konstruksiyasini ishlab chiqarishda muqobil yo'llarni izlashga turtki bo'ldi.

Bunday konstruksiyalarga frenelning keng zonal akslantirgichilari kiradi.

Frenelning zonal antennasi o'zining ishlash prinsipiga ko'ra, parabolik akslantirgichga ega bo'lgan oddiy antennalardan tubdan farq qiladi. Aylanish paraboloidi quyidagi afzalliklarga ega: paraboloid o'qiga parallel bo'lgan radio to'lqinlar uning oynasida akslanib bir nuqtaga jam bo'ladi. Bu nuqta antenna fokusi deyiladi.

Frenel antenna akslantirgichi bir tekislikda joylashgan halqasimon jamlovchi va o'tkazuvchi yuzlardan iborat. Tushuvchi elektromagnit to'lqin tasirida har bir halqa ikkilamchi nurlanish manbayiga aylanadi. Zonal antennada har bir halqaning va ikkilamchi nurlanishning ma'lum nuqtaga fazalari bo'yicha mos keluvchi tekislikni topish mumkin. Buning uchun halqa chiziqlari o'rtasidagi oraliq belgilangan nuqta bilan signal to'lqin uzunligiga farq qilishi kerak.



$$l_1 = f + \lambda/4, \quad l_2 = f + 3\lambda/4, \\ l_3 = f + 5\lambda/4 \text{ и т.д.,} \\ \text{то есть в общем случае:} \\ l_n = f + (2n - 1) \lambda/4, \\ \text{где } n = 1, 2, 3 \text{ и т.д.}$$

Rasmda antenna markaziy gardishning yonlama kesishmasi berilgan. Agar fokus sifatida halqa va kengliklarda joylashgan nuqta olinsa, halqa markazlaridan nurlangan signallar xalqaning galdagi fokusi va chetlari orasidagi masofa fazalar jihatidan bir-biriga mos keladi. Shunday qilib, ushbu aylanada nurlangan signal fokus yonidagi signal bilan bir fazada boladi. 2-halqa yuzasida fokusgacha bo'lgan oraliq'i $F+2\lambda$ bo'lgan doira joylashadi. 3-halqatuzasida esa $F+3\lambda$ bo'lgani joylashadi va hokazo. Bu signallar fokusga sinfazalik bo'lib qo'shiladi.

Gipotenuza va katetlardan birining uzunligini bilib, uchburchakning 2-katetimi pifagor teoremasi bo'yicha halqaning tashqi va ichki radiuslarini hisoblab chiqarish mumkin.

Shunday qilib, Frenel zonal antennasi hisoblash antenna o'qida joylashgan fokus o'qining aniqlashdan iborat. Antenna diametri 500 dan 1000 mm gacha bo'lgan oraliqda tanlanadi.

$$r_1 = \sqrt{f\lambda/2 + (\lambda/4)^2}, \quad r_2 = \sqrt{3f\lambda/2 + (3\lambda/4)^2}, \quad r_3 = \sqrt{5f\lambda/2 + (5\lambda/4)^2}$$

или в общем случае:

$$r_n = \sqrt{\frac{(2n-1)f\lambda}{2} + \frac{(2n-1)^2\lambda^2}{16}} \quad (1)$$

Halqa chetlaridan tarqalayotgan signallar sinfazani ta'minlovchi signallardan farq qiladi. Frenel zonal antenasi halqalari radiusi signal to'lqinining uzunligiga bog'liqligi uchun antenna chizig'i tor bo'lib ko'rinishi mumkin. Lekin hisob kitob bunday emasligini ko'rsatadi.

Agar halqa radiusi o'rta chastotali diapozonga mo'ljallansa 10,7... 11,7 GGs yoki 11,7 – 12,5 ggs., u holda signal fazalariga mos tushuvchi aylana, diapozonining eng kam va eng ko'p chastotalarida hamon halqa yuzasida joylashgan bo'ladi.

1 va 2 tablitsada Frenel zonal Antennasining berigan diapazon chastotasi va oraliq o'lchamlarini hisoblash natijasi keltirilgan.

