

22.03
7-67

AMALIY VA UMUMIY ASTROFIZIKA



TOSHKENT

22.63
2-62
O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY
VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI

R.F.ZIYAXANOV, S.N.NURITDINOV, I.U.TADJIBAYEV

AMALIY VA UMUMIY ASTROFIZIKA

*O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi
tomonidan darslik sifatida tavsiya etilgan*

I QISM

TOSHKENT – 2017



UO'K: 553.98:553.04 (075)

KBK 22.63

Z-67

Z-67

R.F.Ziyaxanov, S.N.Nuritdinov, I.U.Tadjibayev. Amaliy va umumiy astrofizika. I qism. –T.: «Fan va texnologiya», 2017, 244 bet.

ISBN 978–9943–11–698–6

Ushbu darslik respublikamiz universitetlarining “astronomiya” va “fizika” bakalavriat ta’lim yo’nalishlari talabalari uchun mo’ljallangan bo’lib, u olti bobdan iborat. Ushbu boblarda asosiy astrofizik teleskoplar, ularning zamonaviy turlari va yordamchi vositalari, mavjud bo’lgan qabul qilgichlar, ularning vazifalari hamda amaliy astrofizikaning tadqiqot va tekshirish usullari berilgan. Xususan, birinchi bobda amaliy astrofizikaning asosiy tushuncha va kattaliklari hamda elektromagnit nurlanish spektriga oid ma’lumotlar, nurlanish qonunlari, harorat turlari keltirilgan. Ikkinchi va uchinchi boblarda zamonaviy astrofizik teleskoplar turlari, ularning asosiy xarakteristikalarini hamda yordamchi qurilma va qabul qilgichlari haqida so’z yuritiladi. To’rtinchi bob astrofizik tasvirga ta’sir etuvchi ayrim optik effektlar tabiatiga bag’ishlangan. Beshinchi bobda amaliy astrofizikaning asosiy tadqiqot usullari deyarli batafsil yoritilgan. Oltinchi bobda esa yulduzlarning asosiy xarakteristikalarini aniqlash usullari berilgan.

Данный учебник, рассчитанный на студентов бакалавров, обучающихся в ВУЗах Республики по направлениям “астрономия” и “физика”, состоит из шести глав. В этих главах говорится об основных астрофизических телескопах, их современных типах и дополнительных устройствах к ним, о существующих приемниках излучения, об их предназначении, а также об основных методах исследований практической астрофизики. В частности, в первой главе даются основные понятия и величины, применяемые в практической астрофизике, приводятся данные о спектре электромагнитного излучения, законы излучения, различные виды температуры. Во второй и третьей главах говорится о современных типах астрофизических телескопов, об их основных характеристиках, а также о вспомогательных приспособлениях и приемниках излучения. Четвертая глава посвящена природе некоторых оптических эффектов, воздействующих на астрофизическое изображение. В пятой главе почти полностью разобраны основные методы астрофизических исследований. В шестой главе даются методы определения основных характеристик звезд.

UO'K: 553.98:553.04 (075)

KBK 22.63

Taqrizchilar:

Sh.A.Egamberdiyev – O‘zFA Astronomiya instituti direktori, professor, f.-m.f.d.;
M.M.Mamadazimov – Toshkent davlat pedagogika universiteti professori, p.f.d.

ISBN 978–9943–11–698–6

© «Fan va texnologiya» nashriyoti, 2017.

KIRISH

Astrofizika – zamonaviy astronomiyaning eng yirik bo'limi hisoblanib, u ko'p to'liqlik fandir, ya'ni elektromagnit nurlanish spektrining barcha tashkil etuvchi diapozonlarida tadqiqot olib boruvchi fan, borliqdagi materiyaning esa nafaqat fizikada ma'lum bo'lgan barcha holatlarini Koinotda kuzatib, balki hali "qo'l tekizilmagan" noma'lum holatlarni ham o'rganish laboratoriyadagi vakuumga nisbatan juda keskin siyrak bo'lgan muhitdan tortib to o'ta zich moddadan iborat jismlarni tahlil qilish bilan shug'ullanadi.

Ikki og'iz astrofizika fanining tug'ilishi va birinchi qadamlari haqida aytib o'tish lozim. U dastlab gaz qonunlarini mantiqiy mulohaza usuli bilan samo jismlariga qo'llanishidan boshlanib, asosan XIX asrning oxirlarida spektral tahlil usuli keng rivojlanishi bilan osmon jismlarining nurlanish spektri yordamida ularning kimyoviy tarkibi va fizik holatini ma'lum darajada o'rganishga muvaffaq bo'lindi va astronomiyaning jiddiy yo'nalishi sifatida shakllanib bordi. Yulduzlar spektrini kuzatish astronomik obyektlar ham asosan Yerdagi bizga ma'lum kimyoviy elementlardan iborat ekanligini isbotladi. Bugun esa samo jismlarining spektrlari yordamida nafaqat ular tarkibi, temperaturasi va muhit zichligini aniqlash, balki yana fazodagi nuriy tezligi qiymatini, ulargacha masofani, nurlanish mexanizmlarini va boshqa qator fizik xarakteristikalarini o'rganish ishlari olib borilmoqda.

Bugungi kunda astrofizika keskin, revolyutsion qadamlar bosib rivojlanmoqda. Bu esa, xususan, yirik teleskoplar qurilishi hamda qator kosmik teleskoplar va observatoriyalar (masalan, Xabbl, Chandra, Spitzer, Plank kabi kosmik dasturlar asosida) atmosferadan tashqariga chiqarilishi bilan bog'liq. Astrofizik obyektlar optik va radio teleskoplardan tashqari kosmik orbitaga olib chiqilgan infraqizil, ultrabinafsha va rentgen teleskoplari yordamida ham o'rganilishi juda muhim yutuqdir.

Ushbu darslik mualliflarning O'zbekiston Milliy universitetida (ilgari Toshkent Davlat universiteti) oxirgi 30 yildan ortiq davr

mobaynida “Amaliy va umumiy astrofizika” fanidan talabalarga o‘qib kelingan ma’ruzalari va yozilgan qator o‘quv qo‘llanmalariga asoslangan. Bu fan doim ikki semestr uzluksiz o‘qitilib, oldin astrofizik kuzatuv usullari va qurilmalari bilan bog‘liq “amaliy astrofizika” qismi berilib, keyingi semestrda esa kuzatuv ma’lumotlarini qayta ishlash, qo‘lga kiritilgan aniq ilmiy fizik natijalar va nazariy yondashuv usuli bilan astrofizik obyektlar uchun ishlab chiqilgan modellar, mexanizmlar hamda evolutsiyasiga oid ma’lumotlar o‘tiladi. Xuddi shunday ketma-ketlikda bu fan qator chet el hamda Rossiyaning Moskva (MDU) va Sankt-Peterburg universitetlarida o‘qitiladi. “Amaliy astrofizika”dan darsliklar masalasiga kelsak, ingliz tilida C.R.Kitchin (2002) hamda G.H.Ricke (2002) kitoblarini tavsiya qilish mumkin. MDU professori D.Ya.Martinov tomonidan nashr qilingan “Практическая астрофизика” (1977, hajmi 34 b.t.) va “Общая астрофизика” (1987, 38 b.t.) nomli darsliklar esa ancha eskirdi. Shu sababli qo‘lingizdagi kitob darslikning 1-qismi bo‘lib, u faqat “amaliy astrofizikaga”ga bag‘ishlangan. Darslikning 2-qismini “Umumiy astrofizika” tashkil qilgan holda u astrofizik obyektlarning fizikasiga bag‘ishlanib, tadqiqot natijalari va tegishli nazariy muammolari yechimini o‘z ichiga olganligi sababli, uni alohida nashr qilishimiz rejalangan. O‘zbek tilida pedagogika universiteti talabalari uchun yozilgan professor I.Sattorovning “Astrofizika” nomli darsligi mavjud, lekin ta’lim yo‘nalishlarimiz va o‘quv dasturlar keskin turlicha ekanligi tufayli u darslikka umuman boshqacha yondashilganligi ma’lum.

Nihoyat, mualliflar professor Sh.A.Egamberdiyevga foydali taklif-mulohazalar va u darslikni to‘la qo‘llab-quvvatlagani uchun o‘z minnatdorchiliklarini bildiradilar. Undan tashqari, biz SamDU professori B.M.Mahmudovga hamda TDPU professorlari M.Mamadazimov va I.Sattorovdan ushbu darslik qo‘l yozmasini batafsil o‘qib chiqib ma’qullaganlari uchun minnatdormiz. Siz kitobxon darslikda ko‘rgan kamchiliklarni bizga (O‘zMU “Astronomiya va atmosfera fizikasi” kafedrasiga) yozib yuborsangiz yoki yetkazsangiz, mualliflar Sizdan ham albatta minnatdor bo‘lar edilar.

1-bob. AMALIY ASTROFIZIKANING ASOSIY TUSHUNCHA VA KATTALIKLARI

1-§. Fotometriya elementlari

Ko'z nurlanishning tabiiy qabul qilgichi bo'lib, u ko'rishi natijasida hosil bo'lgan taassurotlar orqali insonni tashqi olam bilan bevosita bog'laydi, ya'ni ko'z atrof olamni bilishga oid eng muhim vositadir. Material olamni ilmiy bilishligi albatta kuzatilayotgan hodisalarning miqdoriy xarakteristikalarini o'lchash bilan kechadi. Ko'rish taassurotlar sohasida bu fizikaning maxsus bo'limi – yorug'likni o'lchash fani, ya'ni fotometriyaning yuzaga kelishiga va rivojlanishiga olib keldi.

Ko'zdan tashqari nurlanishning boshqa qabul qilgichlari (fotoplastinka, fotoelement va hokazo) qo'llanila boshlangandan so'ng ulardan olingan miqdoriy effektlar vizual fotometriyada ishlab chiqilgan tushunchalar orqali o'z ifodasini topdi, faqat bolometrlar, termoelementlar va ayniqsa, kosmik radionurlanishni radiometrlar yordamida o'lchashlari o'z ifodasini energetik tushuncha va birliklarda topaboshladi.

Fan tarixida ilk bor qilingan fotometrik ish Gipparx tomonidan miloddan avvalgi II asrda bajarilgan yulduzlarni ravshanliklariga qarab ularni 6 ta sinfga - yulduziy kattaliklariga taqsimlanishi bo'ldi. Bunday taqsimlanish ikki ming yildan so'ng, XIX asrda Veber - Fexnerlarning qonuni ko'rinishida asoslanib berildi.

Yulduziy kattaliklarga taqsimlanish, ehtimol, sof ichki his etish tuyg'u orqali ochilgan bo'lishi mumkin, bunda XVIII asrdagina o'rnatilgan faktga binoan inson ko'zi o'zining yorug'likni qabul qilish hissiyotlarida ravshanlik yoki yorqinlik o'zgarishining absolyut emas, balki nisbiy qiymatini farqlay olishiga bog'liq. Oltita sham bilan yoritilgan sirt beshta sham bilan yoritilganligidan sezilarli farqlanadi, biroq 100 sham va 101 sham bilan yoritilganidan ko'pchilik farqlay olmaydi.

Fotometrik o'lchovlar odatda berilgan yoritilganlik yoki yorqinlikni etalon (namuna) deb qabul qilingan boshqasi bilan taqqoslashdan iboratdir. Bunday taqqoslashni ma'lum darajadagi aniqlik bilan bajarish mumkin, chunki ko'z yorug'lik yoki yoritilganlikning 1% dan kichik farqlanishlarini seza olmaydi. Ko'z sezishi mumkin bo'lgan yorqinlik yoki yoritilganlikning eng kichik farqlanishini ΔJ bilan, yorqinlik yoki yoritilganlikning o'zini esa, J bilan belgilaymiz; unga mos keluvchi subyektiv kattalik sezish chegarasi dS bo'ladi. Unda Veber - Fexner qonunining matematik ifodasi

$$dS = c \frac{dJ}{J} \quad (1.1)$$

bo'ladi, bu yerda c – fiziologik kattalik, u sezish chegarasi dS bilan $\frac{dJ}{J}$ kattalikni bog'lovchi koeffitsiyentdir, bunda Veber va Fexner aniqlaganlaridek, J ma'nosi nafaqat ko'rish mumkin bo'lgan narsani, balki ixtiyoriy ta'sirni, masalan, eshitish, sezish va hokazolarni tushunish mumkin. Agar (1.1) formulaga sezish S va ta'sir J orasidagi bog'lanishni ifodalovchi differensial tenglama deb qaralsa, unda uni yechgan holda

$$S - S_0 = c_1 \lg \frac{J}{J_0} \quad (1.2)$$

ni topamiz. Agar $J_0 = 1$ da $S_0 = 0$ deb olinsa, $S = c_1 \lg J$ yoki $J = 10^{S/c_1}$ bo'ladi, bu Veber - Fexner qonunidir, ya'ni uni «ta'siri geometrik progressiyada o'zgarsa, sezish arifmetik progressiyada o'zgaradi» deb ta'riflash mumkin. Yulduziy kattalik bilan ifodalanuvchi subyektiv sezishni m , ko'zga tushayotgan yorug'likning obyektiv miqdorini (u Yer sirti yoritilganligiga proporsionaldir) esa E deb belgilaylik; unda formula (1.1) ni

$$m - m_0 = c_1 \lg \frac{E}{E_0} \quad (1.3)$$

ko'rinishda qayta yozish mumkin. Ptolemeyning yulduzli katalogida 1000 dan ziyod yulduzlarning yulduziy kattaliklari berilgan. Ular zamonaviy obyektiv o'lchashlar bilan taqqoslanganda, bitta yulduzning yulduziy kattaligi ikkinchisiga nisbatan bir birlikga o'zgarganda (ya'ni $m_1 - m_2 = 1$ bo'lsa), birinchi yulduzdan

yoritilganlik ikkinchisiga nisbatan 2,5 marta o'zgarar ekan. Bu esa koeffitsiyent $c_1 = -1/0,398$ ekanini bildiradi, chunki $\lg 2,5 = 0,398$ bo'ladi.

2-§. Ko'rinma va absolyut yulduziy kattaliklar

H.Pogson konstanta c_1 ni $-2,500$ ga tenglashtirib olishni taklif qilgan. Unda formula (1.3) ni

$$m - m_0 = -2,5 \lg \frac{E}{E_0} \quad (1.4)$$

ko'rinishda qayta yozish mumkin. Ushbu formulaga muvofiq, yulduziy kattaliklari 1^m ga farqlanuvchi ikkita yulduzning hosil qilgan yoritilganlik nisbatlari 2,512 ga teng, chunki $\lg 2,512 = 0,4 = 1/2,500$.

Ushbu (1.4) formulaga ikkita ixtiyoriy doimiylar, ya'ni m_0 va E_0 lar kiritilgan; bu ixtiyoriylilikni m_0 ga mos keluvchi yulduziy kattalikni nolga tenglashtirib, yarmiga qisqartirish mumkin. Yoritilganlikning fizik birligi (lyuks) da to'xtalsa tabiiyroq bo'ladi, biroq astronomik birliklar fizik kattaliklardan avval yuzaga kelganligi sababli, fizik nuqtayi nazaridan, yulduzlarga o'rnatilgan yulduziy kattaliklar, garchi yetarlicha aniq «nol-punkt»ga ega bo'lsalar ham, ixtiyoriy deb sanaladi. Bu yerda noqulayligi faqat shundaki, turli fotometrchilar turlicha «nol-punkt»dan foydalanganlar. Masalan, ayrim holda biror yulduz qandaydir aniq yulduziy kattalikka ega, aytaylik, Lira turkumidagi α yulduzi $m = 0^m,14$ ga yoki Buzoq turkumidagi α yulduzi $m = 1^m,00$ ga ega deb belgilanadi. Boshqa holda nol-punkt yulduziy kattaliklari bir-biriga nisbatan topilgan va yulduzlarning bir qismiginasi uchun yulduziy kattaligi taxmin qilingan butunlay bir guruh yulduzlardan aniqlanadi. Qanday bo'lishidan qat'i nazar, astronomik va fizik fotometrik kattaliklar orasida mos keluvchi aniq munosabat o'rnatilishi shart.

Yulduziy kattalik nuqtaviy manba (yulduz) ning yaltiroqligini ifodalovchi parametr bo'lib, u priyomnikning nur sezuvchi yuzasiga tushayotgan nurlanish oqimi (F) ni yoki yuzaning yoritilganligi (E) ni ko'rsatadi. Agar yoritilganlik bir lyuks bo'lsa ($E=1$ lk), unga qanday yulduziy kattalik mos keladi? XIX asr oxiri - XX asr boshlarida bajarilgan aniq o'lchashlar $E_0=1$ lk yoritilganlikka $m_0 = -$

$14.18^m \pm 0.05^m$ yulduziy kattalik mos kelishini ko'rsatdi. Ya'ni zenitda joylashgan yorug'ligi $m_0 = -14.18^m$ bo'lgan yulduz Yer yuzida bir lyuks yoritilganlikni hosil qiladi. Bunda yulduz nurining bir qismi ($\approx 23\%$) Yer atmosferasida yutiladi. Demak, Yer atmosferasidan tashqarida $E_0=1$ lk yoritilganlik hosil qiladigan yulduzning yorug'ligi $m_0 = -13.89^m \pm 0.05^m$ ga teng bo'lishi lozim.

Quyosh Yer yuzini 10^5 lk bilan yoritadi va Yer atmosferasidan tashqarida Quyosh hosil qilayotgan yoritilganlik 137000 lk ga teng. To'lin Oyning yoritishi 0.25 lk, ish stoli ustidagi elektr lampaning yoritishi 20 lk, $m = 0^m$ yulduzning yoritishi $E = 2.61 \cdot 10^{-6}$ lk. Yorug'lik kuchi 1 kandellaga teng xalqaro sham 1 km uzoqlikda 0.8^m , 10 km uzoqlikda esa, 5.8^m yorug'likdagi yulduz sifatida ko'rinadi. Ya'ni yoritgich hosil qilayotgan yoritilganlik ungacha bo'lgan masofaga bog'liq. Bevosita o'lchashdan topilgan yoritilganlikning yulduziy kattaligi ko'rinma yulduziy kattalik deb nomlanadi.

Yoritgichning yorug'lik kuchi I ni topish uchun ungacha bo'lgan masofani bilishimiz shart. Yulduzlar bizdan turli masofada joylashgan. Yulduzlarni taqqoslab o'rganish uchun ularning ravshanligini hisoblash yo'li bilan bir xil masofaga keltirish maqsadga muvofiqdir. Shunday masofa sifatida 10 parsek qabul qilingan (ps, 1 parsek 205265 astronomik birliklarga teng). Bunday faraziy masofadagi yulduzning ravshanligi uning absolyut yulduziy kattaligi deb nomlanib, katta M harfi bilan belgilanadi. Agar yulduzning uzoqligi r parsekka, ko'rinma yulduziy kattaligi m ga teng bo'lsa, u xolda uning absolyut kattaligi

$$M = m + 5 - 5 \lg r \quad (1.5)$$

bo'ladi. Bu yerda $r = 1/\pi$, π – yoritgichning yillik paralaksi (π – burchak yoy sekundlarida beriladi). Absolyut yulduziy kattalikni yorug'lik kuchi (intensivlik, I) orqali ifodalash mumkin. Ma'lumki $E = I/r^2$ va undan

$$\lg I = \lg E + 2 \lg r.$$

Bir lyuks yoritilganlikka ($E_0=1$ lk) $m_0 = -13.89^m$ ko'rinma yulduziy kattalik mos keladi. Agar yulduzning uzoqligi $r=10$ ps bo'lsa, uning ko'rinma kattaligi absolyut yulduziy kattaligiga teng bo'ladi, ya'ni $m=M$. Agar yoritilganlik E lyukslarda berilgan bo'lsa, u holda

$$\lg E = 0.4(-13.89 + M) \text{ va } \lg I = 0.4(-13.89 + M) + 2 \lg r.$$

Endi $r=10$ ps uzoqlikdagi yulduzning xalqaro shamlarda ifodalangan yorug'lik kuchini hisoblash uchun bunday formulani yoza olamiz: $\lg I = 29,423 - 0,4M$ yoki ixtiyoriy m ko'rinma kattalikdagi va π yillik parallaksga ega bo'lgan yulduzning yorug'lik kuchi $\lg I = 27,423 - 0,4m - 2\lg \pi$. Absolyut kattaligi $M = 0$ bo'lgan yulduzning yorug'lik kuchi $I = 2,65 \cdot 10^{29}$ kandellaga teng bo'ladi. Quyoshning absolyut kattaligi $M = 4,84^m$ ga, yorug'lik kuchi esa, $I = 3,07 \cdot 10^{27}$ kandellaga teng.

Yulduzlarning yorug'lik kuchi, odatda, Quyoshning yorug'lik kuchi birliklarida ifodalanadi va u yulduzning yorqinligi deb ataladi. Yulduzni o'rab turuvchi sirtidan vaqt birligida chiqayotgan energiya shu yulduzning yorqinligiga teng. Astrofizikada yorqinlik L harfi bilan belgilanadi va yorqinlik uchun Pogson formulasi quyidagi ko'rinishga ega

$$\lg(L/L_0) = 0,4(M_0 - M) \quad (1.6)$$

Bu yerda, L_0 va M_0 lar mos ravishda Quyoshning yorqinligi va absolyut kattaligidir. Agar Quyoshning yorqinligini $L_0=1$ va $M_0=4^m,84$ ekanligini hisobga olsak, u holda, M absolyut kattalikdagi yulduzning yorqinligi $\lg L = 0,4(4,84 - M)$ bo'ladi. Yoritilganlik bilan yulduziy kattalik orasidagi logarifmik bog'lanish (Pogson formulasi) boshqa fizik miqdorlarga (masalan desibellarga) nisbatan ham qo'llanishi mumkin. Biroq yuqorida aytganimizdek, astronomiyada osmon yoritgichining yoritilganligi, ravshanligi, yorug'lik oqimi va kuchini belgilashda yulduziy kattaliklar tizimi qo'llaniladi.

3-§. Oqim, intensivlik, yoritilganlik va yorqinlik

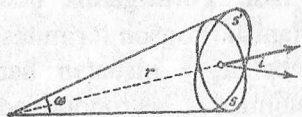
Faraz qilaylik, yorug'lik manba hatto qandaydir yaqin masofadan ham uning o'lchamlari inobatga olinmaydigan darajada juda kichik bo'lsin, undan kelayotgan yorug'likni nuqtadan kelib chiqayapti deb hisoblashimiz mumkin. Bunday manba nuqtaviy deb ataladi.

Uchi nuqtaviy manbada joylashgan ixtiyoriy konusni olaylik. Manbadan bu konus bo'ylab chiqayotgan yorug'lik shu konus ichida qolib ketadi, chunki yorug'lik to'g'ri chiziqli bo'ylab tarqaladi. Agar manbaning yorug'ligi o'zgarmayotgan bo'lsa va yorug'lik yo'lida uni

tutib qoluvchi, yutuvchi yoki sochuvchi to'siqlar bo'lmasa, unda shu konusning ko'ndalang kesimidan vaqt birligida o'tuvchi yorug'lik oqimi, ya'ni yorug'lik energiyaning miqdori o'zgarmas bo'lib qoladi. Unda ma'lum ochilish burchagiga ega konus chegaralarida nurlanayotgan yorug'lik oqimi shu yorug'lik manbaning kuch birligi bo'lishi mumkin. Konus ochilishining fazoviy burchagi ω bilan belgilanadi, u o'z navbatida

$$\omega = \frac{S}{r^2}, \quad (1.7)$$

tenglik bilan aniqlanadi, bu yerda S – markazi uchida joylashgan va r radiusga ega sferada shu konus chizadigan maydon. $S = r^2 \omega$ bo'lganda fazoviy burchak ω birga teng bo'ladi; bu birlik steradian deb nomlanadi. Butun fazoning fazoviy burchagi 4π ga teng. Shunday qilib, manbaning yorug'lik kuchi steradianga teng fazoviy burchak bilan cheklangan yorug'lik oqimiga teng. Yorug'lik kuchi birligi sifatida xalqaro sham beradigan yorug'lik kuchi olinadi, bu etalon 1948-yilda qabul qilingan bo'lib, kandella deb ataladi. Xalqaro sham 1 steradianga teng fazoviy burchakda 1 lm ga teng yorug'lik oqimni nurlantiradi.



1-rasm. Asosiy fotometrik tushunchalarga doir.

Manbaning yorug'lik kuchi ayrim holda intensivlik deb ham ataladi, lekin umuman olganda, intensivlik ostida aniq chegarasiz turli fotometrik kattaliklar ham tushunilishi mumkin.

Yorug'lik kuchini (shamlarda) I orqali, oqimni esa, F orqali belgilaymiz va ular orasidagi bog'lanishni topamiz:

$$I = \frac{F}{\omega}. \quad (1.8)$$

Agar yorug'lik manbai izotrop bo'lmasa, ya'ni uning intensivligi I yo'nalishga bog'liq bo'lsa, unda I ni cheksiz kichik fazoviy burchak $d\omega$ ichidagi cheksiz kichik oqim dF dan aniqlash mumkin, ya'ni

$$I = \frac{dF}{d\omega}. \quad (1.9)$$

(1.6) va (1.7) formulalar manbaning intensivligini (yorug'lik kuchini) fazoviy burchak birligidagi oqimdan aniqlashga imkon beradi.

Shuningdek, energiya oqimini va energiya nurlanishi intensivligini ham aniqlash mumkin.

Birlik yuzaga tushayotgan yorug'lik oqimi F uning yoritilganligi E ni belgilaydi. Perpendikular tushishda

$$E = \frac{F}{S} = \frac{I\omega}{S} = \frac{I}{r^2} \quad (1.10)$$

bo'ladi, bundan: yoritilganlik birligi - lyuks deb, oqimga perpendikular qo'yilgan 1 m^2 maydonchadan 1 lm ga teng oqim o'tsa yoki 1 xalqaro sham 1 m masofada hosil qilaoladigan yoritilganlik qabul qilingan. Agar 1 lm ga teng oqim 1 sm^2 yuzadan o'tsa, unda yoritilganlik 1 fot ga teng bo'ladi. Ravshanki,

$$1 \text{ fot} = 10000 \text{ lyuks}. \quad (1.11)$$

Konus ω ni yopib turuvchi yuza S' ham maydoncha S olgan yorug'lik oqimini qabul qiladi. Maydoncha S' ga o'tkazilgan normal konus o'qi bilan burchak i ni tashkil qiladi. Agar burchak ω kichik bo'lsa, unda

$$S' = S \sec i$$

deb olish mumkin, shuning uchun maydoncha S' ning yoritilganligi maydoncha S ga nisbatan $\sec i$ marta kichik bo'ladi. Fazoviy burchak ω ni quyidagi tenglik orqali aniqlash mumkin:

$$\omega = \frac{S \cos i}{r^2},$$

va unda tenglik (1.8) ni umumiyroq ko'rinishda yozish mumkin:

$$E = \frac{I \cos i}{r^2}. \quad (1.12)$$

Agar $I_1, I_2, \dots, I_n$ intensivliklarga ega bir nechta manba yoritilayotgan maydonchadan $r_1, r_2, \dots, r_n$ masofada joylashgan bo'lib, yorug'lik maydonchaga $i_1, i_2, \dots, i_n$ burchaklari ostida tushayotgan bo'lsa, unda maydonchanning umumiy yoritilganligi quyidagicha bo'ladi:

$$E = \frac{I_1 \cos i_1}{r_1^2} + \frac{I_2 \cos i_2}{r_2^2} + \dots + \frac{I_n \cos i_n}{r_n^2}. \quad (1.13)$$

Bir-biriga tig'iz joylashgan ko'p manbalarni olaylik, ulardan yoritilayotgan maydongacha masofalari hamda tushish burchaklari ham teng bo'lsin. U holda formula (1.11) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$E = \frac{\cos i}{r^2} (I_1 + I_2 + \dots + I_n). \quad (1.14)$$

Faraz qilaylik, barcha manbalar uzluksiz yoritilib turgan sirtni hosil qilsin. Sirtiy yorqinlik yoki oddiy qilib, yorqinlik deb normal bo'yicha maydonchani 1 sm^2 yuzasi berayotgan yorug'lik kuchini nomlaylik. Yorqinlik birligi sifatida sirtga perpendikular yo'nalishda 1 sm^2 yuza 1 shamga teng yorug'lik kuchini yoki steradianda 1 lm teng oqimni olaylik. Bu birlik stilb deb ataladi. Sirtiy yorqinlikni B orqali belgilaylik. U yoritilib turgan sirtning turli joylarida turlicha bo'lishi mumkin. Agar B barcha yerda bir xil bo'lsa, bunday sirt tekis, bir maromda yoritilgan deyiladi. So'ng, normal bilan ε burchak tashkil etgan yo'nalishda yoritilib turgan σ maydoncha $\sigma \cos \varepsilon$ gacha perspektiv qisqargan bo'lib ko'rinadi va unda σ sirt elementining yorug'lik kuchi berilgan yo'nalishda

$$I = B(\varepsilon) \sigma \cos \varepsilon \quad (1.15)$$

formuladan topiladi, bunda $B(\varepsilon)$ endi yuqorida aytilgan ma'nodagi yorqinlikni bermaydi, chunki gap yoritilayotgan sirtga noperpendikulyar chiqarayotgan oqim haqida ketadi. Ko'p hollarda qizdirilgan va o'zidan yorug'lik chiqarayotgan jismlar ixtiyoriy tomondan qaralganda bir xildagi sirtiy yorqinlikka ega bo'ladi, ya'ni $B(\varepsilon)$ yo'nalishga bog'liq emas va unda yoritayotgan σ sirt tomonidan yoritilgan sirt S uchun formula (1.12)

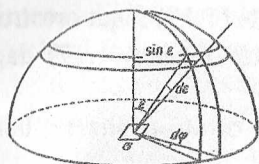
$$E = \frac{B \sigma \cos i \cos \varepsilon}{r^2} \quad (1.16)$$

ko'rinishda bo'ladi, maydoncha S orqali yotayotgan oqim uchun esa

$$F = \frac{B S \sigma \cos i \cos \varepsilon}{r^2} \quad (1.17)$$

formulaga ega bo'lamiz, bu yerda S va σ maydonchalar teng huquqlidirlar.

Yo'nalishga bog'liq bo'lmagan va $B(\varepsilon)$ da (1.13) shartini qoniqtirgan sirt ortotrop nurlantirayotgan sirt deb ataladi. Unga XVIII asrda kashf qilingan Lambert qonunini tatbiq etish mumkin, bu qonunga binoan maydonchani yorug'lik kuchi nurlantirish burchagi kosinusiga proporsionaldir.



2-rasm. Fazoviy
burchakni
hisoblashga doir.

Ortotrop sirt tomonidan nurlantirilayotgan to'liq oqim F ni hisoblaylik. (1.7) va (1.13) formulalarga binoan u

$$F = \int_{2\pi} I d\omega = \sigma \int_{2\pi} B \cos \varepsilon d\omega$$

ga teng. Bu yerdagi 2π yarim sfera, to'g'rirog'i, maydoncha σ ning kuzatilayotgan tomonini qamrab olgan yarim sfera bo'ylab integrallanishini

ko'rsatadi. Maydoncha σ birlik radiusga ega yarim sfera bilan o'ralgan, undagi maydoncha elementi

$$d\omega = \sin \varepsilon d\varphi d\varepsilon. \quad (1.18)$$

Unda

$$F = \sigma \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} B \sin \varepsilon \cos \varepsilon d\varepsilon \quad (1.19)$$

bo'ladi va B ni integral belgilaridan tashqariga chiqargan holda ortotrop sirt uchun

$$F = \pi B \sigma \quad (1.20)$$

ga ega bo'lamiz.

Yoritayotgan sirtning birlik maydoni nurlantirayotgan to'liq oqim yorituvchanlik deb nomlanadi. Yorituvchanlik birligi sifatida *lambert* olingan, bunda 1 sm^2 yuzadan kelayotgan to'liq oqim 1 lm ga teng bo'ladi. Lambert qonuni yorug'likning ayrim sirtlaridan diffuz akslanishida ham haqlidir: ularni qaysi burchak ostida kuzatishdan qat'i nazar, ular bir xilda yoritilgan bo'lib ko'rinadi. Bunday sirtlar g'oyat darajada xira deb nomlanadi. Ular yorug'likni ko'zguli akslanishning hech qanday belgilarisiz barcha yo'nalishlarda bir tekisda sochadilar. Shunday sirtga $E \text{ lk}$ ga teng yoritilganlik tushayotgan bo'lsin. (1.18) ga muvofiq bu sirtning 1 sm^2 yuzasi πB lambert sochadi. Barcha yo'nalishlarda sochilgan oqimning tushayotganiga nisbati sirtning akslanish xususiyati A ni, ya'ni uning albedosini ta'riflaydi. Aytilganlarga muvofiq

$$A = 10^4 \frac{\pi B \text{ lambert}}{E \text{ lk}}, \quad (1.21)$$

bunda faktor 10^4 kiritilishining sababi shundaki, lambert 1 sm^2 yuzaga taalluqli, lyuks esa 1 m^2 ga tegishlidir. Agar E ni fotlarda

ifodalasak, faktor 10^4 kerak bo'lmaydi. Formula (1.19) faqat ortotrop sirt uchun yaroqlidir. Boshqa sirtlar uchun πB o'rniga (1.17) dagi integral ifodani olish lozim. Ravshanki, $A < 1$.

Faraz qilaylik, $A = 1$ ga ega ideal oq ortotrop sirt bo'lsin. Ko'rinib turibdiki, uning yorqinligi B

$$B = \frac{E}{\pi} 10^{-4} \text{ stlb} \quad (1.22)$$

ga teng bo'ladi. Formula (1.20) sochuvchi yuzaning sirti yorqinligini ifodalashga qulay yangi birlikni, ya'ni apostilbni kiritishga imkon beradi. Apostilb deb, yoritilganligi 1 lk ga teng ideal oq ortotrop sochuvchi sirtning yorqinligiga aytiladi. Formula (1.20) ga binoan

$$1 \text{ apostilb} = \frac{1}{3,14 \cdot 10^4} \text{ stlb}. \quad (1.23)$$

Agar ortotrop sirtning albedosi A ga teng bo'lsa, unda xuddi shu sharoitda uning yorqinligi A apostilb bo'ladi.

Ta'rif: 1 stilb 1 shamning 1 sm^2 dan nurlanishiga teng bo'ladi. Lekin bitta sham 1 m masofada 1 lk yoritilganlikni hosil qiladi. Bunda yoritilayotgan joyida yoritayotgan 1 sm^2 yuza 1/10000 steradian burchak ostida ko'rinadi. Demak, agar bizning yoritayotgan maydoncha 1 steradianga teng burchak o'lchamlarga ega bo'lganda, undan hosil bo'ladigan yoritilganlik 10000 lk ga yoki 1 f ga yetgan bo'lardi. Bundan, stilbni 1 steradiandan 1 fot ni beruvchi sirti yorqinlik deb ta'riflashimiz mumkin.

Muayyan holda biz yorqinlikning boshqacharoq ta'rifiga, ya'ni nurga perpendikular qo'yilgan sirdagi yoritilganlikning yorituvchi element ko'rinadigan burchak nisbatiga o'tib ketdik. Haqiqatan ham, element σ gacha masofani r orqali belgilasak, unda

$$\omega = \frac{\sigma \cos \varepsilon}{r^2},$$

yoritilganlik esa

$$E = \frac{1}{r^2} \frac{B \sigma \cos \varepsilon}{r^2} = B \omega.$$

Kichik obyekt uchun

$$B = \frac{dE}{d\omega}.$$

Nuriy energiyaga taalluqli tushunchalar va birliklar. Bu yerda kiritilgan barcha tushunchalar – oqim, yorug'lik kuchi

(intensivlik), yoritilganlik, yorqinlik va yorituvchanlik, bular barchasi umuman nuriy energiya tarqalishiga doir tushunchalarda to'g'ri keladi. Bunda faqat mos keluvchi kattaliklarning nomlari boshqacharoq bo'ladi, ya'ni SGS sistemasida energiya oqimi quvvat deb nomlanadi va vt yoki j/sek yoki erg/sek deb belgilanadi. Intensivlik $vt/sterad$; yoritilganlik – vt/sm^2 yoki $erg/sek \cdot sm^2$; va nihoyat, sirtiy yorqinlik $vt/sterad \cdot sm^2$ deb nomlanadilar.

4-§. Issiqlik ko'rsatkichi

Issiqlik ko'rsatkichi HI o'ziga xosdir. Uni yulduzning vizual yulduziy kattaligi m_v va issiqlik radiometri orqali olingan yulduziy kattalik m_r ayirmalari sifatida topiladi:

$$HI = m_v - m_r. \quad (1.24)$$

Issiqlik radiometri astronomiyada o'rganiladigan oddiy manbalar nuriy energiyani nurlantiradigan deyarli barcha nurlarini yutadi. Agar Yer atmosferasining infraqizil va ultrabinafsha nurlarining kuchli yutuvchi va noturg'un xalal beruvchi omili bo'lmaganda, kattalik m_r ni energetik yulduziy kattalik deb nomlash o'rinli bo'lardi. Atmosferada yutilishi tufayli m_r ga yulduzning infraqizil nurlanishi sohasidan 1μ dan kattaroq to'liq uzunligining bir qismi va $\lambda < 0,32 \mu$ sohadan nurlanish umuman o'tmaydi. Radiometr sezgirligi cheklanganligi tufayli m_r kattalik oz miqdordagi yorqin yulduzlarda aniqlashga muvaffaq bo'lingan. Aniqlanishicha, vizual yorqinligi bir xil bo'lgan oq va qizil yulduzlardan qizili radiometr orqali yutiladigan issiqlik oqqa qaraganda uch-to'rt marotaba ko'p nurlantirar ekan. Nol-punkti o'rnatilishi uchun oq yulduzniki $HI = 0$ deb qabul qilingan.

Agar yulduzning nurlanishi E ni erg larda ifodalangan $1 sm^2$ ga $1 sek$ da olinsa, unda u quyidagiga teng bo'ladi:

$$\lg E = -4,917 - 0,4(m_r - \Delta m_r). \quad (1.25)$$

bu yerda, Δm_r – zenitdagi yulduz energiyasining to'liq yutilishi va teleskop ko'zgularidagi akslanishlarida yuzaga keladigan yo'qolishlar.

Issiqlik nurlanish qonunlari. Nurlanish qonunlari bilan tanishaylik. Manbaning sof termik nurlanishi faqatgina termodinamik

nuqtayi nazardan chiqarilgan Kirxgof qonuniga bo'ysunadi. Mutlaq harorat T ga ega nurlantiruvchi jismning berilgan to'lqin uzunligi λ dagi nurlantirish qobiliyati e ni xuddi shu to'lqin uzunligidagi yutish qobiliyati a ga nisbati Kirxgof qonuniga muvofiq nurlantirgichning moddasiga ham, uning sirtiga ham bog'liq bo'lmaydi, u faqat to'lqin uzunligiga va haroratga bo'g'liq bo'lib, qandaydir universal funksiya $E(\lambda, T)$ orqali ifodalanadi:

$$\frac{e(\lambda, T)}{a(\lambda, T)} = E(\lambda, T). \quad (1.26)$$

Agar jism unga tushayotgan ixtiyoriy harorat va ixtiyoriy to'lqin uzunlikdagi barcha nurlanishni butkul yutayotgan bo'lsa, ushbu mutlaq qora jism deb nomlanmish jism uchun $a(\lambda, T) = 1$ va u uchun nurlantiruvchi qobiliyat $e(\lambda, T)$ yuqorida ko'rsatilgan universal funksiya $E(\lambda, T)$ ga teng bo'ladi. Demak, funksiya $E(\lambda, T)$ mutlaq qora jismning nurlantirish qobiliyatining o'zginasi ekan.

Mutlaq qora jism real sharoitda mavjud emas, ammo nurlantirish qobiliyati bo'yicha ma'lum haroratgacha qizdirilgan qattiq jismdagi yopiq bo'shliq unga mos keladi. Bo'shliqdagi nurlanishni kuzatishga imkon yaratish maqsadida uning devorida kichik tuynukcha qoldiriladi.

Plank formulasi

Nurlanishning kvant nazariyasidan Plankning bunday bo'shliq ichidagi nurlanish zichligi u ni beruvchi ifoda kelib chiqadi:

$$u(\lambda, T) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{c}{\lambda T}} - 1} \quad (1.27)$$

u to'lqin uzunliklarining birlik oralig'i (1 sm) ga hisoblangan yoki:

$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{c}{\lambda T}} - 1} \quad (1.28)$$

chastotaning birlik oralig'i (1 gs) ga hisoblangan.

Mutlaq qora jismning 1 sm^2 yuzasi normal yo'nalishi bo'yicha 1 steradianga teng fazoviy burchak va $d\lambda$ to'lqin uzunliklari oralig'ida

$$B(\lambda, T)d\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{c}{\lambda T}} - 1} d\lambda \quad (1.29)$$

qutblanmagan nurlanish oqimini nurlantiradi, bunda $B(\lambda, T)$ to'liq uzunliklari birlik oralig'iga tegishli yorqinligini beradi, u solishtirma yorqinlik deyiladi. Amaliy hisob-kitoblar uchun $B(\lambda, T)$ funksiya quyidagicha yoziladi:

$$B(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}, \quad (1.30)$$

bu yerda $c_1 = 1,191 \cdot 10^{-5} \text{ erg} \cdot \text{sm}^2 / \text{sek}$, $c_2 = 1,4387 \text{ sm} \cdot \text{grad}$. Xuddi shu funksiya quyidagicha ham yozilishi mumkin:

$$B(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \right)^{-1}. \quad (1.31)$$

s_2 ga nisbatan λT kichik bo'lgan holda o'ng tomondagi oxirgi had birdan kam farqlanadi. Jadvalda $\lambda = 0,5 \mu = 5 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$ uchun uning qiymatlari keltirilgan:

T	4000°	6000°	8000°	10000°	15000°	20000°
$\left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \right)^{-1}$	1,001	1,009	1,029	1,061	1,174	1,315

Vin formulasi

$$\left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \right)^{-1} \text{ ko'paytirgichni tashlab yuboramiz va (1.31) formulani}$$

quyidagi ko'rinishga keltiramiz:

$$B(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}}}. \quad (1.32)$$

Bu formula – Vin formulasidir, u issiqlik nurlanish nazariyasiga kvant tasavvurlari kiritilmasidan oldin topilgandi. (1.31) formulasi bilan taqqoslashdan Vin formulasi past haroratlarda yaroqli ekanligini ko'rish mumkin, yuqori haroratlarda u spektrning uzoq ultrabinafsha sohalarida ham yaroqlidir.