Tablitsalardan ayonki halqalar kengligi bir xil sekinlikda kamayib boradi. Radio xavaskor uchun Frenel zonal antenasi to'la hajmda yig'ish shart emas. Qabul uchun diametri 90 sm bo'lgan parabolik antenadan foydalanilsa, konstruksiyaga muvofiq 5 halqa bilan chegaralanish mumkin. (5-halqaga $r_{10} - r_{11}$ radiusi to'g'ri keladi). Bunda 10,7 – 11,7 ggs diapazonda antenna diametri 1098mm ga teng. 11,7 – 12,5 ggs da esa – 1024 mm.

Agar halqa radiusini o'rta uzunlikdagi to'lqinga mo'ljallansa, sinfaza doiralari halqa yuzasining chegarasidan o'tib ketadi. Agar keng chiziqli shart bo'lmasa har bir halqani toraytirib fazalashni qaytarish mumkin.

$$r_n = \sqrt{2(n-1)f\lambda + (n-1)^2 \lambda^2}$$

Maskur hisoblash natijasida sinfaza doiurasi hosil qilinadi. Bunda n – halqa raqami, $n=1$ – markaziy gardish. Halqa kengligi formulada ifodalanmaydi balki ixtiyoriy tanlanadi. Mazkur antenaning afzalligi, yassi bo'lgan uchun qo'lbola sharoitida tayyorlash uchun qulaydir. Antennani folgalangan katta plastik bo'lak yoki folgali yopishqoq qog'oz va gerinaksdan ishlangan tunka shuningdek yog'och tolali qoplama (dvp)dan tayyorlasa bo'ladi. Shamoldan ximoyalash uchun antenaning dielektrik asosida ixtiyori teshiklar ochish mumkun.

Zo'nal antenasining kamchiligi shunday diametrli parabolik antenasiga nisbatan kamroq kuchlanish kofist-ga egaligidir. Chunki bunga antenna politnobiga tushuvchi signal energiyasining hammasi ham obluchatelga yo'nalmaydi. Buning

oldini olish uchun antenna polotnosining diometrini kattaytirish kerak bo'ladi. Lakin yenuitnik ratranelyatorining yetarli kuchlanishga va antenna o'ring katta burchak ostida, kulay holda bo'lgan vaziyatlarda ushbu antenna yahshi natija berishi mumkin.

Konvertorni mahkamlash moslamasi 3 ta duralyumin naychalardan yasaladi. Ushbu naychalarning mahkamlanish nuqtalari antenna yuzasida har 120° da joylashadi. Zonal antennisasi aynan gorizontal holda o'rnatilishi kerak. 3 ta dyuralumin naycha qatirilgan shayba markazi posangi markazi hisoblanadi. Shaba zonal antenna fokusiga 3... em oraliqda bo'lishi kerak.

Yodda tutish kerakki, gorizontal o'rnashgan zonal antennisasi shayba markazi bilan antenna markazini birlashtiruvchi chiziqlar perpendikulyarligini pasangi bilan ta'mirlash uchun qilaydir.

Frenel zonal antennasini mustaqil yasovchi radiohavaskorlar bilan quyidagi malumotlarni o'rtoqlashamiz.

JADVAL 1. TEKIS ZONALI SPUTNIK ANTENNASI		
Diapazon Ku: 10,7...11,7 GGs;		
lsr. = 26,8 mm; f = 1000 mm; markaziy disk radiusi $r_1 = 116$ mm		
Xalqalar radiusi, mm		Xalqalar kengligi, mm
$r_2 = 202$	$r_3 = 261$	59
$r_4 = 310$	$r_5 = 352$	42
$r_6 = 391$	$r_7 = 426$	35
$r_8 = 459$	$r_9 = 491$	32
$r_{10} = 520$	$r_{11} = 549$	29
$r_{12} = 576$	$r_{13} = 603$	27
$r_{14} = 628$	$r_{15} = 653$	25