Jismning 1 sm^2 yuzasidan nurlanish intensivligi yorqinlikni beradi. Bundan mutlaq qora jism spektridagi mos joyi uchun (1.29) – (1.32) formulalardagi $B(\lambda, T)$ dan solishtirma intensivlik tushunilishi ayon bo'ladi.

Vinning siljish qonuni

(1.32) ni λ bo'yicha differensiallaymiz va hosilasini nolga tenglashtiramiz. Bu bilan funksiya V_λ maksimumga erishiladigan $\lambda_{\max}$ to'liq uzunlikning qiymati aniqlanadi. Agar $\frac{c_2}{\lambda T}$ kattalikni β orqali belgilasak, maksimumning sharti

$$-5 + \frac{\beta e^\beta}{e^\beta - 1} = 0$$

da bajariladi yoki

$$\frac{\beta}{5} - e^{-\beta} = 1. \quad (1.33)$$

Ushbu tenglamadan β qiymati topiladi:

$$\beta = 4,9651,$$

bundan

$$\lambda_{\max} T = \frac{c_2}{\beta} = 0,2014 c_2 = 0,290 \text{ sm} \cdot \text{grad}. \quad (1.34)$$

(1.34) formula Vinning siljish qonunini ifodalaydi, unga binoan mutlaq qora jismning harorati o'zgarishi bilan maksimumga erishiladigan to'liq uzunligi haroratga teskari proporsional o'zgaradi. Harorati $T = 2900^\circ$ bo'lgan sovuq jismning nurlanish to'liq uzunligi $\lambda_{\max} = 1 \mu$ ga teng bo'lsa, harorati $T = 29000^\circ$ bo'lgan qaynoq jismda $\lambda_{\max} = 0,1 \mu = 1000 \text{ \AA}$.

Stefan - Boltsman qonuni

Funksiya $B(\lambda, T)$ ni barcha to'liq uzunliklar bo'yicha integrallab ko'ramiz. Unda

$$B = \int_0^\infty B(\lambda, T) d\lambda = \frac{\sigma}{\pi} T^4 1,805 \cdot 10^{-5} \text{ erg} / \text{sm}^2 \cdot \text{sek} \cdot \text{sterad} \cdot \text{grad}^4 \quad (1.35)$$

ni qo'lga kiritamiz. (1.35) formula Stefan - Boltsman qonunini ifodalaydi, unga ko'ra mutlaq qora jismning to'liq nurlanishi uning mutlaq haroratini to'rtinchi darajasiga proporsionaldir.

σT^4 kattalik mutlaq qora jism sirtining yorituvchanlik πB ni ifodalaydi. Doimiy

$$\sigma = 5,6698 \cdot 10^{-5} \text{ erg} / \text{sm}^2 \cdot \text{sek} \cdot \text{grad}^4 \quad (1.36)$$

Stefan - Boltsman doimiysi deb nomlanadi.

5-§. Real jismlarning issiqlik nurlanishi. Harorat turlari

Yuqorida keltirilgan nurlanish qonunlarining barchasi yetarli katta aniqlikda bo'shliqning nurlanishini o'rganishga imkon beradi. Ammo bo'shliqni amalda yuzaga keltirish ancha mushkul ish bo'lib, ularni faqatgina maxsus yirik laboratoriyalarida amalga oshirish mumkin. Shuning uchun cho'g'lanish lampasi, volta yoyi, vodorod va ksenon lampalaridan foydalanish ancha qulayroqdir. Ammo ularning nurlanishi haqida mutlaq qora jism nurlanishiga o'xshash deb bo'lmaydi, ularning nurlanishi avval bo'shliq nurlanishi bilan taqqoslanishi lozimdir.

Bunday taqqoslashlar ko'p marotaba o'tkazilgan bo'lib, yuqorida tilga olingan nurlanish manbalarning nurlanishi mutlaq qora jism nurlanishidan chetlashishlari ma'lum qonuniyatlarga bo'ysunishi aniqlangan. Bunda ushbu nurlantirgichlarni bitta parametr, u ham bo'lsa, harorat bilan tasniflanishi mumkin bo'ladi, bu holda harorat tushunchasining o'ziga aniqlik kiritilishi lozim.

Ixtiyoriy nurlantirgich uchun o'lchalgan solishtirma yorqinlik V_λ yutilish funksiya $a(\lambda, T)$ ning universal funksiya $E(\lambda, T)$ ga ko'paytmasiga teng bo'ladi, bu holda u mutlaq qora jismning solishtirma yorqinligi bo'lib, Plank formulasi (1.29) orqali ifodalanadi:

$$B_\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{a(\lambda, T)}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}. \quad (1.37)$$

Agar funksiya $a(\lambda, T)$ ma'lum bo'lsa, unda (1.37) tenglamaning T ga nisbatan yechimi nurlantirgichning haqiqiy haroratini topishga olib keladi. Ammo ko'p holda $a(\lambda, T)$ noma'lum bo'ladi, shuning uchun u birga teng deb olinadi va

$$e^{\frac{c_2}{\lambda T_s}} = 1 + \frac{c_1}{\lambda^5 B_\lambda} \quad (1.38)$$

tenglamadan T_s ning kattaligini aniqlashadi, u qora harorat yoki yorqinlik harorati deyiladi. Ravshanki, nurlanish sof issiqlik nurlanishi bo'lganda qora harorat haqiqiyga teng yoki undan kichikroq bo'ladi.

Agar muayyan nurlantirgich uchun bir oktavadan oshmaydigan tor spektral oraliqda turli to'liqin uzunliklarda bir xil qora harorat olinsa, unda ushbu nurlantirgich mutlaq qora yoki kulrang

ekanligidan dalolat beradi. Kulrang nurlantirgich deb $a(\lambda, T)$ koeffitsiyenti to'liq uzunligiga bog'lanmagan nurlantirgichga aytiladi. Agar $a(\lambda, T)$ ning λ ga bog'lanishi mavjud bo'lsa, unda bu nurlantirgich selektiv bo'ladi.

Nurlantirgichning haroratini, shuningdek, uning to'liq nurlantirishini o'lchashlardan aniqlash mumkin. Nurlantirgichning to'liq energetik yorituvchanligi $\bar{\pi}B$ ni o'lchaymiz; uni T_e haroratga ega mutlaq qora jism yorituvchanligiga o'xshatamiz; ushbu haroratda Stefan - Boltsman qonuniga binoan to'liq yorituvchanlik σT_e^4 ga teng. Demak,

$$\sigma T_e^4 = \bar{\pi}B \quad (1.39)$$

deb yozish mumkin. Ushbu tenglik bizga nurlantirgichning effektiv harorati T_e ni beradi. Ko'rib turganimizdek, u nurlantirgichimiz birlik yuzadan nurlantirayotgan nurlanishga teng energiya miqdorini taratayotgan mutlaq qora jism haroratiga teng. Agar nurlantirgich kulrang nurlantirgich bo'lsa, unda (1.35) formuladan B kattalik aniqlanishidan

$$\bar{B} = \int_0^\infty a(T)B(\lambda, T)d\lambda = a(T)\frac{\sigma}{\pi}T^4$$

kelib chiqadi. (1.39) yordamida oxirgi tenglikni quyidagicha qayta yozamiz:

$$\frac{\sigma}{\pi}T_e^4 = a(T)\frac{\sigma}{\pi}T^4,$$

bundan

$$T_e = \sqrt[4]{a(T)} \cdot T. \quad (1.40)$$

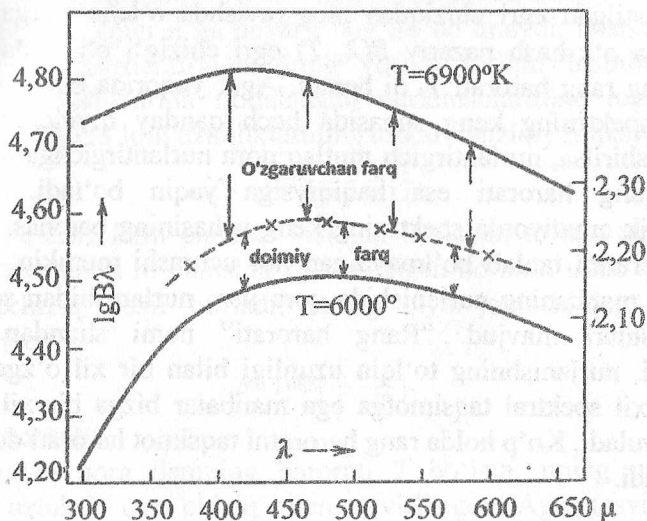
$a(T)$ kattalikdan to'rtinchi darajali ildiz chiqarilayotgani uchun T_e va T orasidagi farq sezilarli emas, odatda $T_e \leq T$. Umuman olganda, jismning to'liq nurlanishini o'lchash qandaydir (λ_1, λ_2) bo'lgan yetarlicha tor spektral soha uchun bajariladi.

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_\lambda d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} a(\lambda, T)B(\lambda, T)d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda, S)d\lambda \quad (1.41)$$

shartdan topiladigan harorat S ayrim holda nurlanish harorati deyiladi.

Turli λ larda olingan T_λ kattaliklarining o'zaro va T_e ga yaqinligi muayyan nurlantirgich mutlaq qora jismga o'xshashligidan dalolat beradi. Spektarning turli sohalaridagi nurlanish haroratlari S ning ham o'xshashligi shundan dalolat beradi.

Rang harorati yoki taqsimot harorati



3-rasm. Rangli nurlanish haroratini aniqlash.

Qora va effektiv haroratlarni aniqlashda mutlaq spektrofotometrik o'lchashlarni olib borishni taqozo etadi. Nurlantirgichning sirtiy yorqinligi B_λ ning mutlaq qiymatlarini bilmagan holda ham rang haroratini topish mumkin. Haqiqatan ham, biror manbaning spektridagi energiya taqsimotini kalibrlanmagan bolometr yoki termoelement, ya'ni galvanometrnining ko'rsatkichi barcha to'lqin uzunliklarida yutilgan energiyaning miqdoriga teng o'zgaradigan asbop yordamida o'lchagan bo'laylik. Bizga faqat galvanometrnining ko'rsatishini erglarga o'tkazuvchi koeffitsiyenti noma'lum. Boshqa holda bolometrimiz kalibrlangan bo'lishi mumkin, ammo nurlanish manba nuqtaviy obyekt, ya'ni yulduz bo'lsin; uning o'lchami ham, ungacha bo'lgan masofa ham bizga noma'lum deb olaylik. Nuqtaviy obyekttni o'lchashda esa, oqim F_λ o'lchalgan qiymatlaridan sirtiy yorqinlik B_λ ga aynan manbaning o'lchamlari va ungacha bo'lgan masofa orqali o'tishimiz mumkin. Demak, bizning o'lchashlarimiz yordamida B_λ ning λ ga bog'liq bo'lmagan qandaydir noma'lum ko'paytirgich k aniqligi darajasigacha natijani beradi. Shu bilan $\lg B_\lambda$

ning qiymatlari doimiy, biroq noma'lum $\lg k$ had aniqligicha topilgan bo'ladi.

Kuzatilgan egri chiziqdan mos ravishda o'lchashlarga yaqin nuqtalarga o'xshash nazariy $B(\lambda, T)$ egri chizig'i o'rganilayotgan manbaning rang harorati T_s ni beradi. Agar yuqorida bayon etilgan jarayon spektrning keng sohasida hech qanday qiyinchiliklarsiz amalga oshirilsa, nurlantirgich mutlaq qora nurlantirgichga o'xshab ketadi, rang harorati esa haqiqiysiga yaqin bo'ladi. Ammo astronomik amaliyotda spektrning keng sohasining barchasi uchun rang haroratini tanlab bo'lmaydigan hol uchrashi mumkin. Bunda muayyan manbaning nurlanishida qora jism nurlanishidan sezilarli chetlashishlari mavjud. "Rang harorati" nomi shundan kelib chiqqanki, nurlanishning to'lqin uzunligi bilan bir xil o'zgarishga yoki bir xil spektral taqsimotga ega manbalar bizga bir xil rangli bo'lib tuyuladi. Ko'p holda rang haroratni taqsimot harorati deb ham nomlashadi.

Gradatsion harorat

Ikkita egri chiziqni bir-biriga moslashtirib borish ancha noqulaydir. Bunda ma'no jihatidan rang haroratiga yaqin gradatsion harorat T_G ni aniqlash ancha osonroq.

Astrofizikada o'rnatilgan qolgan odatiga ko'ra, B_λ kattaliklarning logarifmlarini $-2,5$ ga ko'paytirish va nol-punktini o'rnatuvchi koeffitsiyentini qo'shish orqali yulduziy kattaliklar $m_\lambda^{(p)}$ ga o'tkazaylik. Unda (1.31) formulaga binoan

$$m_\lambda^{(p)} = \text{const} + 12,5 \lg \lambda + 1,086 \frac{c_2}{T} \frac{1}{\lambda} + 2,5 \lg \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \right), \quad (1.42)$$

(bu yerda $1,086 = 2,5 \lg e$).

Ikkinchi nurlantirgich uchun

$$m_\lambda^{(p)} = \text{const} + 12,5 \lg \lambda + 1,086 \frac{c_2}{T'} \frac{1}{\lambda} + 2,5 \lg \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T'}} \right). \quad (1.43)$$

Ularning ayirmalari

$$m_\lambda^{(p)} - m_\lambda^{(p')} = 1,086 \frac{1}{\lambda} \left(\frac{c_2}{T} - \frac{c_2}{T'} \right) + 2,5 \lg \frac{1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}}{1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T'}}}. \quad (1.44)$$

$1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$ ko'rinishidagi ikkala had to'liqin uzunligi bo'yicha bir xil yo'nalishda asta-sekinlik bilan o'zgarib boradi. Shuning uchun oxirgi had to'liqin uzunligi λ ga deyarli bog'liq bo'lmaydi. Demak, ikkita mutlaq qora nurlantirgichlarning yorqin to'liqin uzunliklaridagi yulduziy kattaliklarida ifodalangan nurlanishlarining logarifmlari ayirmalari shu to'liqin uzunliklarining teskari chiziqliy funksiyalaridir:

$$\Delta m_\lambda = 1,086 \left(\frac{c_2}{T} - \frac{c_2}{T'} \right) \frac{1}{\lambda}, \quad (1.45)$$

va agarda Δm_λ larni chizma shaklida ifodalab, to'liqin uzunliklari teskari qiymatlari ro'parasida ko'rsatadigan bo'lsak, unda chizmada to'g'ri chiziq hosil bo'ladi, uning qiya joylashining burchak koeffitsiyenti

$$\beta = 1,086 \left(\frac{c_2}{T} - \frac{c_2}{T'} \right). \quad (1.46)$$

ga teng bo'ladi.

Mutlaq qora jismning harorati T bo'lsin, uning nurlanishi rasmda uzluksiz egri chiziq bilan tasvirlangan. Agar tasvirda turli to'liqin uzunliklaridagi olingan o'lchashlar natijalarini yulduziy kattaliklar ayirmalari ko'rinishida ifodalab, uzluksiz egri chiziqlariga nisbatan to'liqin uzunliklari teskari qiymatlari yoniga qo'yib chiqsak, unda hosil bo'lgan to'g'ri chiziqning burchak koeffitsiyenti β (1.46) formulaga binoan haroratni beradi:

$$T = \frac{c_2}{\frac{c_2}{T'} + 0,921\beta}, \quad (1.47)$$

u gradatsion harorat deb nomlanadi.

$1/\lambda$ funksiyadagi Δm nuqtalari to'g'ri chiziqda yotmasligi mumkin. Buning sababi bir nechta bo'lishi mumkin, bular: 1) o'lchashdagi yo'l qo'yilgan xatoliklar, 2) inobatga olinmagan $\left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}\right)$ hadlardan kelib chiqadigan xatoliklar, 3) izohlash xatoliklari.

O'lchashlarning tasodifiy xatoliklarida nuqtalarning chetlashishlari qandaydir o'rtacha to'g'ri chiziqqa nisbatan sodir etiladi.

Inobatga olinmagan hadlarning ta'siri (1.43) ifodani $1/\lambda$ bo'yicha differensiallaganda oydinlashadi:

$$\frac{1}{2,5} \frac{dm_{\lambda}^{(PI)}}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)} = -5M\lambda + M \frac{c_2}{T} + M \frac{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} \frac{c_2}{T}}{1 - e^{\frac{c_2}{\lambda T}}},$$

bu yerda, M – natural logarifmlarining moduli.

$$\frac{e^{\frac{c_2}{\lambda T}}}{1 - e^{\frac{c_2}{\lambda T}}} = \frac{1}{1 - e^{\frac{c_2}{\lambda T}}} - 1$$

bo'lganligi uchun

$$\frac{1}{2,5} \frac{dm_{\lambda}^{(PI)}}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)} = -5M\lambda + M \frac{c_2}{T} \left(1 - e^{\frac{c_2}{\lambda T}}\right)^{-1} \quad (1.48)$$

deb yozishimiz mumkin. T haroratga ega ikkinchi manba uchun ham xuddi shunday ifoda kelib chiqadi, ularning ayirmalari

$$\frac{d\Delta m_{\lambda}}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)} = 1,086 \frac{c_2}{T} \left(1 - e^{\frac{c_2}{\lambda T}}\right)^{-1} - 1,086 \frac{c_2}{T'} \left(1 - e^{\frac{c_2}{\lambda T'}}\right)^{-1} \quad (1.49)$$

ga teng.

Spektrofotometrik gradiyent

Spektrofotometrik gradiyent Φ_{λ} deb quyidagi kattalikni nomlaylik:

$$\Phi_{\lambda} = \frac{c_2}{T} \left(1 - e^{\frac{c_2}{\lambda T}}\right)^{-1}. \quad (1.50)$$

(1.48) formulaga binoan muayyan nurlantirgichda bu kattalik quyidagiga teng bo'lishi kerak:

$$\Phi_{\lambda} = 0,921 \frac{dm_{\lambda}}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)} + 5\lambda. \quad (1.51)$$

(1.50) dan Φ_{λ} yordamida taqriban $\frac{c_2}{T}$ ni

$$T = \frac{c_2}{\Phi_{\lambda}}$$

ko'rinishda hisoblab va T ni $\left(1 - e^{\frac{c_2}{\lambda T}}\right)$ ifodaga qo'yib, har bir o'lchalgan (1.50) dagi Φ_{λ} qiymatdan haroratning yangi qiymatini qo'lga kiritishimiz lozim:

$$T = \frac{c_2 \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \right)}{\Phi_\lambda} \quad (1.52)$$

Agar tadqiq qilinayotgan nurlanish mutlaq qora jism nurlanishiga o'xshash bo'lsa, T larning kattaliklari λ ga bog'liq bo'lmashliklari lozim.

Nisbiy spektrofotometrik gradiyent empirik tarzda quyidagicha aniqlanadi:

$$\Delta\Phi = 0,921 \frac{d\Delta m_\lambda}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)}, \quad (1.53)$$

nazariy jihatdan esa, haroratlar T va T' larning ikkita qiymati uchun (1.50) formuladan F_λ kattaliklar ayirmalari sifatida topiladi. Agar T' ning ma'lum qiymatida turli λ larda turli T qiymatlari chiqsa, manba mutlaq qora jismga o'xshamasdir.

6-§. Issiqlik nurlanishni qabul qilgichlari yordamida spektrofotometrik o'lchashlar

Spektrofotometriyada issiqlik nurlanish qabul qilgichlar yordamida o'lchash qulay, chunki nurlanish to'liq uzunliklarning juda keng diapazonida selektiv emas, ammo qabul qilgichlarning sezgirligi kichikligi tufayli bu o'lchashlarni faqatgina Quyosh, Oy, sayyoralar va o'ta kuchli teleskoplar orqali eng yorqin yulduzlar uchun o'tkazish mumkin.

Bolometrga esa spektrofotometrik asbob spektrobolometr deb nomlanadi.

Kamera fokusida dispersiyaga perpendikular o'rnatilgan bolometr tasmasi shu tasma yopayotgan spektr sohasining energiyasini qabul qiladi, ammo prizmalı spektrning dispersiyasi o'zgaruvchan bo'lganligi tufayli u turli to'liq uzunlik $\Delta\lambda$ larga mos keladi. Agar o'lchalgan oqim ΔF_λ ga teng, bolometr tasmasining kengligi esa s mm bo'lsa, unda spektrning 1 mm ida $\frac{\Delta F_\lambda}{s}$ energiya

mujassam bo'ladi; ammo $\frac{d\lambda}{ds} = \frac{1}{f} \frac{A}{\frac{d\varepsilon}{d\lambda} \text{ mm}}$ formula bo'yicha teskari

chiziqliy dispersiya $\frac{\Delta\lambda}{\Delta s} \frac{\dot{A}}{mm}$ ga teng. Demak, spektrning $1 \text{ \AA}$ da mavjud energiya $\frac{\Delta F_{\lambda}}{s} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\Delta s}$ ga teng, birlik intervalda ($\Delta\lambda = 1 \text{ sm}$) esa,

$$\frac{\Delta F_{\lambda}}{\Delta\lambda} = 10^8 \frac{\Delta F_{\lambda}}{s} \frac{\Delta s}{\Delta\lambda} = 10^8 f \cdot \frac{\Delta F_{\lambda}}{s} \frac{\Delta\epsilon_0}{\Delta\lambda} \quad (1.54)$$

ga teng bo'ladi.

O'zgaruvchan dispersiyadan tashqari, bolometrning ko'rsatkichlarini spektrograf va oziqlantiruvchi tizimidagi optikasida hamda Yer atmosferasidagi o'zgaruvchan yutilish va akslantirishlarga tuzatma kiritilishi lozim.

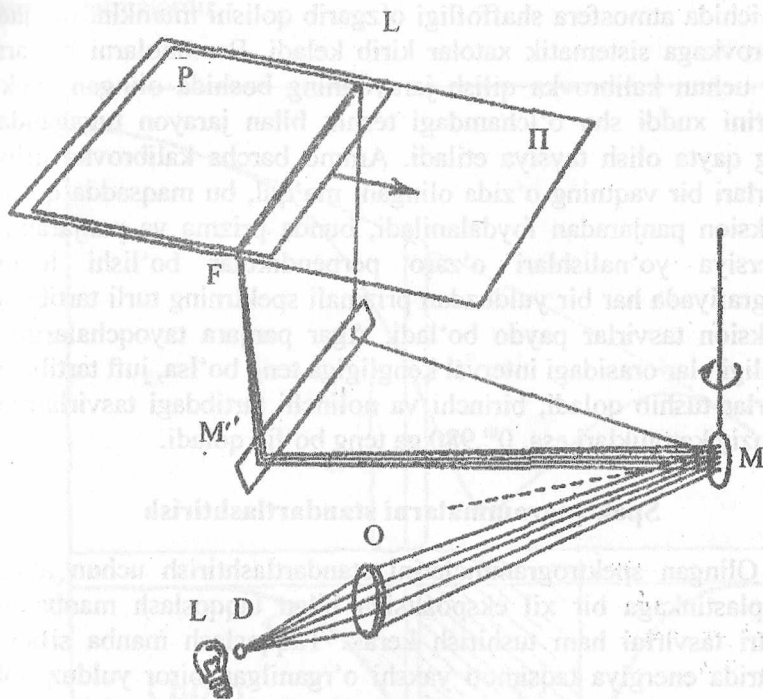
Barcha tuzatmalar kiritilganidan so'ng bolometrik hisoblashlar chizmaga tushirilishi va undan energiyaning nisbiy taqsimoti olinishi mumkin bo'ladi. Bolometr o'rniga termoelement yoki radiometrdan foydalanilganda ham yuqorida aytilgan kuchda qoladi. Aslida yulduzlarning spektrofotometriyasi uchun aynan radiometr eng yaroqli deb topilgan.

Vizual va fotografik spektrofotometrik o'lchashlar

Vizual spektrofotometrik o'lchashlar faqat nisbiy bo'lishi mumkin, chunki spektrofotometrda kuzatuv oldida yonma-yon joylashgan ikkita, ya'ni tadqiq qilinayotgan va standart spektr (ular bir xil prizma yoki panjarada olingan bo'lishi shart) ko'rinadi va spektrlaridagi turli joylarining yorqinliklari taqqoslanadi. Yulduzlarning dastlabki spektrofotometrik natijalari XX asr boshlarida Potsdamda vizual kuzatuvlaridan olingandi. Avval, 1909-yilda taqqoslash uchun 109 ta yulduz spektri, o'n yildan so'ng xuddi shunday ish 199 ta yulduz uchun bajarilgandi. Bunday taqqoslash ishlar mushkul bo'lganligi tufayli boshqa o'tkazilmadi, uning o'rniga fotografik usul osonroq va qulay deb topildi. Ammo vizual spektrofotometrik o'lchashlarning tarixiy ahamiyati juda katta.

Hozirda spektrofotometriyada fotografik usul eng keng tarqalgan usuldir. Albatta, fotografik spektrofotometriyada fotografik fotometriya xos barcha ehtiyotliklarini qo'llash lozim. Ammo bu yerda yana bitta xususiyat yuzaga keladi, ya'ni fotografik plastinka sezgirligi nafaqat spektr bo'ylab, balki uning kontrastligi ham o'zgarib boradi. Shuning uchun spektrning bitta joyi uchun tuzilgan

xarakteristik egri chiziqli boshqa joyiga mos kelmay qoladi. Eng avvalo spektrogrammalarni butun uzunligi bo'ylab tez fotometrik kalibrovka qilish usulini ishlab chiqish lozim.



4-rasm. Mikrofotometrda spektrni o'zi yozib oladigan moslamasi.

Obyektiv prizma orqali tasvirga olinayotganda spektrogrammalarni kalibrovka qilishning bir necha usuli mavjud, ularning eng ko'p tarqalgani – o'zgaruvchan tuynuk usulidir. Tadqiq qilinadigan spektr avval prizmaning to'liq tuynugi bilan, undan so'ng uning ta'sir etuvchi yuzasini diafragma yordamida ikki marta kichraytiriladi, ikkinchi diafragma prizma yuzasini to'rt marta kichraytiradi va h.k. Prizmaning qalinligi, binobarin, yutish qobiliyati ham turli joylarida turlicha bo'lgani sababli diafragma nafaqat

geometrik, balki fizik ma'noda ham ta'sir etuvchi tuynukning yarmisini (choragini va h.k.) qoldirilishiga erishish lozimdir.

Yulduz spektrlarini prizmalı kameraning turli o'lchamdagi tuynuklaridan tasvirga olish ko'p vaqt sarflanishiga olib keladi, bu vaqt ichida atmosfera shaffofligi o'zgarib qolishi mumkin, natijada kalibrovkaga sistematik xatolar kirib keladi. Bu xatolarni bartaraf etish uchun kalibrovka qilish jarayonning boshida olingan spektr tasvirini xuddi shu o'lchamdagi teshik bilan jarayon tugagandan so'ng qayta olish tavsiya etiladi. Ammo barcha kalibrovka qilish tasvirlari bir vaqtning o'zida olingani ma'qul, bu maqsadda qo'pol difraksion panjaradan foydalaniladi, bunda prizma va panjaraning dispersiya yo'nalishlari o'zaro perpendikular bo'lishi lozim. Fotografiyada har bir yulduzdan prizmalı spektrning turli tartibdagi difraksion tasvirlar paydo bo'ladi. Agar panjara tayyoqchalarining qalinligi ular orasidagi interval kengligiga teng bo'lsa, juft tartibdagi tasvirlar tushib qoladi, birinchi va nolinchí tartibdagi tasvirlarning yulduziy kattaliklari esa, $0^m,980$ ga teng bo'lib qoladi.

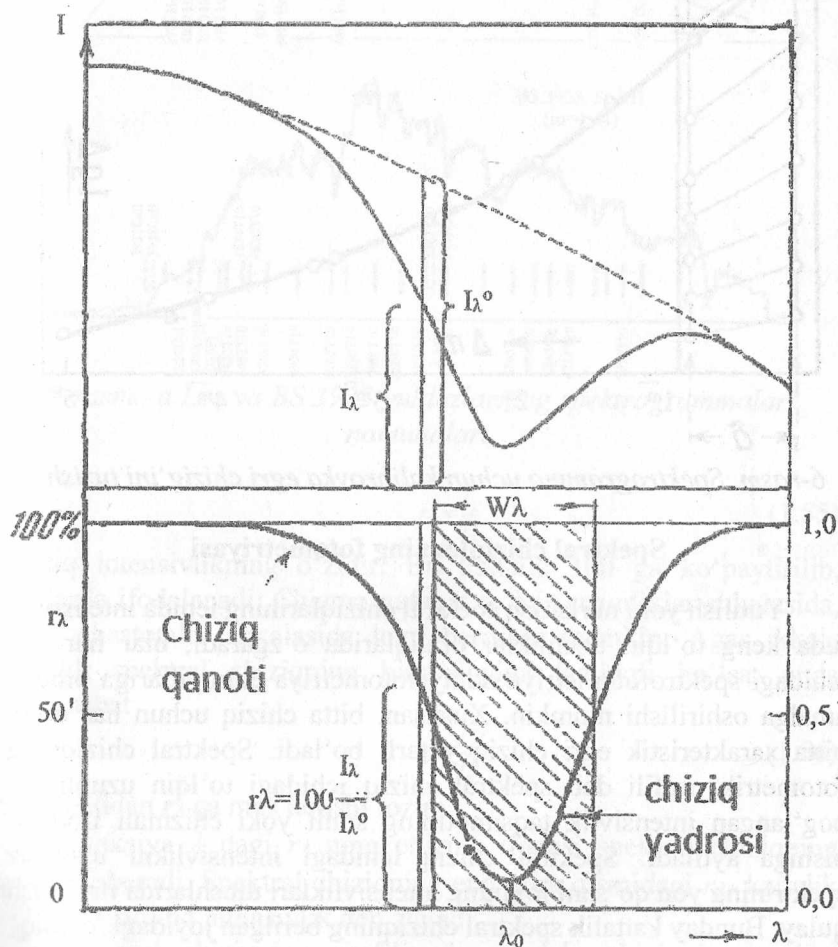
Spektrogrammalarni standartlashtirish

Olingan spektrogrammalarini standartlashtirish uchun aynan shu plastinkaga bir xil ekspozitsiya bilan taqqoslash manbaning spektri tasvirini ham tushirish kerak. Taqqoslash manba sifatida spektrida energiya taqsimoti yaxshi o'rganilgan biror yulduz yoki laboratoriyadagi etalon bo'lishi mumkin. Etalondan foydalanganda uni juda katta masofaga (2 – 3 km) joylashtiriladi yoki kollimator qurilib, uning fokusida ana shu etalon joylashtiriladi. Kollimatordan chiqayotgan parallel yorug'lik dastasi ishchi teleskopga yo'naltiriladi. Xromatik aberratsiya effektlari xalal bermasligi uchun kollimator ko'zguli bo'lishi shart.

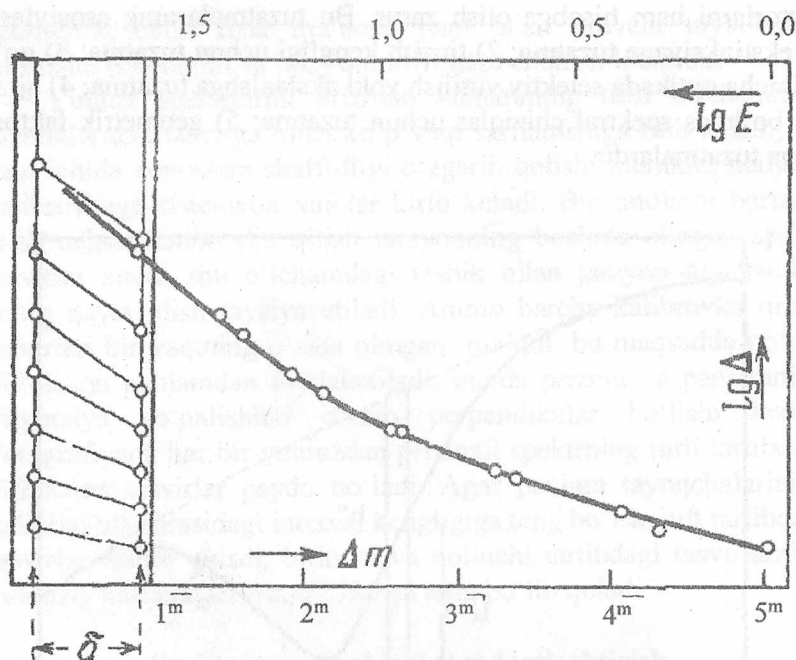
Spektrofotometrik tadqiqotlarda Quyosh spektri taqqoslash spektri yorqinligidan ancha yorqin bo'lib chiqishi mumkin, bu farqni bartaraf etish uchun Quyosh spektri o'ta ingichka tirqish orqali, lampa spektri esa keng tirqish orqali tasvirga tushiriladi.

Mutlaq va nisbiy o'lchashlarda olingan natijalarga bir qator tuzatmalar kiritiladi. Nisbiy o'lchashlar to'lqin uzunligiga bog'liq tuzatmalarni kiritilishini talab etsa, mutlaq o'lchashlarda geometrik

faktorlarni ham hisobga olish zarur. Bu tuzatmalarning asosiylari: 1) ekstinksiyaga tuzatma; 2) tirgish kengligi uchun tuzatma; 3) qo'shimcha optikada selektiv yutilish yoki akslanishga tuzatma; 4) ajratib bo'lmaz spektral chiziqlar uchun tuzatma; 5) geometrik faktorlarga tuzatmalardir.



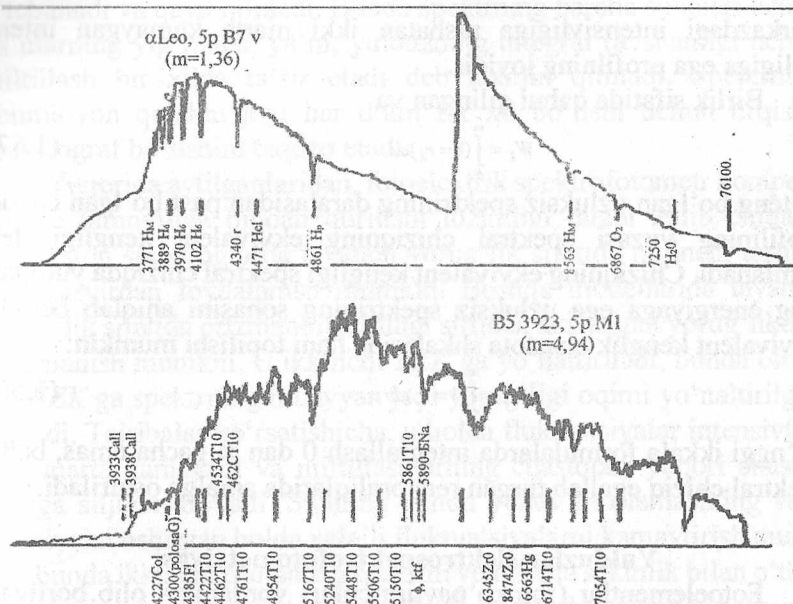
5-rasm. Spektral chiziqlarning profili va ekvivalent kengligini aniqlash.



6-rasm. Spektrogramma uchun kalibrovka egri chiziq'ini tuzish.

Spektral chiziqlarning fotometriyasi

Yutilish yoki nurlanish spektral chiziqlarining ichida intensivlik juda keng to'liq uzunliklar oraliqlarida o'zgaradi, ular har biri ichidagi spektrofotometriya oddiy fotometriya tamoyillariga binoan amalga oshirilishi mumkin. Xususan, bitta chiziq uchun har doim bitta xarakteristik egri chiziq yetarli bo'ladi. Spektral chiziqning fotometrik profili deb spektral chiziq ichidagi to'liq uzunligiga bog'langan intensivlik taqsimotining sonli yoki chizmalik ifodalashiga aytiladi. Spektral chiziq ichidagi intensivlikni uzluksiz spektrining yon qo'shni joyining intensivliklari ulushlarida ifodalash qulay. Bunday kattalik spektral chiziqning berilgan joyidagi qoldiq intensivligi deb nomlanadi. Berilgan to'liq uzunligi λ da chiziq chegaralarida haqiqiy intensivlik I_λ ga teng. Munosabat aynan



7-rasm. α Leo va BS 3923 yulduzlarning spektrogrammalari namunalari.

$$r_{\lambda} = \frac{I_{\lambda}}{I_{\lambda}^0} \quad (1.55)$$

qoldiq intensivlikning o'zidir. Bu kattalik 100 ga ko'paytirilib, foizlarda ifodalanadi. Chizma nafaqat to'liq uzunliklar shkalasida, balki chastotalar shkalasida ham berilishi mumkin. Agar ikkala kattalik spektral chiziqning bitta joyiga taalluqli bo'lsa, unda munosabat

$$r_{\nu} = \frac{I_{\nu}}{I_{\nu}^0} \quad (1.56)$$

son jihatidan r_{λ} ga mos kelishi lozim.

Funksiya λ dagi r_{λ} ning chizma ifodasi spektral chiziqning profilini beradi. Spektral chiziqning eng qora qismidagi $r_{\lambda 0}$ kattalik markaziy qoldiq intensivlik deb ataladi.

Spektral chiziqning profili, shuningdek, chiziqning yarim-kengligi deb nomlanmish parametr yordamida ham ifodalanishi mumkin, u angstryomlarda ifodalangan chiziq kengligining

markazdagi intensivligiga nisbatan ikki marta kamaygan intensivligiga ega profilning joyidir.

Birlik sifatida qabul qilingan va

$$W_{\lambda} = \int_0^{\infty} (1 = r_{\lambda}) d\lambda \quad (1.57)$$

ga teng bo'lgan uzluksiz spektrining darajasidan past bo'lgan chiziqli profilning yuzasi spektral chiziqli ekvivalent kengligi deb nomlanadi. Chiziqli ekvivalent kengligi spektral chiziqli yutilgan teng energiyaga ega uzluksiz spektrining sohasini aniqlab beradi. Ekvivalent kenglik chastota shkalasida ham topilishi mumkin:

$$W_{\nu} = \int_0^{\infty} (1 = r_{\nu}) d\nu. \quad (1.58)$$

So'nggi ikkala formulalarda integrallash 0 dan ∞ gacha emas, balki spektral chiziqli egallab turgan real oraliqlarida amalga oshiriladi.

Yulduzlar elektrospektrofotometriyasi

Fotoelementlar (fotoko'paytirgichlar) yordamida olib borilgan yulduzlarning spektrofotometriyasi atmosferaning ikkita effekti bilan kurashishga to'g'ri keladi, bular — tasvirlarning miltillashi va betinchligidir. Tasvirning betinchligi spektrograf tirqishidagi tasvirning tebranishlariga olib keladi, bunda vaqtning ma'lum momentlarida yulduzdan kelayotgan yorug'lik spektrograf ichiga umuman tushmay qolishi mumkin. Bu kamchilikdan qutulish yo'li tirqishsiz spektrografta, xususan, prizmalı kameraga o'tish lozimdek tuyuladi, ammo unda sezilarli darajada spektrning sofligi buziladi, chunki prizmaning sindiruvchi qirrasiga nisbatan yulduzning perpendikular siljishi spektrning tadqiq qilinayotgan joyini ikkinchi tirqishdan siljitib yuboradi va bu joyga spektrning boshqa sohasi kelib tushadi, masalan, tutash spektrining yorqin bo'lagi o'rniga yutilish chizig'i tushishi mumkin. Miltillash, ya'ni teleskopning kirish tirqishiga tushayotgan yorug'lik oqimining oniy vaqtda zaiflashuvi yoki kuchayishi spektrni elektrofotometrik yozuviga o'zining xatolarini o'tkazadi: oqimning oniy vaqt ichida o'zgarish qiymatlari o'rtachadan 50 — 60% farqlanishi mumkin. Bunday sharoitda yulduz spektrini xatosiz yozishning yagona yo'li ayirmalar usulidir, unda spektrning muayyan joyi bilan tayanch yoki butun yulduzga tegishli integral tanlangan joyi oqimlarining ayirmalari

o'Ichani va qayd qilinadi. Bunda spektrning barcha sohalari uchun va ularning yig'indisi, ya'ni, yulduzning integral ravshanligi uchun miltillash bir xilda ta'sir etadi deb taxmin qilinadi. Spektrning yonma-yon qo'shni joyi har doim bir xil bo'lishi uchun tirqishli spektrograf bo'lishini taqozo etadi.

Yuqorida aytilganlaridan, fotoelektrik spektrofotometr kompensatsiya tamoyiliga binoan qurilishi lozimligi talabi kelib chiqadi. Difraksion spektrografda tayanch yorug'lik sifatida nolinci tartibdagi tasvirdan foydalanish mumkin. Boshqa modellarida tayanch yorug'lik sifatida prizmaning oldingi sirtidan akslangan yorug'likdan foydalanish mumkin. U ikkinchi FEK ga yo'naltiriladi, bunda birinchi FEK ga spektrning muayyan joyi yorug'ligi oqimi yo'naltirilgan bo'ladi. Tajribalar ko'rsatishicha, u holda fluktuatsiyalar intensivligi ikki marta kamayadi va miltillashlarning chastotasi yuqori chastotalarga siljigan bo'ladi. Shuning uchun yozuv moslamasining vaqt doimiysini oshirgan holda xalalli fluktuatsiyalarni kamaytirish mumkin, bunda ikkinchi tirqishdan spektrni yetarlicha sekinlik bilan o'tkazish lozim bo'ladi. Fotoelektronlarni to'plash effektidan foydalanganda atmosferada sodir etiladigan va instrumental xarakterdagi fluktuatsiyalardan xalos bo'lish mumkin, yozib borish vaqti ham fotoplastinkada spektrni hosil qilish uchun ketgan ekspozitsiya vaqtidan ancha kam bo'ladi. Odatda ikkita manbani taqqoslashda o'zgaruvchan tokka o'tish va uni kuchaytirish usuli qulayroqdir.

Yozib olishning bayon etilgan usuli yagona usul emas. Maxsus moslamalar yordamida o'zgaruvchan kuchlanishga o'tib, signalni avtomat-potensiometr yordamida yozib olishni keyingi bosqichlarida ham amalga oshirish mumkin.