$r_{16} = 677$	$r_{17} = 701$	24
$r_{18} = 724$	$r_{19} = 746$	22
$r_{20} = 769$	$r_{21} = 790$	21
$r_{22} = 812$	$r_{23} = 833$	21
$r_{24} = 854$	$r_{25} = 874$	20
$r_{26} = 894$	$r_{27} = 914$	20
$r_{28} = 934$	$r_{29} = 954$	20
$r_{30} = 973$	$r_{31} = 992$	19
$r_{32} = 1011$	$r_{33} = 1030$	19

JADVAL 2. TEKIS ZONAL SPUTNIK ANTENNASI

Diapazon Ku: 11,7...12,5 GGs;

lsr. = 24,8 mm; f = 1000 mm; markaziy disk radiusi: $r_1 = 112$ mm

Xalqalar radiusi, mm	Xalqalar kengligi, mm
$r_2 = 194$	$r_3 = 251$ 57
$r_4 = 298$	$r_5 = 339$ 41
$r_6 = 376$	$r_7 = 410$ 34
$r_8 = 441$	$r_9 = 471$ 30
$r_{10} = 499$	$r_{11} = 527$ 28
$r_{12} = 553$	$r_{13} = 578$ 25
$r_{14} = 602$	$r_{15} = 626$ 24
$r_{16} = 649$	$r_{17} = 672$ 23

$r_{18} = 694$	$r_{19} = 715$	21
$r_{20} = 736$	$r_{21} = 757$	21
$r_{22} = 777$	$r_{23} = 797$	20
$r_{24} = 817$	$r_{25} = 837$	20
$r_{26} = 856$	$r_{27} = 875$	19
$r_{28} = 893$	$r_{29} = 912$	19
$r_{30} = 930$	$r_{31} = 948$	18
$r_{32} = 966$	$r_{33} = 984$	18

Usbu natijalardan oily va o'rta mahsus ta'lim muassalari talabalari o'qish jarayonida, radiohavskorlik to'garaklarida va turli sinfdan tashqri ishlarda foydalanishlari mumkin.

XULOSA

Ushbu bitiruv malakaviy ishi elektromagnit to'liqlarning difraksiya xodisasini izoxlash imkoniyatini beruvchi Gyuygens-Frenel prinsipining asosiy tushunchalaridan bo'lgan, Frenel zonalarining moxiyatiga va uning amaliy tadbiqlariga bag'ishlangan. Bu prinsip juda yaxshi o'rganilganiga qaramasdan uning amaliy tadbiqlari shu paytgacha xali keng qo'llanilgan emas edi. Bugungi kunga kelib u zamonaviy texnik qurilmalarda muxim o'rin tutmokda. Jumladan zamonaviy aloqa vositalari va telekommunikatsiya tizimlarining bir qator asbob-uskunalarini Frenel zonalarini asosida hisoblanib, ishlatilib kelinmokda. Ushbu bitiruv malakaviy ishi Frenel zonalarining kommunikatsion texnologiyalar qurilmalarida qo'llanilishi masalalariga bag'ishlanadi.

Bitiruv malakaviy ishini tayyorlashda internet ma'lumotlaridan keng ko'lamda foydalanildi. Bitiruv malakaviy ishida hozirgi kunda sun'iy yo'ldosh television antenalarini sifatida keng qo'llanilayotgan Frenel tekis zonal antenalarining hisoblangan o'lchamlari keltirildi.

Bu hisoblashlar ikkita o'rta chastotali television diapazonda 10,7... 11,7 ggs va 11,7 – 12,5 ggsda amalga oshirildi Har bir diapazonlar uchun Frenel tekis zonal antenalarining o'lchamlari alohida hisoblandi va bitiruv malakaviy ishida keltirildi. Ushbu materialdan oliy va o'rta mahsus ta'lim muassalari talabalarini o'qish jarayonida, radiohavaskorlik to'garaklarida va turli sinfdan tashqari ishlarda foydalanishlari mumkin.