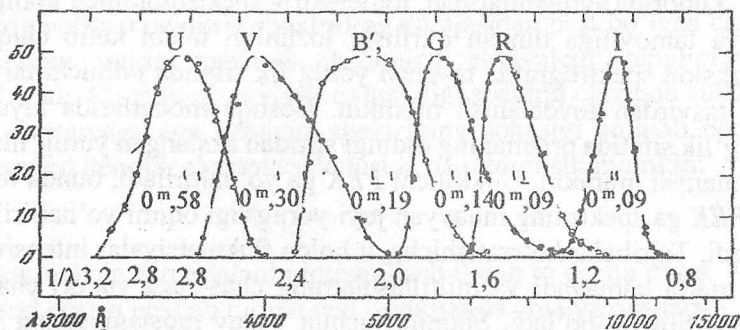
Yorqin obyektlarni kuzatuvlarida bunday yozish usullarining aniqligi 1 – 2% ga yetadi. Zaifroq obyektlarga o'tilganda bu aniqlik sezilarli darajada pasayadi. Tanlab olish kuchi oddiy fotografik jarayondan foydalangan holdagiga nisbatan pastroq bo'ladi.

Monoxromatik yulduziy kattaliklar

$$(m(\lambda_j)) = -2,5 \lg E(\lambda_j) + const \text{ va } (\Delta m_{\lambda}^{(ik)} = \Delta m_{\lambda}^{(i)} - \Delta m_{\lambda}^{(k)} = 2,5 \lg \frac{F_{\lambda}^{(k)} d\lambda}{F_{\lambda}^{(i)} d\lambda})$$

formulalardan biror to'liqin uzunlik λ ga taalluqli monoxromatik yulduziy kattaliklar tizimini nazariy jihatdan oson asoslab berish mumkin. Bu sistemada

$$m_{\lambda} = -2,5 \lg F_{\lambda} d\lambda + const, \quad (1.59)$$



8-rasm. Kolorimetrdagi olti xil rangli har xil saralagichlar uchun sezgirlik chiziqlari (bir xil qo'zg'alishdagi reaksiya).

bunda konstanta yulduziy kattaliklarning tanlangan nol-punktiga mos olinadi. Amalda m_{λ} kattaliklar majmuasi berilgan to'liqin uzunlikdagi spektrlarda o'rganilayotgan barcha yulduzlar fotometrik taqqoslanishidan kelib chiqadi. Ammo bunday turdagi taqqoslanishlar benuqson deb hisoblanishi uchun spektrofotometrik usullarga xos ko'pgina xatoliklarni bartaraf etish lozim. Spektrofotometrik maqsadlar uchun barcha aniqlashlar uzluksiz spektrga ega bo'lishi zarur, ammo monoxromatik yulduziy kattaliklar olinayotganda oqim F_{λ} yoki yoritilganlik E_{λ} qanday bo'lsa, shundayligicha, hatto kuchli spektral chiziqlarga ega holda ham aniqlash lozim bo'ladi. Bu holda spektrografning yuqori ajrataolish kuchiga erishish zarurati qolmaydi, spektr sohasining o'zini ham nisbatan kengroq qilib olish imkonini tug'iladi, bunda tadqiq qilinayotgan yorug'lik miqdorida, binobarin, chegaraviy kattalikda ham yutuq paydo bo'ladi. Bu masalani hal qilishda bir nechta yo'nalishlar mavjud:

A) Kichik dispersiyaga (taxminan $200 - 300 \text{ Å/mm}$) ega prizmalı kamerada spektrogrammalarni olish va uning alohida sohalarini

fotometrlash. Ko'p yulduzlarni o'zaro har bir spektrofotometrik taq-qoslanishi bir vaqtning o'zida monoxromatik yulduziy kattaliklarni ham beradi.

B) Keng tirqishga ega fotometr yordamida kichik dispersiyali spektrlarni fotoelektrik qayd etish. Fotometr tirqishi qamrab oladigan spektr sohalari $20 - 80 \text{ \AA}$ qilib olinadi, yulduzning yorug'ligini $3500 - 6000 \text{ \AA}$ oraliqlarida ikki marta, shuningdek, osmon fonini uch marotaba qayd etish $10 - 12$ daqiqa vaqtini oladi.

D) O'ta tor o'tkazish polosasiga ega interferension saralagichlar yordamida fotoelektrik fotometriya. O'tkazish polosasining yarim kengligi $100 \text{ \AA}$ va undan ham kichik bo'lishi mumkin. Bunday yorug'lik saralagichda hatto o'tkazish maksimumida ham nurlanishning atigi $40 - 60\%$ ni tashkil etganligi uchun oddiy fotometriyaga nisbatan yorug'lik oqimlarining kamayishi $4^m - 6^m$ larga yetadi va spektr sohasi hamda yulduzning spektral sinfiga bog'liq bo'ladi, nisbatan keng saralagichlardan foydalanadigan kolorimetriyaga qaraganda yo'qolishlar $3^m - 4^m$ ga yetadi.

E) Keng polosali shishali yorug'lik saralagichlaridan foydalangan holda spektrning ko'pgina sohalari fotoelektrik fotometriya o'tkazish. Bunda biz spektrofotometriya sohasidan chiqib, kolorimetriyaga, ko'pranglilikka qaytayapmiz. Eng ommaviy bo'lib ketgan usullar – bu Stebbins, Uitford va Kronlarning olti rangli kolorimetriyasidir. Har bir saralagich qamrab oladigan sohasi nisbatan kichik bo'lganligi uchun effektiv to'lqin uzunlik λ_e yoki unga teskari bo'lgan kattalik $\left(\frac{1}{\lambda}\right)_e$ ni aniqlash oson hamda λ_e yulduzning spektral sinfiga bog'liq bo'lmay qoladi.

Olti rangli aniqlashlarda yulduz spektrining oltita sohasidan energiya taqsimotini tasniflovchi kattaliklar kelib chiqadi, ammo ular qabul qilgichning tanlab olish xususiyati tufayli xatoliklariga ega. Bu xatoliklaridan qutulish uchun barcha o'lchashlar dG6 spektral sinfdagi yulduzlarga nisbatan moslashtiriladi.

Matematik ko'rinishda buni quyidagicha yozish mumkin. O'lchashlardan

$$\Delta m_j = -2,5 \lg \frac{F_{\lambda_j}^*}{F_{\lambda_j}^{G6}} + c_j, \quad (1.60)$$

bu yerda $F_{\lambda j}^*$ – berilgan j ($=1, 2, \dots, 6$) saralagich orqali tadqiq qilinayotgan yulduz kuzatilgandagi oqim, $F_{\lambda j}^{G_6}$ – xuddi shu narsa dG6 spektral sinfdagi yulduz kuzatilganda; c_j – konstanta. (1.60) formulaning (1.59) dan farki shundaki, konstanta c_j nafaqat saralagichdan saralagichga, balki yulduzdan yulduzga ham o'zgarib boradi. Aks holda (1.60) formuladagi Δm_j o'z ichiga ikkita yulduzning ravshanligi farqini ham kiritgan bo'lardi. Shunday qilib, olti rangli kolorimetriya monoxromatik yulduziy kattaliklarni emas, balki spektrdagi energiyaning nisbiy taqsimotini beradi.

Ikkinchi tomondan, yulduzlar spektrlaridagi spektrofotometrik o'lchashlarning natijalarini spektr $F(\lambda)\Delta\lambda$ yoki $F(1/\lambda)\Delta(1/\lambda)$ dagi energiya taqsimotini beribgina qolmay, bir vaqtning o'zida (1.59) ma'nodagi monoxromatik yulduziy kattaliklarni ham chiqarishga imkon tug'diradi, ya'ni berilgan to'lqin uzunligida m_λ qiymat yig'indilari uchun konstanta bir xil bo'ladi. Buni tushunish uchun jadvalni olib ko'raylik. Unda yulduziy kattaliklarining logarifmik shkalasida chastota birligi yoki to'lqin uzunliklarining teskari birliklariga hisoblangan muayyan to'lqin uzunlik λ hamda $\lambda = 0,556 \mu$ to'lqin uzunligi uchun oqim yoki intensivliklarining ayirmalari berilgan:

$$\Delta m(1/\lambda) = -2,5[\lg F(1/\lambda) - \lg F(1/0,556)], \quad (1.61)$$

bunda $\lambda = 0,556 \mu$ dagi ixtiyoriy yulduz uchun qiymat $\Delta m = 0,00$. Ammo $\lambda = 0,556 \mu$ fotometrik tizim V ning izofotli to'lqin uzunligidir. Demak, agar $-2,5 \lg F_{556}$ o'rniga muayyan yulduz uchun standart fotometrik katalogdagi V kattaligini olib qo'ysak, unda jadvalni monoxromatik yulduziy kattaliklar jadvaliga aylantirish mumkin:

$$m(1/\lambda) = -2,5 \lg F(1/\lambda) = V + \Delta m(1/\lambda). \quad (1.62)$$

$F(\lambda)$ va $F(1/\lambda)$ lar mos keluvchi oraliqlar $\Delta\lambda$ va $\Delta(1/\lambda)$ larga teskari proporsional bo'lganligi uchun

$$F(1/\lambda) = F(\lambda) \cdot \lambda^2$$

ni olamiz va formula (1.62) ni m_λ uchun quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$m(\lambda) = -2,5 \lg F(\lambda) = V + \Delta m(1/\lambda) - 5 \lg \frac{0,556}{\lambda}. \quad (1.63)$$

Yulduzlarning spektral yoritilganlik kattaliklari $E(\lambda)$ larni spektrdagi energiya taqsimoti absolyut birliklari $\Delta\lambda = 1 \text{ sm}$ ga $\text{erg/sm}^2\text{sek}$ larda ma'lum bo'lgan spektrofotometrik standartlar bilan bog'lab, monoxromatik yulduziy kattaliklarining absolyut tizimini barpo etish mumkin. Bunday taqqoslashlar spektrofotometriya usullari yoki tor tasmasi saralagichlar yordamida olib borilgan.

Keyingi jadvalda berilgan yulduzlar uchun $E(\lambda)$ ni olishda quyidagicha nol-punktdan foydalanish mumkin: nolinci yulduziy kattalikdagi yulduz V sistemasida atmosferadan tashqarida $\lambda = 0,556 \mu$ da $\Delta\lambda = 1 \mu$ oralig'ida $3,8 \cdot 10^{-5} \text{ erg/sm}^2\text{sek}$ yoritilganlikni hosil qilib beradi. Unda biz quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$V = -2,5[\lg E(0,556) - \lg(3,8 \cdot 10^{-5})], \quad (1.64)$$

boshqa ixtiyoriy to'liq uzunlik uchun esa,

$$-2,5 \lg E(\lambda) = V - 2,5 \lg(3,8 \cdot 10^{-5}) + \Delta m \left(\frac{1}{\lambda} \right) - 5 \lg \frac{0,556}{\lambda}$$

yoki

$$\lg E(\lambda) = -0,4V - \Delta m \left(\frac{1}{\lambda} \right) + 5 \lg \frac{0,556}{\lambda} - 4,42. \quad (1.65)$$

bo'ladi. Agar $\Delta m(\lambda)$ berilgan bo'lsa, unda so'nggi formuladagi o'ngdan uchinchi had tashlab yuboriladi.

Ayrim yulduzlarning monoxromatik yulduziy kattalik $\Delta m(1/\lambda)$ lari

1-jadval

yul- duz	spektr va yulduziy kattalik V	$\lambda(\mu)$ 0,340	0,365	0,386	0,419	0,459
		$1/\lambda$ 2,94	2,74	2,59	2,39	2,18
10 Lac	O9V (4m,88)	-0 ^m ,48	-0 ^m ,45	-0 ^m ,44	-0 ^m ,32	-0 ^m ,28
ϵ Ori	B0 Ia (1,70)	-0 ^m ,44	-0 ^m ,42	-0 ^m ,40	-0 ^m ,30	-0 ^m ,17
ν Ori	B0 V (4,42)	-0 ^m ,58	-0 ^m ,51	-0 ^m ,52	-0 ^m ,43	-0 ^m ,30
η U MA	B3 V (1,86)	0,00	+0 ^m ,05	-0 ^m ,29	-0 ^m ,33	-0 ^m ,28
β Ori	B8 Ia (0,15)	+0 ^m ,16	-0 ^m ,09	-0 ^m ,23	-0 ^m ,16	-0 ^m ,10
α Lyr	A0 V (0,00)	+1 ^m ,14	+1 ^m ,04	-0 ^m ,07	-0 ^m ,18	-0 ^m ,14

β Ari	A5 V (2,64)	+1 ^m ,38	+1 ^m ,22	+0 ^m ,25	-0 ^m ,02	-0 ^m ,06	
π^3 Ori	F6 V (3,19)	+1 ^m ,46	+1 ^m ,22	+0 ^m ,79	+0 ^m ,42	+0 ^m ,22	
16 Cyg B	G4 V (6,19)	+1 ^m ,91	+1 ^m ,56	+1 ^m ,47	+0 ^m ,78	+0 ^m ,37	
α Tau	K5 III (0,86)	+4 ^m ,70	+4 ^m ,02	+3 ^m ,74	+2 ^m ,48	+1 ^m ,04	
61 Cyg A	K5 V (5,25)	+3 ^m ,62	+3 ^m ,13	+2 ^m ,90	+1 ^m ,73	+0 ^m ,73	
α Ori	M2 Ia (0,69)	+5 ^m ,20	+4 ^m ,71	+4 ^m ,26	+2 ^m ,90	+1 ^m ,41	
Yul- duz	$\lambda(\mu)$	0,556	0,581	0,605	0,746	0,875	1,000
	0,506						
	$1/\lambda$	1,80	1,72	1,65	1,34	1,14	1,00
	1,975						
10 Lac	-0 ^m ,12	0,00	+0 ^m ,08	+0 ^m ,21	+0 ^m ,53	+0 ^m ,81	+0 ^m ,86
ϵ Ori	-0 ^m ,10	0,00	+0 ^m ,07	+0 ^m ,14	+0 ^m ,42	+0 ^m ,62	+0 ^m ,98
ν Ori	-0 ^m ,11	0,00	+0 ^m ,03	+0 ^m ,22	+0 ^m ,67	+1 ^m ,00	+1 ^m ,18
η U MA	-0 ^m ,12	0,00	+0 ^m ,08	+0 ^m ,21	+0 ^m ,47	+0 ^m ,70	+0 ^m ,78
β Ori	-0 ^m ,07	0,00	+0 ^m ,05	+0 ^m ,18	+0 ^m ,30	+0 ^m ,51	+0 ^m ,59
α Lyr	-0 ^m ,06	0,00	+0 ^m ,06	+0 ^m ,12	+0 ^m ,35	+0 ^m ,48	+0 ^m ,56
β Ari	0,00	0,00	+0 ^m ,04	+0 ^m ,11	+0 ^m ,30	+0 ^m ,41	+0 ^m ,40
π^3 Ori	+0 ^m ,11	0,00	-0 ^m ,03	-0 ^m ,02	-0 ^m ,11	-0 ^m ,01	-0 ^m ,04
6 Cyg B	+0 ^m ,19	0,00	-0 ^m ,05	-0 ^m ,07	-0 ^m ,20	-0 ^m ,23	-0 ^m ,39
α Tau	+0 ^m ,60	0,00	-0 ^m ,24	-0 ^m ,36	-1 ^m ,11	-1 ^m ,22	-1 ^m ,38
61 Cyg A	+0 ^m ,53	0,00	-0 ^m ,20	-0 ^m ,25	-0 ^m ,65	-0 ^m ,78	-1 ^m ,00
α Ori	+0 ^m ,58	0,00	-0 ^m ,30	-0 ^m ,44	-1 ^m ,50	-1 ^m ,76	-2 ^m ,22

Qayd etib o'tish lozimki, jadvalda hamda absolyut birliklarga o'tkazuvchi koeffitsiyent $3,8 \cdot 10^{-5}$ larning aniqligi katta emas, taxminan 5%. Misol tariqasida jadval 4 da boshqa aniqlashlardan olingan α Lyrae (Vega) yulduzi hosil qilib beradigan yoritilganliklar qiymatlari keltirilgan.

Vega (α Lyr) yulduzi spektridagi energiya taqsimoti $\Delta\lambda = 1 \mu\text{ga}$
 $10^{-5} \text{ erg/sm}^2\text{sek}$ birliklarida

2-jadval

λ	46	44	43	41	40	39	38	37	36	35	34	33	33	32	31	30
(Å)	50	90	40	90	60	40	35	30	30	45	65	85	20	60	35	20
E	5,	6,	6,	7,	7,	7,	5,	3,	2,	2,	3,	3,	3,	3,	3,	3,
(λ)	74	13	69	11	54	70	88	65	85	85	05	27	25	10	18	05

Nazorat savollari va mashqlar

1. Plank formulasida nurlanish zichligi qanday birlikka ega bo'ladi?

2. Vin siljish qonunining mazmuni nimadan iborat?

3. Stefan-Bolsman qonunining ahamiyati nimada?

4. Haroratning qanday turlarini bilasiz?

5. Rang harorati nima?

6. Ravshanlik harorati nima?

7. Spektrofotometr orqali olib borilgan kuzatuvlardan haroratni aniqlash mumkinmi?

8. Nima uchun spektrogramma standartlashtiriladi?

9. Spektral chiziqlar fotometrda qanday o'lchaladi?

10. Kolorimetrda o'lchalgan chiziqlar reaksiyasi nima?

11. Vodorod atomida elektronning qanday o'tishida spektrning qizil qismida yotadugan $H\alpha$ ($\lambda = 6563 \text{ Å}$) chizig'i paydo bo'ladi?

12. Agar yulduzgacha bo'lgan masofani 40 foizga kamaytirsak, uning yulduz kattaligi qanday o'zgaradi? 40 foizga uzoqlashtirsak-chi?

13. O'zgaruvchan yulduzning charaqlashi minimumdan maksimumgacha 7 yulduz kattaligiga o'zgargan. Bu yulduzning yorqinligi necha marta ortadi?

2-bob. ASTROFIZIK TELESKOPLAR

1-§. Optik teleskoplar va ularning xarakteristikallari

1609-yilda Galiley teleskopni ilk bor astronomik kuzatuvlarda qo'llagandan so'ng kuzatuvlarning imkoniyatlari nihoyatda ortdi. O'sha yil fanda yangi davr, ya'ni teleskopik astronomiya davri boshlanishidan darak berardi. Hozirgi tushunchalarga ko'ra Galiley teleskopi unchalik yaxshi, mukammal bo'lmasada, o'z zamondoshlariga u ajoyib mo'jiza bo'lib tuyulardi. Boshqa ko'pgina buyuk kashfiyotlar singari teleskopning ixtiro qilinishi tasodifiy bir hol bo'lmagan, u fan va texnikaning avvaldan rivojlanishi tufayli tayyorlanib kelingan.

Teleskop uchta asosiy vazifani bajaradi, bular: 1) osmon obyektlaridan kelayotgan nurlanishni to'plash va qabul qilgich (ko'z, fotografik plastinka, spektrograf va h.k.) ga yo'naltirish; 2) o'zining fokal tekisligida obyekt yoki osmonning ma'lum sohasining tasvirini hosil qilish; 3) bir-biriga yaqin burchak masofada joylashgan, binobarin, qurollanmagan ko'z bilan ajratib bo'lmaydigan obyektlarni ajrata olishga ko'maklashish.

Teleskopda asosiy optik qism – obyektivdir, u yorug'likni yig'adi va obyekt yoki osmon sohasining tasvirini hosil qiladi. Obyektiv qabul qiluvchi moslama bilan quvur (tubus) orqali birlashtiriladi. Quvurni eltuvchi mexanik konstruksiya uni osmonning kerakli joyiga qaratishni ta'minlaydi va o'rnatma (montirovka) deb nomlanadi. Agar qabul qilgich o'rnida ko'zdan foydalanilsa (vizual kuzatuvlar), unda albatta okulyar zarur bo'ladi, uning yordamida obyektiv hosil qilgan tasvir ko'riladi. Fotografik, fotoelektrik, spektral kuzatuvlarda okulyar kerak bo'lmaydi. Fotografik plastinka, elektrofotometrning kirish diafragmasi, spektrografning tirqishi va h.k. bevosita teleskopning fokal tekisligiga o'rnatiladi.

Linzali obyektivga ega teleskop refraktor, ya'ni sindiruvchi teleskop deyiladi. Turli to'lqin uzunlikdagi yorug'lik nurlari obyektivdan o'tishda turlicha singani tufayli yakka linza gardishi bo'yalgan tasvirni beradi. Bu hodisa xromatik aberratsiya deyiladi.

Akslanish qonunlari to'liq uzunligiga bog'liq bo'lmaydi, shuning uchun linzali obyektivni botiq sferik ko'zgu bilan almashtirish mumkin. Bunday teleskop reflektor, ya'ni akslantiruvchi teleskop deb nomlanadi. Sferik ko'zgu yorug'likning parallel dastasini nuqtaga to'plamaydi; u fokusda biroz yoyilgan dog'ni beradi. Bu buzilish sferik aberratsiya deb ataladi. Agar ko'zgu aylanish paraboloidi shaklida yasalsa, sferik aberratsiya yo'qoladi. Shuning uchun zamonaviy teleskoplar paraboloidli yoki parabolik shaklidagi ko'zgularga ega.