Foydalanilgan adabiyotlar ro'yhati

2. I.A.Karimov. Barkamol avlod O'zbekiston taraqqiyotining poydevori. Toshkent. "Sharq ". 1998y.
3. I.A.Karimov. "Yuksak ma'naviyat yengilmas kuch", Toshkent. "Ma'naviyat". 2009y.
4. F.A. Korolev "Fizika kursi Optika atom va yadro fizikasi" "O'qituvchi" Nashriyoti Toshkent 1978
5. S. E. Frish va A. V. Gimoreva "Umumiy fizika kursi" O'rta va oily maktab Davlat nashriyoti Toshkent 1962
6. Savelev I.V. Umumiy fizika kursi. Toshkent, "O'qituvchi ", T.2. ,1975.
7. Landsberg G.S. Optika. Toshkent, "O'qituvchi", 1981.
8. Zisman G.A., Todes O.M. Kurs obshey fiziki. Moskva, 1972
9. Godjayev N.M. Optika M. "Visshaya shkola" ,1977
- 10.Yo'ldoshev J. G', Usmonov S. A. Innovatsion ta'lim texnologiya asoslari. T. O'qituvchi. 2004.
- 11.Ubaydullaev S., Norxo'jaev M. "Ta'limga baxshida umrlar". Andijon. 2002.
- 12.Kamoldinov M., Vahobjonov B. Innovatsion pedagogik texnologiyalar asoslari. T. 2007. 80 s.

Андижон Давлат Университети физика-математика факультети, физика
бакалаври битирувчиси Қобулов Абдумаликнинг “Френель зоналари ва
унинг техникада қўлланилиши “ мазусидаги битирув малакавий ишига
илмий раҳбар

ХУЛОСАСИ

Ушбу битирув малакавий иш электромагнит тўлқинларининг дифракция ходисасини изохлаш имкониятини берувчи Гюйгенс-Френел принципининг асосий тушунчаларидан бўлган Френел зоналарининг мохиятига ва унинг амалий тадбиқларига бағишланган. Бу принцип жуда яхши ўрганилганига қарамасдан унинг амалий тадбиқлари шу пайтгача хали кенг қўлланилган эмас эди. Бугунги кунга келиб, у замонавий техник қурилмаларда муҳим ўрин тутмоқда. Жумладан замонавий алоқа воситалари ва телекоммуникация тизимларининг бир қатор асбоб-ускуналари Френел зоналари асосида ҳисобланиб, ишлатилиб келинмоқда. Ушбу битирув малакавий иши Френел зоналарининг коммуникацион технологиялар қурилмаларида қўлланилиши масалаларига бағишланади.

Битирув малакавий иши кириш, 2 та боб, хулоса ва фойдаланилган адабиётлар рўйхатидан иборат. Кириш қисмида ишнинг долбзарлиги, унинг мақсади ва ундан келиб чиқадиган вазифалар баён қилинади. Битирув малакавий ишининг биринчи боби учта параграфдан иборат бўлиб, унда Гюйгенс -Френел принципи ва унинг асосий хулосалари баён этилган.

Иккинчи бобда икита параграфдан иборат бўлиб, унда Фраунгофер дифракцияси ва Френел зоналар назариясини сунъий йўлдошлар телевизион антеналарида фойдаланиш масалаларига бағишланган. Битирувчи тамонидан Френел зоналар назариясидан фойдаланиб, Энг оптимал диапазон ҳисобланган частоталари 10,7-11,7ГГц ва 11,7-12,5 ГГц диапазонларида жойлашган сунъий йўлдошлар телевизион тўлқинлари учун тайёрланадиган ясси-доиравий антеналар учун Френел халқалари ўлчамларини ҳисобланди ва

унинг жадвали келтирилди.

Битирув малакавий ишида олий ва ўрта махсус таълим муассасаларида тўлқин оптикasi бўлимини ўқитишда қўшимча амалий материал сифатида, ҳамда радиоҳаваскорлик тўгарагида сунъий йўлдош телевизион антеналарини ясашда ўқув услубий қўлланма сифатида фойдаланиш мумкин.

Битирув малакавий иши унга қўйилган талаблар даражасида жихозланди.

Илмий раҳбар:

Физика кафедраси мудири

доц. Ш.Эрматов