Shunday qilib, astrofizik tadqiqotlar uchun reflektor kerak bo'ladi, u astrofizikaning asosiy asbobi hisoblanadi. Astrometrik kuzatuvlarda asosan refraktorlar qo'llaniladi.

Astrofizik kuzatuvlar kosmik obyektlardan kelayotgan nurlanishni fizik usullar yordamida faol o'rganishdan iboratdir. Yer sathidagi bu nurlanishning zichligi juda kichik bo'lgani sababli uni ko'zgu yoki linza fokusida haqiqiy tasvirini hosil qilib beruvchi botiq ko'zgu yoki musbat linza orqali qabul qilib kattalashtirish kerak. Ana shu fokusda nurlanish qabul qilgich o'rnatiladi, ko'z yoki fotoplastinka bo'lishi mumkin. Unda birinchi holda vizual kuzatuv, ikkinchisida fotografik kuzatuvlar haqida gapiriladi.

S va S' yulduzlardan kelayotgan ikkita parallel nurlar dastasi bir-biriga α burchak ostida og'gan bo'lib, linza yoki ko'zgu Σ fokal tekisligidagi O nuqtada s va s' tasvirlarni hosil qiladi, ular ko'zning l ko'rish masofasida β burchak ostida ko'rinadi. Agarda l linza yoki ko'zguning F fokus masofasidan kichik bo'lsa, unda β burchak α burchakdan katta bo'ladi, natijada linza «kattalashtiradi». $\beta : \alpha$ nisbat taxminan $F : l$ nisbatga teng, shu nisbat aynan kattalashtirishning o'zginasidir. Normal ko'z uchun l 25 -- 30 sm ga teng, binobarin, $F = 1$ m ga teng linza 3 - 4 marta kattalashtiradi, yaqindan yaxshi ko'radigan ko'z uchun bu qiymat yanada kattaroq bo'ladi. Linza yoki ko'zguning Σ fokal tekisligida fotografik plastinkani joylashtirish mumkin, unda, F yoki l kattaligiga qarab osmonning kattalashtirilgan yoki kichraytirilgan tasvirini olish mumkin. Mana shu tamoyilda fotografik teleskoplar (astrograf yoki kameralar) tuzilgan.

Okulyarning fokus masofasini f orqali belgilaylik, R va D esa, obyektivning radiusi va diametri bo'lsin. SV kesma yoki unga mos ss'

bir tomondan $F \operatorname{tg} \alpha$ ga teng bo'lsa, ikkinchi tomondan $f \operatorname{tg} \beta$ ga teng, shuning uchun $\operatorname{tg} \beta : \operatorname{tg} \alpha = F : f$. α va β larning kichik burchak tangenslarini ularning yo'ylari bilan almashtirib kattalashtirishni topamiz:

$$W = \frac{\beta}{\alpha} = \frac{F}{f}. \quad (2.1)$$

Okulyar ko'zining d diametri $2f \operatorname{tg} \gamma$ ko'rinishda bo'ladi, biroq

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{R}{F},$$

demak,

$$d = 2R \frac{f}{F} = D \frac{f}{F}. \quad (2.2)$$

Bundan amalda qo'llashga qulay bo'lgan teleskopik sistemaning kattalashtirishini hisoblash uchun ifoda kelib chiqadi:

$$W = \frac{D}{d}. \quad (2.3)$$

Ko'zning qorachig'i diametrini δ orqali ifodalaylik, unda muayyan obyektivda mumkin bo'lgan eng kichik kattalashtirish

$$g = \frac{D}{\delta} \quad (2.4)$$

bo'ladi, chunki $G < g$ da yorug'lik bekorga sarflanadi. g kattalashtirish normal kattalashtirish deyiladi. Masalan, tungi sharoitda (agarda Oy, yorqin yulduz yoki sayyoralar kuzatilmasa) $\delta \approx 6 \text{ mm}$ va normal kattalashtirish:

$$g = \frac{D[\text{mm}]}{6} \quad (2.5)$$

bo'ladi. Bunday kattalashtirishga ega okulyarning fokus masofasi

$$f = F : g = 6 \frac{F}{D} = 6m [\text{mm}]. \quad (2.6)$$

Bu yerda

$$m = \frac{F}{D} \quad (2.7)$$

ifoda kiritilgan. Optikada juda muhim bo'lgan kattalik

$$A = 1 : m = \frac{D}{F}, \quad (2.8)$$

nisbiy tirqish yoki obyektivning (ko'zguning) yorug'lik kuchi deyiladi.

Teleskopik sistemalarda eng muhim xarakteristikalaridan biri kattalashtirish bo'lsa, obyektiv yoki ko'zgular kamerada ishlatilganda tasvir masshtabi muhim ahamiyatga ega bo'lib qoladi. Ikki

obyekt S va E orasidagi burchak masofa α ga teng bo'lsin, unda fokal tekislik Σ da ular orasidagi chiziqliy masofa

$$l = F \operatorname{tg} \alpha \quad (2.9)$$

bo'ladi, agarda α burchak yetarlicha kichik bo'lsa, unda

$$\operatorname{tg} \alpha \approx \frac{\alpha'}{57,3} \approx \frac{\alpha'}{3438} = \frac{\alpha''}{206265}$$

bo'ladi. Demak,

$$\left. \begin{aligned} 1^\circ \text{ uchun } l &= \frac{F \text{ sm}}{57,3} \\ 1' \text{ uchun } l &= \frac{F \text{ mm}}{3438} \\ 1'' \text{ uchun } l &= \frac{F \text{ mm}}{206265} \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

Masalan, $3,44 \text{ m}$ fokus masofaga ega normal astrograflarning masshtabi $1'/\text{mm}$ da bo'lsa, zonal astrograflar 206 sm fokus masofaga ega va ularning masshtabi $100''/\text{mm}$ dir. Qisqa fokusli kameralarning fokus masofasi $57,3 \text{ sm}$ bo'lib, masshtabi $1^\circ/\text{sm}$. Obyektiv fokusida joylashtiriladigan mikrometr vintining qadami ham xuddi shunday hisoblanadi.

Shunday qilib, kichik burchak o'lchamlarda teleskopning fokusida hosil bo'lgan tasvirning o'lchami

$$d = F \frac{\alpha'}{3438} = F \frac{\alpha''}{206265}$$

bo'ladi, bunda α' va α'' mos ravishda yoy daqiqalarida yoki sekundlarida ifodalangan burchak o'lchamlardir. Unda fotonegativning burchak masshtabi

$$\xi' = \frac{\alpha'}{d} \quad [1'/\text{mm}]$$

yoki

$$\xi'' = \frac{\alpha''}{d} \quad [1''/\text{mm}],$$

chiziqliy masshtab esa

$$\xi = \frac{R}{d},$$

bu yerda R – yoritkichning chiziqliy o'lchami.

Teleskopdagi yoy daqiqalarida ifodalangan ko'rish maydonining diametri $N = \frac{2000'}{W}$ formuladan topiladi.

Cheksiz uzoqlashgan yorug'lik manbaidan kelayotgan yassi to'lqin obyektiv yoki ko'zguga tushganda uning chetida difraksion

hodisalar yuzaga keladi, natijada obyektiv fokusida yorug' nuqta tasviri emas, balki murakkab difraksion tasvir hosil bo'ladi. Bu tadqiq obyektivning bosh tuynugi aylana shaklga ega bo'lganda eng qiziqarli hisoblanadi. Undan, nuqta tasviri sekin-astalik bilan intensivligi kamayib boruvchi halqalar bilan o'ralgan dumaloq disk shaklida bo'lganligi ko'rinib turadi.

Yorug'lik to'liqini uzunligini λ orqali, α bilan esa obyektiv orqasidagi bosh nuqtadan qoramtir dog' ko'rinadigan burchakni, ya'ni yulduzni soxta diskining burchak diametrini belgilaylik.

Difraksiya nazariyasidan quyidagi munosabat bizga ma'lum:

$$\alpha [\text{radian}] = 1,22 \frac{\lambda}{D}. \quad (2.11)$$

Obyektivning fokal tekisligidagi halqaning chiziqliy radiusi

$$a = F\alpha = 1,22\lambda \frac{F}{D} = 1,22\lambda m \quad (2.12)$$

ga teng bo'ladi, yoy sekundlarida ifodalangan burchak o'lchami esa

$$\alpha'' = 1,22 \frac{\lambda}{D} 206265 = 2,5 \frac{\lambda}{D} \cdot 10^5 = \frac{1}{40} \frac{\lambda [m\mu]}{D [sm]}. \quad (2.13)$$

bo'ladi.

Ko'rinib turibdiki, to'liqin uzunliklarining bir xildaligida difraksion halqaning chiziqliy o'lchamlari faqatgina yorug'lik kuchiga (kichik formatli kamerasining ham, Palomar tog'idagi 5 metrli gigant teleskopning ham yorug'lik kuchlari deyarli teng), burchak o'lchami esa, teleskopning kirish tuynugi diametriga bog'liq bo'lib qoladi. To'liqin uzunligi bog'lanishi mavjudligi tufayli aralashgan, ya'ni oq rangda difraksion hodisalar yaqqol ko'zga tashlanmaydi. Vizual kuzatuvlarda ta'sir etuvchi o'rtacha to'liqin uzunligi $\lambda = 550 \text{ m}\mu$, demak,

$$\alpha'' = \frac{14}{D [sm]}; \quad \alpha = 0,67 m [\text{mikron}].$$

Difraksion tasvirdagi intensivlik taqsimotidan ko'rinib turibdiki, takomillashgan obyektiv ishlatilgan taqdirda ham halqalarda yulduz yorug'ligining atigi 5% mujassam bo'ladi.

Difraksiya hodisasi teleskopning ajrata olish kuchini chegaralab qo'yadi. Haqiqatan ham, agarda ikkita yulduz orasidagi Δ burchak masofa 2α dan kichik bo'lsa, ularning difraksion disklari qisman ustma-ust tushadi. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, agarda ikkala yulduz

ravshanligi teng bo'lsa, ajrata olmaslik $\Delta = 0,85 \alpha$ dayoq sodir etiladi, ya'ni

$$\Delta'' = \frac{12}{D [sm]}, \quad (2.14)$$

va agarda ravshanligi teng bo'lmasa, unda Δ ning qiymati kattaroq bo'ladi.

Ko'zning cheklangan ajrata olish kuchi (uning qiymati taxminan 1' ga yaqin) teleskopdagi zich qo'shaloq yulduzlarni ajratishda to'sqin bo'lmasligi uchun (1.16) dagi Δ'' kattalashtirishdan so'ng $1' = 60''$ dan kam bo'lmasligi lozim. Bu kattalik bilan ruxsat etilgan ajrata olish kuchi belgilanadi:

$$G_r = 60 : \frac{12}{D} = 5D [sm] = R [mm]. \quad (2.15)$$

Agarda teleskop osmon obyektlaridagi mayda narsalarni ko'rish uchun, qo'shaloq yulduzlarni kuzatishga, mikrometrli astrometrik kuzatuvlar va h.k. larga mo'ljallangan bo'lsa ruxsat etilgan kattalashtirishdan kam bo'lmagan, 3 – 4 G_r , kattalashtirishlardan foydalangan ma'qul. Bundan yuqoriroq kattalashtirishlarda difraksion tasvir yaqqol ko'rinib qoladi. Undan tashqari, difraksion halqalarning sirtiy yorqinliklari kamayishi sezilib qoladi va xira yulduzlar ko'rinmay ketadi.

Optik sistema ko'lam obyekt tasvirini hosil qilganda uning yorqinligini oshirib berolmaydi, odatda yorqinlik linzalar sathida akslanishdan, ko'zgularning sathida to'liq akslanmasligidan, shuningdek, linzalarda yorug'likning yutilishidan kelib chiqadigan fizik yo'qolishlar tufayli kamayadi. Agarda obyekt yorqinligini B , k orqali esa kirish ko'ziga tushgan yorug'likning yo'qolgan qismini belgilasak, unda

$$B' = (1 - k)B = qB \quad (2.16)$$

Biroq astronom uchun osmon obyektlarining yorqinligi muhim emas, amalda ko'z qorachig'i, ko'z qobig'ining to'ri yoki fotoplastinkaning (yoki nurlanishning boshqa qabul qilgichi) yoritilganligi muhim ahamiyatga egadir. Bunda qurollanmagan ko'zning optik sistemaga nisbatan beradigan yutuq sistemaning optik quvvati deyiladi. Fotoplastinka yoki boshqa qabul qilgichlardan foydalanganda ularni qurollanmagan ko'z bilan taqqoslab bo'lmaydi,

biroq bir sistemaning ikkinchi sistemaga nisbatan quvvati haqida gapirish mumkin.

Bu hollarda turlicha yondashishning sabablari quyidagichadir. Yulduzlar bizga qurollanmagan ko'z bilan kuzatilganda seziladigan ko'rinma diskka ega bo'lmagan yoritilgan nuqtaviy obyekt bo'lib ko'rinadi. Biroq ko'zning nuqsonlari tufayli to'rdagi tasvir cheksiz kichik emas, balki chekli o'lchamga ega. Teleskopda biz difraksion hodisalar va atmosfera turbulentsligi, gohida optik sistemaning xatoliklari (aberratsiyalari) yig'indisidan iborat yulduzning qandaydir diskini ko'rishimiz mumkin. Shunday qilib, ixtiyoriy holda vizual kuzatuvlarda biz yulduz sathining yorqinligiga hech qanday aloqasi bo'lmagan qandaydir yoyilib ketgan yulduz tasvirining yorqinligini ko'ramiz. Bu sezilgan yorqinlikni nuqtaviy obyektga taalluqli deb yuritamiz va uni ravshanlik deymiz.

Yulduzlar ravshanligining subyektiv sezilishi ko'zga tushadigan yorug'lik oqimi kattaligiga yoki Yer sathida shu yulduzdan tushayotgan oqimga perpendikular qo'yilgan maydonchada hosil bo'ladigan yoritilganlikka mos keladi. Bu yoritilganlikni ifodalash uchun astronomiyada logarifmik shkala, ya'ni yulduziy kattaliklar shkalasidan foydalaniladi. Obyekt qanchalik xira, ya'ni u hosil qiladigan yoritilganlik qanchalik kichik bo'lsa, shu obyektning yulduziy kattaligi m shunchalik katta bo'ladi, bu logarifmik tizimning asosi 2,512 sonidir. Shunday qilib, ikkita yulduz uchun quyidagi munosabat o'rinalidir:

$$\frac{E_1}{E_2} = 2,512^{(m_2 - m_1)}, \quad (2.17)$$

yoki,

$$\lg \frac{E_1}{E_2} = 0,4(m_2 - m_1), \quad (2.18)$$

yoki

$$m_1 - m_2 = -2,5 \lg \frac{E_1}{E_2}. \quad (2.19)$$

m_1 va m_2 yulduziy kattaliklar o'z-o'zidan bu tengliklarning birortasidan aniqlanmaydi; ular tarixiy an'anaga ko'ra aniqlangan, bunda osmondagi eng yorqin yulduzlarning yulduziy kattaliklari taxminan nolga teng deb olingan, unda qurollanmagan ko'z bilan

ko'rish mumkin bo'lgan eng xira yulduzlar taxminan oltinchi yulduziy kattalikka teng bo'ladi. Yulduziy kattalikning belgisi m (magnitudo) yulduziy kattalikni belgilovchi sonning verguli ustida qo'yishga kelishilgan.

(2.19) formuladan hisoblash uchun qulay bo'lgan qoida kelib chiqadi:

$$\text{agarda } m_2 - m_1 = 5 \text{ bo'lsa } \frac{E_1}{E_2} = 100,$$

$$\text{agarda } m_2 - m_1 = 2,5 \text{ bo'lsa } \frac{E_1}{E_2} = 10,$$

$$\text{agarda } m_2 - m_1 = 5n \text{ bo'lsa } \frac{E_1}{E_2} = 10^{2n} \text{ bo'ladi.}$$

Teleskoplardagi yorug'likning fizik yo'qolishlari ularning optik quvvatini kamaytirib yuboradi. Aytib o'tish joizki, vizual kuzatuvlarda refraktorda ham, reflektorda ham yo'qolishlar 40 % ($k = 0,4$; $1 - k = 0,6$) ga boradi, bu esa, optik quvvatni $0^m,5$ ga kamaytiradi. Agarda qurollanmagan ko'z bilan ko'rishimiz mumkin bo'lgan eng xira yulduzlarning yulduziy kattaligi $6^m,5$ ga teng bo'lsa, D sm tirqishga ega teleskop orqali $G < G'$ bo'lgan taqdirda chegaraviy yulduziy kattalik m_l :

$$m_l = 6^m,5 + 2,5 \lg \left[0,6 \frac{D^2}{\delta^2} \right] = 7^m,1 + 5 \lg D [\text{sm}] \quad (2.20)$$

bo'ladi. Agarda $G = 1,6 G'$ bo'lsa, unda m_l 1^m ga kamayadi.

Teleskopda yulduzni kuzatayotganimizda ko'zga tushayotgan yorug'lik oqimi qurollanmagan ko'zga nisbatan obyektiv yuzasi $\frac{1}{4}\pi D^2$ ko'z qorachig'i yuzasi $\frac{1}{4}\pi \delta^2$ dan qanchalik katta bo'lsa, ya'ni $\left(\frac{D}{\delta}\right)^2$ bo'lsa, shunchalik marta ko'p miqdorda yorug'lik tushadi,

bunda yutuq $5 \lg \left(\frac{D}{\delta}\right)$ yulduziy kattalikni tashkil etadi. Bunga binoan,

qurollanmagan ko'zga nisbatan kirish tirqishi $D=600$ mm bo'lgan teleskop 10^m ga teng yutuq beradi, ya'ni 16^m gacha yulduzlarni ko'rishga imkon beradi. Olti metrli teleskop yana 5^m ga yutuq beradi.

Biroq bu yutuqni kamaytiruvchi bir qancha omillar mavjud. Birinchidan, bu hisoblash ko'z qorachig'i g ga teng bo'lmagan kattalashtirish uchun to'g'ridir, ikkinchidan, haddan ziyod

kattalashtirishlarda yulduz nuqta bo'lib ko'rinmaydi va undan kelayotgan butun yorug'lik oqimi uning difraksion yoki turbulent diskida yoyiladi. Unda ko'z yulduz ravshanligini undan kelayotgan umumiy yorug'lik miqdorini emas, balki tasvirining sirti yorqinligini sezadi, u esa, o'z navbatida kattalashtirishning kvadratiga proporsional kamayib boradi. Yulduzning diski yaxshigina seziladigan kattalashtirishni G' orqali belgilaylik. $G > G'$ kattalashtirish uchun yulduzning ko'rinma ravshanligining kamayishi

$\left(\frac{G}{G'}\right)^2$ marotaba, ya'ni $51\left(\frac{G}{G'}\right)$ ta yulduziy kattalikka kamayadi. G'

kattalikni aniqlash qiyin, chunki u teleskopning o'lchami (D) dan ko'ra ko'proq atmosfera holatiga bog'liq bo'ladi.

Bundan, ko'z qorachig'iga teng kattalashtirish barcha G' dan kichiklaridan qolishmaydi, fotometrik munosabatda esa, G' dan katta bo'lgan kattalashtirishlardan ham o'tadi, chunki u eng xira yulduzlarni ajratishga imkon beradi.

Katta obyektivda kichik obyektivdan farqli ravishda ko'z qorachig'iga teng kattalashtirishi yuqoriroq bo'ladi va u ko'lam obyektlarni yetarlicha yorqin va kattaroq qilib ko'rsatishga imkon beradi. Bu esa, mayda narsalarning ko'rinishini yaxshilaydi. Biroq mayda narsalarni ko'rish maqsad qilib qo'yilmasada, diametri $5' - 10'$ bo'lgan obyektlarni ko'rishda, garchi obyektning sirti yorqinligini oshirmasa ham, qurollanmagan ko'zga nisbatan bir qancha afzaldir.

Gap shundaki, obyekt yorqinligi kamayganda, ko'zning ajrata olish kuchi keskin tushib ketadi. Agarda obyektning o'lchami bir necha daqiqani yoki gradusni tashkil etmasa, ko'z tungi osmonda kuchsiz obyektни ajrataolmaydi. Qurollanmagan ko'zga umuman sezilmaydigan $1'$ o'lchamli xira obyekt teleskopda uning o'lchami $1 - 2^\circ$ gacha kattalashtirilganda bimalol kuzatiladigan bo'lib qoladi.

Bundan, ko'lam obyektlarni tasvirga olishda kameraning faqatgina yorug'lik kuchi ahamiyatlidir. Masalan, Palomar ulkan teleskopi ($D = 5\text{ m}$, $A = 1:3,3$) hamda qo'lbola, yorug'lik kuchi $1:3$ bo'lgan mitti kamera bir-biriga ekvivalentdir degan xulosaga kelish mumkin. Agarda ajrata olish kuchi inobatga olinmasa, faqat ko'lam obyektlar kuzatuvlari uchun bu fikr to'g'ridir. Biroq kichik kameraning fokusidagi geometrik o'lchamlari eng xira yulduz

tasvirini beruvchi halqadan kichik obyektlar $20 - 30 \mu$ dan kichik bo'lsa, optik quvvat nuqtaviy obyektlar uchun topilgani kabi, A^2 kattalik bilan emas, balki D^2 kattalik bilan aniqlanadi. Agarda kameraning xarakteristikalar $F = 5 \text{ sm}$ va $D = 16,7 \text{ mm}$ bo'lsa, 30μ o'lchamga taxminan $0^\circ,1$ burchak to'g'ri keladi. Demak, shunday va undan kichik o'lchamdagi obyektlarni tasvirga tushirishda bizning kamera Palomar reflektoridan $(300)^2 = 90000$ marta yoki yulduziy kattalikda 12^m dan ziyod yutqizar ekan.

2-§. Teleskoplarning montirovkalari. Zamonaviy optik teleskoplar

Vizual kuzatuvlar uchun okulyar (radiatsiyani qabul qilgichi) yordamchi uskuna bilan birgalikda obyektiv barcha optik jismlarning o'zaro o'zgarmasligini ta'minlovchi quvur (tubus) shaklida mexanik ulanib qotiriladi. Bunda quvurning gorizontga nisbatan vaziyati o'zgarganda ulanishlar o'zgarmasligi ta'minlanishi shart. Bu shart faqatgina qandaydir chetlanishlar bilangina bajariladi, astronomik asboblarda shu jihatidan ayniqsa talabchandir. Odatda, o'zining qobig'iga o'rnatilgan obyektiv yoki ko'zgu quvurning bir uchida qo'zg'almas qilib qotiriladi. Okulyar, fotoplastinkali kasseta yoki yordamchi asboblarda quvurning qarama-qarshi tomonida asbobning harorati o'zgarishi tufayli obyektiv (ko'zgu) fokus vaziyati o'zgarib qolgan holda optik o'q bo'ylab siljiydigan qilib qotiriladi. Shuningdek, quvurning konstruksiyasi obyektiv (ko'zgu) va okulyar tomondagi asboblarni ularning optik o'qlarini o'zaro moslashtirish uchun siljitish imkoniyatini hisobga olish lozim.

Undan tashqari, siljiydigan qismi fokal shkalaga ega, unga qarab fokal hisoblashlarni amalga oshirish va teleskopning qarama-qarshi tomondagi qismlarning o'zaro vaziyatlarini tiklash imkoni yaratiladi.

Teleskopni obyektga qaratib, uni kuzatib borish mushkul vazifalardan biriga kiradi. Zamonaviy rasadxonalar diametri bir necha santimetrdan bir necha metrgacha bo'lgan teleskoplar bilan jihozlangan. Teleskoplar o'rnatma (montirovka) deb nomlanadigan maxsus qurilmalarda o'rnatiladi.

Teleskopning o'rnatmasi har doim ikkita o'zaro perpendikular o'qlardan iborat bo'lib, ular teleskopni amalda osmonning ixtiyoriy sohasiga qaratishga imkon yaratadi.

Vertikal-azimutal deb nomlanadigan o'rnatmada o'qlardan biri zenitga yo'naltirilgan bo'lib, ikkinchi o'qi gorizontal tekislikda joylashadi. Unda asosan kichik teleskoplar o'rnatiladi. Nisbatan yirik teleskoplar ekvatorial o'rnatmada o'rnatiladi, uning o'qlaridan biri olam qutbiga (qutbiy o'q yoki soat o'qi) yo'naltiriladi, ikkinchisi osmon ekvatori tekisligida joylashadi (og'ish o'qi). Ekvatorial o'rnatmalarda o'rnatilgan teleskoplar ekvatorial deb nomlanadi.

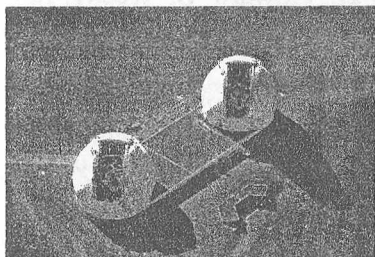
Ekvatorial orqali osmon yoritkichini kuzatish uchun uni qutbiy o'q atrofida soat burchagi ortib borish yo'nalishida burib turish kifoya qiladi, chunki yoritkichning og'ishi o'zgarmas bo'lib qoladi. Bu burish avtomatik tarzda soat mexanizmi yordamida amalga oshiriladi. Ekvatorial o'rnatmaning bir necha turi ma'lum. O'rtacha diametrga ega teleskoplar (50 - 100 *sm* gacha) ko'pincha «nemischa» o'rnatmada o'rnatiladi, bunda qutbiy o'q va og'ish o'qi ustunga tayangan parallaktik kallachani tashkil etadi. Og'ish o'qining bir tomonida quvur, ikkinchi tomonida esa, uni muvozanatlashtiruvchi yuk joylashtiriladi. «Nemischa» o'rnatmadan farqli ravishda «inglizcha» o'rnatma ikkita, ya'ni shimoliy va janubiy ustunlarga tayanadi, bu qo'shimcha chidamlilikni bag'ishlaydi. Ayrim holda inglizcha o'rnatmada qutbiy o'q to'rt burchakli rama bilan almashtiriladi, natijada quvur ramaning ichida bo'lib qoladi. Bunday konstruksiya asboblari osmonning qutbiy sohasiga qaratishga imkon bermaydi. Agar shimoliy (yuqori) tomondagi qutbiy o'qning podshipnigi taqa ko'rinishida yasalsa, bunday chegaralanish bo'lmaydi. Nihoyat, shimoliy ustunni va podshipnikni umuman olib tashlash mumkin. Unda «amerikancha» o'rnatma yoki «vilka» hosil bo'ladi.

Astronomik kuzatuvlarning xosligi shundaki, kuzatuv obyekti osmon sferasining aylanishiga monand va u bilan birgalikda uzluksiz siljiydi. Bu aylanish o'ta yuqori darajada tekisdir. Xulosa o'rnida shuni ta'kidlab o'tish joizki, astrofizik teleskopning o'rnatmasi odatda quyidagicha bo'ladi: shtativ yoki ulkan temir-beton ustunlar podshipniklarni tutib turadi, ularda esa olam o'qiga parallel aylanadigan o'q o'rnatiladi, bu o'qqa perpendikular, ya'ni osmon

ekvatoriga parallel holda ikkinchi o'q podshipniklari joylashtiriladi. Ana shu ikkinchi o'qqa unga perpendikular holda quvur qotiriladi. Ekvatorial yoki parallaktik o'rnatmaning tuzilishi ana shundaydir. Tilga olingan birinchi o'q qutbiy yoki soat o'qi, ikkinchisi esa og'ish o'qi deb nomlanadi. Asbobdagi uchinchi o'q quvur ichidan o'tuvchi teleskopning optik o'qidir. Quvurning bu o'q atrofida burish imkoni kamdan-kam holdagina nazarda tutiladi. Agarda bu narsaga zarurat tug'lsa, unda faqatgina okulyar yoki kasseta qismini burish bilan amalga oshiriladi. Bu pozitsion (vaziyat) burchak bo'yicha burish deyiladi.

Quvurni soat o'qi va og'ish o'qi atrofida burish imkoniyati uni kuzatilayotgan obyekt joylashgan osmon sferasining ixtiyoriy nuqtasiga yo'naltirishga imkon beradi. Undan so'ng, quvurni og'ish o'qiga qotirilgan holda faqat qutbiy o'qni burish yordamida osmon sferasi aylanishi tomon yo'naltiriladi, osmon sferasining aylanishi juda katta darajada tekis sodir etilishi tufayli bu burishni soat mexanizmi orqali amalga oshirish mumkin.

Soddalashtirilgan nazariya bo'yicha agarda teleskopni biror yulduzga qaratib, uning tasvirini okulyardagi iplar tutashgan tugunga qo'yib soat mexanizmini yurg'izib yuborsak, yulduz gorizontga yashirinmaguncha uning tasviri har doim iplar tugunida turishi kerak bo'ladi. Aslida esa bir qancha sabablarga ko'ra bunday bo'lmaydi.



9-rasm. Kek I+II teleskoplar
interferometrik kuzatuvlar
paytida.

Astronomik kuzatuvni boshlashdan oldin bajariladigan eng soddada operatsiya – bu fokusirovkadir. Vizual kuzatuvlarda u yo'l-yo'lakay bajarilib ketiladi: okulyar mikrometr iplari yaqqol ko'ringucha siljiriladi, undan so'ng esa butun mikrometr obyektiv yoki ko'zguga nisbatan siljitilib, biror nuqta yoki eng kichik o'lchamga ega disk ko'rinishida bo'lishi ta'minlanadi.

Bu operatsiyaning noaniqligi haqiqiy vaziyatidan u yoki bu tomonga $2m^2\lambda$ farqlanadi, bu esa, amalda eng ko'p tarqalgan yorug'lik

kuchining teskari qiymati $m = 15$ bo'lganda atigi $\frac{1}{4}$ mm ni tashkil etadi.

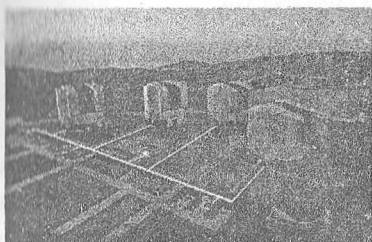
Fotografik kuzatuvlarda fokusga fotoemulsiya sathi keltirilishi lozim. Uni tekshirish uchun quyidagi usuldan foydalaniladi: kasetali qismni ketma-ket fokal shkalaning teng bo'lgan bo'laklariga siljitatirib bitta yulduz ketma-ketlik qisqa ekspozitsiyada tasvirga olinadi, tasvir chiqartirib, unda eng yaxshi chiqqan tasvirga mos fokal shkala hisob qiymati qayd etib qo'yiladi. Bir vaqtning o'zida bu hisob yaxlit maydonning hammasiga yaroqliligi tekshiriladi. Agarda yaramagan bo'lsa, maydon egrilangan yoki plastinka fokal teslikka og'gan yoki ikkala nuqson mavjud bo'lishi mumkin. Kameraning yorug'lik kuchi qanchalik katta bo'lsa, fokusirovka to'g'rilanayotganda kasseta qismini shunchalik kichik bo'laklarga siljitish lozim bo'ladi.

Kek nomidagi rasadxona (ingl. W. M. Keck Observatory) – AQSHning Gavay orolida, Mauna-Kea tog'ining cho'qqisida, dengiz sathidan 4115 metr balandlikda joylashgan rasadxonadir.

Kek rasadxonasida bosh ko'zgularining diametri 10 metrni tashkil etgan ikkita teleskop joylashgan. Bu teleskoplar dunyoda eng yirik teleskoplar qatoriga kiradi. Ushbu teleskoplar birgalikda, yagona astronomik interferometrni tashkil qilgan holda ishlay oladi.

1985-yilda Xovard B. Kek (ingl. Howard B. Keck) yangi teleskoplarni loyihalashtirish va qurish uchun 70 million dollar mablag' ajratgan.

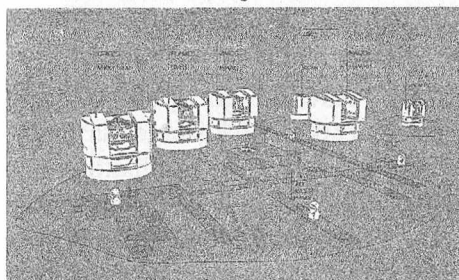
Teleskoplarning har biridagi bosh ko'zgular olti burchakli 36 ta segmentdan yig'ilgan, ular bitta yagona sistemaga keltirilgan. Har bir segment maxsus tutib turish va nishonga olish hamda ko'zgularni deformatsiyalardan himoyalovchi murakkab mexanizmlar sistemasi bilan ta'minlangan. Kuzatuvlar chog'ida kompyuter orqali boshqariladigan datchiklar va yurgizish mexanizmlar sistemasi har bir segmentning boshqalariga nisbatan vaziyatini 4 nanometr aniqlikda rostlaydi. Kek teleskoplarning ikkalasi ham adaptatsiyalanuvchi optika bilan ta'minlangan, ular atmosfera tufayli sodir etiladigan buzilishlarni kompensatsiyalaydi. Har bir teleskopning umumiy massasi taxminan 300 tonnani tashkil etadi. Teleskoplar azimutal o'rnatmaga o'rnatilgan.



10-rasm. VLT teleskoplar interferometrik kuzatuvlar paytida.

Chilidagi Serra Paranalda dengiz sathidan 2635 metr balandlikda qurilgan.

VLT uch xil rejimda ishlashi mumkin:



11-rasm. Paranal rasadxonasidagi teleskop va uskunalar VLTi rejimida.

teleskop (VLT Interferometer yoki VLTi) sifatida ishlatilishi mumkin, bu rejim yorqin obyektlarni yaxshiroq ajrata olishga imkon beradi.

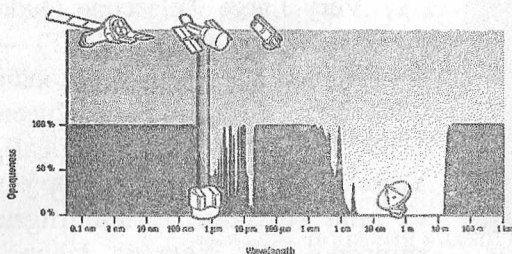
D) Yagona nokogerent teleskop sifatida, bunda obyektlarning yorituvchanligi oshiriladi.

VLT turli diapazondagi, ya'ni yaqin ultrabinafshadan o'rta infraqizilgacha bo'lgan to'liqlarni kuzatish uchun asboblarning har xil turlari bilan ta'minlangan. Xususan, moslashuvchi optika tizimi infraqizil diapazonda atmosferadagi turbulentslik ta'sirini to'liq bartaraf etishga imkon beradi, shu sababli bu diapazonda VLT Xabbl teleskopiga nisbatan 4 marta tiniqroq tasvirlarni olishga imkon beradi.

Very Large Telescope (Juda Katta Teleskop, qisqacha VLT) — 4 ta alohida 8,2-metrli teleskoplar (UT1-UT4, Antu (Antu), Kueen (Kueyen), Melipal (Melipal), Yepun (Yepun)) dan tashkil topgan va bitta sistemaga birlashtirilgan kompleks, ular Yevropa Janubiy Rasadxonasi (European Southern Observatory — ESO) tomonidan

A) 4 ta mustaqil teleskop sifatida. Har bir teleskop bir soatli ekspozitsiya bilan tasvirga olish imkoniga ega, natijada u qurollanmagan ko'zga nisbatan 4 milliard marta sezgirroqdir.

B) Asosiy rejim, ular yagona kogerentli interferometr



12-rasm. Orbital kosmik rasadxonalar va ular ishlaydigan to'liq uzunliklar.

Interferometrik kuzatuvlar uchun 1,8-metrli yordamchi teleskoplar (ulardan ikkitasi 2005-yili, yana ikkitasi 2006-yili ishga tushirilgandi) qo'llaniladi, ular asosiy teleskoplar atrofida harakatlana oladilar.

Kuzatuvlarni samaraliroq olib borish uchun har bir teleskop gorizonta, vertikal va azimut bo'yicha siljutilishi mumkin.

3-§. Quyosh teleskopi va qurilmalari

Ayrim hollarda osmon obyekti tasvirini qo'zg'almas qilish lozim bo'ladi. Bunga zarurat ayniqsa Quyoshni kuzatganda paydo bo'ladi, bunday kuzatishlarda uzun fokusli kameralar ishlatilganligi uchun ekvatorial o'rnatma ancha noqulay hisoblanadi. Bu turdagi o'rnatmalarga misol qilib siniq ekvatorial yoki reflektorlardagi kude fokusini ko'rsatishimiz mumkin. Biroq, bular statsionar asboblardir. Safarlarda, shuningdek, statsionar sharoitlarda ham, sistemaning kirish ko'zi katta bo'lmaganda selostatlar ancha qulay hisoblanadi.

Olam o'qi PP' ga parallel o'q atrofida aylanish imkoniyatiga ega ko'zgu mavjud deb faraz qilaylik, bunda aylanish o'qi ko'zgu tekisligida joylashgan bo'lsin. Bu, barcha imkoni bo'lgan burilishlarda uning normal n osmon ekvatori tekisligi EQ da joylashadi, degan ma'noni bildiradi. Biror yoritkich S ko'zgudan CS_1 yo'nalishi tomon akslantiriladi. S , n va S_1 uchta nuqta katta aylananing bitta tekisligida joylashadi, burchaklar SCn va nCS_1 o'zaro tengdir. Soat aylanasi tekisligidagi nuqta n S va S_1 nuqtalar orasidagi burchagini ikkiga bo'lib turibdi. Nuqta S sutkalik aylanish bo'yicha harakatlanadi, S_1 nuqta mos ravishda teskari tomonga siljiydi. Agarda nuqta n ni osmon gumbazining aylanish tezligidan ikki marta kam burchak tezligi bilan ko'zgu orqali siljishini ta'minlay olsak, unda PnP' tekislik tomonidan S va S_1 nuqtalarning soat

burchaklari orasidagi teng ikkiga bo'linishi S_1 nuqta qo'zg'almasligida saqlanib qoladi. Shunday qilib, ko'zguni 48 soat (kuzatuv obyektiga qarab, o'rtacha yoki yulduzli) da bir oborot tezlik bilan buraolsak, yoritkichning akslangan nurini qo'zg'almas qilaolamiz. Bunda normal n ekvator chizig'ini chizayotganda va yoy PS yoy $P'S_1$ ko'rinishida akslanganda hamda S_1 statsionarligida yoy $P'S_1$ ham statsionar holda qoladi, akslangan tasvir so'zning to'liq ma'nosi bilan statsionardir, ya'ni vaqt o'tishi bilan aylanmaydi. Osmon gumbazi bitta nuqtasi tasvirini aylanuvchi ko'zgu yordamida qo'zg'almas qilish turli usullar bilan bajariladi, lekin akslangandan so'ng osmonning yaxlit bir sohasini qo'zg'almas qilish faqat hozirda bayon etilgan moslama orqali amalga oshirish mumkin; shuning uchun bunday qurilma selostat, ya'ni «qo'zg'almas osmon» deb ataladi.

Selostat ayniqsa to'liq Quyosh tutilishlarda safardagi asbob sifatida qulaydir. Unda u akslangan dastani gorizontal holda kameraning obyektivi yoki ko'zguga yo'naltirish uchun xizmat qiladi. Ravshanki, qo'zg'almas gorizontal akslangan nur CS_1 kuzatuv kundagi Quyosh botish U nuqtasiga simmetrik bo'lgan g'arb nuqta W ga nisbatan gorizont doirasida joylashgan nuqtaga yo'naltirilgan bo'ladi. Janub nuqta M dan hisoblangan uning azimuti A to'g'ri burchakli uchburchak S_1MP' dan aniqlanadi:

$$\cos A = \frac{\sin \delta}{\cos \varphi} \quad (2.21)$$

Endi shimol nuqta N dan hisoblangan ana shunday azimut nuqtasiga selostat tomonidan akslangan nurlarni kutib oluvchi gorizontal teleskopning o'qi yo'naltirilgan bo'lishi lozim. Ertalabki kuzatuvlarida akslangan gorizontal nurga Quyosh chiqish nuqtasiga simmetrik bo'lgan yo'nalish berish kerak. Bundan qo'zg'almas selostatda akslangan nurning sutkalik harakat yo'nalishini topamiz, u gorizont bilan $p = 90^\circ - MS_1P'$ burchakni tashkil etadi va quyidagi tenglikdan topiladi:

$$\cos p = \frac{\sin \varphi}{\cos \delta} \quad (2.22)$$

Statsionar Quyosh o'rnatmalarda yil davomida Quyoshning og'ishi $\pm 23^\circ,5$ oraliqda o'zgarishini hisobga olish lozim, unda

akslangan nurning azimuti o'zgaradi, binobarin, gorizontal teleskopni markazi selostat bo'lgan aylana bo'ylab yuritib turish kerak bo'ladi.

Yuqorida aytilgan noqulaylik gorizontal teleskop obyektivi oldiga yordamchi ko'zgu o'rnatish bilan bartaraf etiladi, uning normalni shunday yo'naltirilishi lozim bo'ladiki, undan akslangan nur talab etilgan joyga, masalan, shimolning N nuqtasiga yo'nalsin. Yordamchi ko'zgu bilan selostat akslantirgan nurni har doim tutib olish imkoni bo'lishi uchun yordamchi ko'zguni selostat yon boshidan gorizontal teleskop o'qi tomon, ya'ni tush chizig'i bo'ylab, selostatga nisbatan topilgan azimutida to'xtaydigan qilib yurg'izib turish lozim bo'ladi.

Kechki kuzatuvlarda selostat ko'zgusidan akslangan dastaning qiyalanib tushishini oldini olish uchun selostat gorizontal teleskop o'qidan g'arb tomondagi W vaziyatidan sharq tomon, ya'ni O vaziyatga o'tkaziladi. Agar kuzatuvlar peshindan keyin uzoq davom etmasa, selostat boshqa vaziyatga o'tkazilmaydi. Qishki Quyosh turish kuniga yaqin va ayniqsa, kuzatuv joyi yuqori geografik kengliklarda olib borilayotgan bo'lsa, Quyosh nurlari selostatdan qo'shimcha ko'zguga juda qiya holda tushadi. Shuning uchun statsionar o'rnatmalarda selostatdan akslangan nur gorizontal yo'naltirilmasdan, balki biroz yuqoriroqqa qaratiladi, bunda qo'shimcha ko'zgu va, albatta, gorizontal teleskopning o'qi selostat ko'zgusidan balandroqda joylashadi. Shuning uchun selostatdan akslangan nur yo'nalishi meridian tekisligiga yaqinlashadi, qishki vaziyatda qo'shimcha ko'zguni selostat siljish WE chizig'i ortiga o'tkazishga hojat qolmaydi va nurlarning tushishi qiyaligi kamayadi.

Statsionar sharoitlarda gorizontal teleskop uzun fokusli Quyosh teleskopning eng yaxshi ko'rinishi emas, chunki Yerga yaqin havo qatlamlarining yorug' kunlardagi turbulentsligi teleskopning ajrataolish kuchini keskin kamaytirib yuboradi. Agarda baland minorada joylashgan selostatdan akslangan nurlar vertikal pastga yo'naltirilsa, yanada yaxshiroq bo'ladi. Unda selostatdan akslangan nur meridian tekisligida joylashgan CS_1 yo'nalish tomon yuboriladi. Bu yerda nur uni pastga, Quyosh tasvirini hosil qiluvchi obyektiv yoki ko'zgu tomon yo'naltiruvchi yassi ko'zgu tomonidan tutib olinadi. Yo'nalish CS_2 bilan gorizont tekisligi orasidagi burchak yil

davomida $90^\circ - \varphi - 23 \frac{1}{2}$ dan $90^\circ - \varphi + 23 \frac{1}{2}$ gacha o'zgarganligi tufayli qo'shimcha ko'zgu bilan selostatning o'zaro vaziyatlari o'zgarib turishi lozim. Bu selostatning pastga va yuqoriga siljish bilan amalga oshiriladi, shunday siljishlarning bir shakli Archetri rasadxonasida amalga oshirilgan, ya'ni olam o'qiga parallel joylashgan po'lat rama joylashgan. Bu rama bo'ylab relslarga parallel o'q atrofida aylanuvchi ko'zguni, ya'ni selostat moslamani olib yuruvchi aravacha siljiydi.

Ko'zgu tekisligining biror burchakka chetlashganda akslangan nur ikki barobar katta burchakka og'ganligi tufayli selostat ko'zgusining aylanish aniqligi ayniqsa yuqori bo'lishi lozim, zero, selostat odatda uzun fokusli asboblarda birgalikda ishlatiladi. Selostat aylanish o'qining aniqligi o'rnatilishiga ham ana shunday yuqori talablar qo'yiladi.

Vertikal teleskoplar bilan ishlaganda Yerga yaqin havo qatlamlarining zararli ta'siri ancha kamaysada, mikroseyismik hodisalar va o'zgaruvchan shamol yuklanishi bilan bog'liq kuchli vibratsiyalar paydo bo'ladi. Ularni minoralarning maxsus arxitektur konstruksiyasini ishlab chiqish, bino fundamentlarini izolatsiyalash, bir-birining ichiga joylashgan «binolar» qurish, yog'och konstruksiyalardan foydalanish bilan bartaraf etiladi.

Obyektiv (ko'zgu) chetidagi yorug'lik difraksiyasi yorug'likning bir qismi yoritilgan buyum geometrik tasviridan tashqarida ham paydo bo'lishiga olib keladi. Tasvirdan tashqaridagi yorug'likning katta qismi shuningdek changda sochilishidan, optik sathlar silliqdagi defektlaridan, ko'zgularning kumush yoki aluminiy qoplamalaridan akslanishidan kelib chiqadi. Shu bilan bir vaqtda agar yorqin obyekt oldida xira narsani, masalan, Quyosh diskini oldida Quyosh tojisini kuzatmoqchi bo'lganimizda bunday nuqsonlarni bartaraf etish ehtiyoji seziladi. Bu masala Lio tomonidan ishlab chiqilgan tutilishdan tashqari koronografda muvaffaqiyatli hal etilgan.

Tutilishdan tashqari koronografda Quyosh tutilishlardagi kabi Quyosh o'zining yorug'ligini olib tashlagan holda Quyoshga eng yaqin tevaragini kuzatish maqsad qilib qo'yilgan. Shu maqsadda teleskop fokusida o'lchami Quyoshnikidan biroz kattaroq bo'lgan

yumaloq to'siq qo'yiladi. Bajarish funksiyasiga ko'ra, bu to'siqni «Oy» deb nomlash mumkin. Biroq, bunday sun'iy tutilishni oddiy refraktor fokusida bajaradigan bo'lsak, Quyosh tasvirini o'rab turuvchi maydon yorqin sochilgan nur bilan to'lganini ko'rishimiz mumkin. Sochilgan nurning bir qismi asbobga emas, balki osmonga tegishlidir. Uni asbobni balandroq tog'larga, dengiz sathidan 2,5 - 3,5 km balandlikga, atmosfera tufayli nurning sochilishi kamroq bo'lgan joyga o'rnatish bilan bartaraf etish mumkin. Shunda ham sun'iy oy atrofidagi yorug'likning kattagina qismi qoladi, bu yorug'lik difraksiyalangan va sochilgan bo'ladi. Lio koronografida bu ikkala nuqson imkon qadar kamaytirilgan.

Koronograf obyektivi juda katta aniqlikda silliqlangan va tarkibida biror pufakcha yoki notekisligi bo'lmagan shishadan tayyorlangan bitta linzali qilib yasaladi. Ikkinchi linza ortiqcha akslanishni kiritgan bo'lardi. Bitta linzali obyektivga xos xromatizm kuzatuvlar to'liq uzunliklarning o'ta tor sohalarida olib borilishi bilan bartaraf etiladi.

Koronograf quvurining ichi yaxshilab qoraytirilgan va chang-uborlardan tozalangan. Obyektivdagi chang zarralari har safar ishdan oldin tozalanadi.

Koronograf tuzilishi quyidagichadir. Obyektiv oldiga diafragma *A* qo'yiladi, uning tirqishi obyektivdan biroz kichikroqdir. Diafragma chetlari o'tkir to'g'ri yumaloq shakliga ega. Obyektiv *O* berayotgan Quyoshning fokal tasviri yaxshilab qoraytirilgan va suv aylanishi tufayli sovutib turiladigan dumaloq disk ko'rinishidagi «Oy» tomonidan tutib qolinadi. Bevosita bu disk orqasida obyektiv tasviri *O* ni diafragma *B* da hosil qiluvchi maydon linzasi *O'* joylashgan, uning o'lchami tasvir *O* ning o'lchamidan biroz kichik, natijada uning chetlari birinchi diafragma *A* da hosil bo'lgan difraksiya olib tashlanadi. *B* diafragma ortida kameraning linzasi joylashadi, u tutilish tasvirini, ya'ni Quyosh tevaragidagi maydonni quvurning eng quyi qismida joylashgan kameradagi plyonkaga proyeksiyalaydi.

Yana bitta ortiqcha yorug'likning manbai mavjud bo'lib, u ham bo'lsa, linza *O* ning oldi yuzasi uning orqa tomonidan akslangan yorug'likga nisbatan botiq ko'zgu sifatida ishlaydi, natijada quvur ichida xalaqit beruvchi Quyoshning haqiqiy tasviri paydo bo'ladi. Linzalar *O* va *O'* larning egrilanishini shunday hisoblab chiqish

mumkinki, oqibatda tasvir diafragma B tekisligida paydo bo'ladi, uni diafragma markazida joylashgan kichkina shaffof bo'lmagan doiracha bilan bartaraf etish mumkin.

Bayon etilgan barcha ana shunday moslamalar tufayli kameraning plyonkasiga Quyosh tevaragidagi xalaqit beruvchi yorug'likning juda kichik miqdori tushadi, natijada yorug'lik saralagichlardan foydalanib tutilishlardan tashqari holda Quyosh diski yorug'ligidan sirtiy yorug'ligi million marta kichik bo'lgan Quyosh tojini tasvirga olish mumkin bo'ladi. Koronografning effektivligi haqida shundan bilish mumkinki, Quyosh chetidan atigi 12' chetda bo'lgan Arslon α (Regul, 1^m, 5) yulduzini tasvirga olishga muvaffaq bo'lingan.

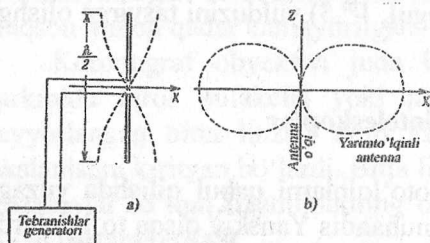
4-§. Radioteleskoplar

1931 – 1932-yillarda radioto'lqinlarni qabul qilishda yuzaga keladigan xalallarni o'rgangan muhandis Yanskiy qisqa to'lqinlarda har kuni yulduz vaqti bilan bir xil paytda takrorlanuvchi radio-shovqinlar foni kuchayishini aniqlaydi. Hech qanday qiyinchiliksiz shovqinlarning bu kuchayishi qabul qiluvchi antenning eng effektiv yo'nalishidan Somon Yo'li o'tayotganda sodir bo'lishi aniqlandi.

Kosmik nurlanish ana shu tarzda kashf qilingan edi. O'n yildan so'ng, 1942-yilda AQSHda Sausvors va King hamda Angliyada Xey Quyoshdan kelayotgan nurlanishni payqaydilar. Xuddi shu yillarda harbiy radiolokatsion marosimlari o'tkazilishi munosabatlari bilan meteorlarning radiolokatsiyasi amalga oshirildi, 1946-yilda esa Oy ham radiolokatsiya qilindi, buning imkonini 1928-yili L.I.Mandelshtam va N.D.Papaleksilar bashorat qilgandilar. Xuddi shu yili Quyosh sistemasidan tashqarida - Galaktikada va uning chegaralari ortida joylashgan ilk bor radionurlanishning diskret manbalari topildi. Nihoyat, 1955-yilda Yupiterdan, 1956-yili esa, Veneradan, so'ng Marsdan kelayotgan radioshovqinlar topildi.

Kosmik radionurlanish, odatda, tutash spektrga ega, biroq radionurlanish qabul qilgichlari undan faqat juda tor to'lqin uzunliklar yoki chastotalar oralig'ini ajratib oladilar, bu radioastronomik asboblarni optik asboblarning o'tkazish oralig'idan ham tor bo'lgan

tasmaga ega monoxromatorlarga o'xshatib qo'yadi. Ikkinchi tomondan, Yer atmosferasi radi diapazonning barcha chastotalari uchun shaffof emas. Unda sezilarli yutilmasdan to'liq uzunliklarning faqat 20 - 25 m dan 1 sm gacha bo'lgan kosmik nurlanishning oralig'i o'tadi. Ammo bu 11 oktavali anchagina katta oraliqdir, optik astronomiyada biz kosmik nurlanishning atigi uch oktavali oraliqqa egamiz, Quyosh va sayyoralarini o'rganishda biroz kattaroq bo'ladi. Shuning uchun radioteleskoplar va ulardagi qabul qilgichlar qaysi to'liq uzunlikda, metrli, detsimetrli, santimetrli, to'liqlarda ishlashiga qarab turli bo'lishi ajablanarli emas.



13-rasm. Yarim to'liqli dipolga doir.

Radioastronomik qabul qilgich qurilma asosida kosmik elektromagnit to'liqlarni qabul qiluvchi radioteleskop-antenna bo'ladi, u hosil qilgan elektr tebranishlar kabel yoki to'liq uzatkich orqali radiopriyomnikka uzatiladi, u yerda ular kuchaytiriladi, detektorlanadi va maxsus

yoziq boruvchi asbob yordamida qayd etiladi. Uchli sozlashga ega radiopriyomnik qabul qilinayotgan tebranishlarning nisbatan tor diapazon bo'lishini ta'minlaydi. Antenna ham odatda o'rganilayotgan elektromagnit tebranishlar bilan rezonansga sozlanadi, biroq u unchalik uchli bo'lmaydi. Hozircha faqat radioteleskoplarning antennalarni o'rganaylik.

Generatsiya qilingan to'liqlarni efirga tarqatish uchun umumiy uzunligi nurlantirayotgan to'liq uzunligining yarmisini tashkil etuvchi ikkita metall tayoqchadan iborat yarim to'liqli dipoldan foydalanish mumkin. U holda yarim to'liqli dipol turli yo'nalishlarda turli quvvatni tarqatuvchi antenna rolini bajaradi. Antennaning yo'nalganligini yo'nalganlik diagrammasi ta'riflaydi, uni uzunligi berilgan yo'nalishda nurlanish quvvatiga proporsional vektorlarni chizib, qutbiy diagramma ko'rinishida tuziladi.

Yarim to'liqli dipolning yo'nalganlik diagrammasi ko'rinishidan sakkiz raqamiga o'xshab ketadi. Aniqrog'i, agar dipolni Z o'qi bo'ylab vertikal o'rnatdik, unda nurlanishning eng katta

intensivligi gorizontaal tekislik XY bo'ylab, eng kichigi (nol) esa Z yo'nalishida bo'ladi. Yo'nalganlikning to'liq diagrammasi hosil bo'lgan tasvirni Z bo'ylab aylantirib qo'lga kiritamiz.

Yarim to'liqlik dipoldan kelayotgan radiosignallarni qabul qiluvchi antenna sifatida foydalanishimiz mumkin. U holda antennaga tebranishlar generatori o'rniqa radiopriyomnik ulanadi. Qabul qilishda yo'nalganlik diagrammasi avvalgidek qoladi. Qabul qiluvchi antenna kelayotgan yassi to'liqni deformatsiyalaydi, unda antenna oldidagi S yuza chegarasidagi barcha energiya antennaga kiradi va qabul qilgichga uzatiladi. Bunda antannaning o'zida o'zgaruvchan toklar mavjlanadi. Ular antenna atrofida nurlanish maydonni hosil qiladi, u antennaga tushgan nurlanishning bir qismini sochadi. Qabul qilgichga antennaga tushgan nurlanishdan faqat u yutib qolgan qismini yo'naltirish mumkin. Eng yaxshi holda, bu qabul qilgich elektr parametrlarining ma'lum qiymatlarida erishiladi, antenna yutib olgan va sochilgan nurlanishlarning ulushini teng qilish mumkin, unda dipol o'qiga perpendikular tekislikda kelayotgan nurlanishning yutishdagi antannaning effektiv yuzasiga teng bo'ladi, bu yerda G – antenna yo'nalishini ta'riflovchi parametr. Yarim to'liqlik dipol uchun $G = 1,64$ va unda $s_A \approx \frac{\lambda^2}{8}$ bo'ladi.

So'nggi kattalik detsimetrli diapazondayoq unchalik katta emas. Eng sezgir qabul qilgichlar 4,7 m to'liq uzunlikda Quyoshdan kelgan osuda nurlanishni, agar u bitta dipolga tushayotgan bo'lsa, aniqlay olmaydilar. Yarim o'tkazgichli dipolning yo'nalganligi ham yetarli emas. Ko'p dipollarni jamlagan holda antannaning samarali qabul qiluvchi yuzasini va yo'nalganligini oshirish mumkin.

Dipollarni shunday ulash kerakki, ularning har biridan qabul qilish apparaturaga kelayotgan tok va kuchlanishning tebranishlari faza bo'yicha moslashgan bo'lishi lozim. Buning uchun dipollar oraliqlarda joylashtiriladi. Bunda dipollar joylashgan tekislikda nafaqat dipollar bo'ylab yo'nalishda (o'q Z), balki unga perpendikular bo'lgan yo'nalishda (o'q X) ham sezgirlik nolga teng bo'lib qoladi. Bunday antennalar sinfaz antennalar deb ataladi. Tasvirda oltita dipollarning XY tekisligidagi yo'nalganlik diagrammasi ko'rsatilgan. Diagrammada bir nechta yaproqlar paydo bo'lganini ko'rish mumkin, ularning bosh yaproq'i dipollar

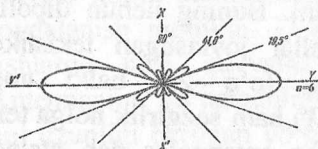
joylashgan tekislikga perpendikular yoʻnalgan. Fazoda yoʻnalganlik diagrammasi dipollar yoʻnalishlariga parallel Z oʻqi boʻylab oʻzgarmas tezlikda nolgacha tushib boradi. Lekin XZ tekislikda dipollarning bir necha qatorini joylashtirsak, unda YZ tekislikdagi yoʻnalganlik diagrammasi ham bosh yaprogʻ va bir qator qoʻshimchalardan iborat boʻladi.

Agar sinfaz antenna dipollarning n_2 ta vertikal qatoridan iborat boʻlib, har bir qatorda n_1 dan dipol mavjud boʻlsa, unda yoʻnalganlik diagrammasining bosh yaprogʻi vertikal yoʻnalishda taxminan $\frac{130^\circ}{n_1}$, gorizontaal yoʻnalishda $\frac{130^\circ}{n_2}$ kenglikka ega boʻladi.

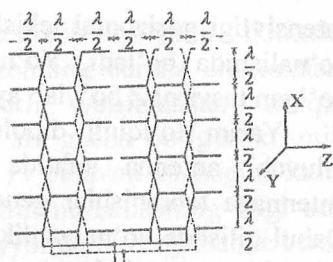
Koʻrinib turibdiki, yaprogʻ chegarasida antannaning nurlantirish intensivligi (yoki qabul qilishda uning sezgirligi) tezda tushib boradi, shuning uchun antenna yaprogʻining kengligi deb odatda antannaning sezgirligi maksimaldan ikki marta kamayishi boshlangan yoʻnalishlar orasidagi burchak kengligi hisoblanadi. Bu kattalik odatda yarim quvvat boʻyicha yoʻnalganlik diagrammasining kengligi deb nomlanadi va $\theta_{(1/2)}$ belgi bilan belgilanadi. Dipollarning koʻp sonida koʻrib chiqilgan murakkab antenna $a = n_1 \frac{\lambda}{2}$ balandlikka va $b = n_2 \frac{\lambda}{2}$ eniga ega boʻladi. Uning yoʻnalganlik diagrammasining ikkala yoʻnalishdagi kengligi mos ravishda

$$\theta_{(1/2)}(a) = 65^\circ \frac{\lambda}{a} \quad \text{va} \quad \theta_{(1/2)}(b) = 65^\circ \frac{\lambda}{b}$$

boʻladi.



15-rasm. Oltita dipolning yoʻnalganlik diagrammasi.



14-rasm. Koʻpdipolli antannaning ulanish chizmasi.

Yetarlicha koʻp miqdorda dipollarni olib, yarim yaprogʻning kengligini ixtiyoriy kichik qilish mumkin, faqat bu antannaning oʻlchami had-dan ziyod ortishi evaziga amalga oshiriladi, biroq buning ijobiy tomoni ham bor, chunki bunda radionurlanishni qabul qiluvchi yuza ham ortib boradi.

Antennaning yo'nalganligiga boshqacha vositalar, ya'ni passiv elementlarni kiritish yo'li bilan ta'sir etish mumkin, masalan, dipollar ortida $\frac{\lambda}{8}$ masofada yassi akslantiruvchi to'siq o'rnatiladi, u, jumladan, mos ravishda parallel qatorlar ko'rinishida joylashgan simlardan iborat bo'lishi mumkin.

Bundan tashqari, bu to'siq antennaning ikkinchi bosh yaprog'i ichidan kelayotgan nurlanishdan antennani to'sadi.

Izotrop nurlantirgichga (yoki qabul qilgichga) nisbatan sinfaz antenna uning tekisligiga perpendikular tekislikda yo'nalganligi G marta kattaroq, bu yerda G – bizga tanish bo'lgan yo'nalganlik ko'effitsiyentidir, u

$$G = \frac{4\pi ab}{\lambda^2} \quad (2.23)$$

formuladan aniqlanib, n ta dipollar yo'nalishidagi yutuq bittaga nisbatan n marta katta ekanligini ko'rsatadi.

Akslantiruvchi to'siq passiv rol o'ynaydi, chunki u qabul qilgichga ulanmaydi. Xuddi shunday rolni Ude - Yagi deb nomlanuvchi antennalardagi metall tayoqchalar o'ynaydi, bu tayoqchalar ularda hosil bo'ladigan parazit toklar antenna o'qi yo'nalishida nurlantirishni kuchaytiradigan qilib tanlanadi.

Direktorlarning (dipol oldidagi tayoqchalar) o'lchami va sonini tanlab yo'nalganlik ko'effitsiyentini, masalan, 12 gacha oson yetkazish mumkin. Odatda, direktorlarning uzunligi $\frac{\lambda}{2}$ dan biroz kichikroq, antenna elementlari orasidagi masofa $\frac{1}{5}\lambda \div \frac{1}{4}\lambda$ qilib olinadi. Ude - Yagi antennalari ham yuqoriroq yo'nalganlikka ega murakkab sistemalarga ulanishi mumkin, masalan, 50 m^2 maydonda joylashgan to'qqizta antenna $\lambda = 3 m$ to'liqida diagrammaning kengligi 17° ni tashkil etgan.

Ko'p dipolli antennalardan ham yassi akslantiruvchi to'siqda spiralsimon elementlar o'rnatilgan antenna ham yaxshiroq ishlaydi. Har bir spiral qalin o'tkazgichdan yasalgan bo'lib, yirik qadam (taxminan $\frac{1}{4}\lambda$) bilan o'ralgan taxminan o'n ikki o'ramdan iborat bo'ladi. Barcha spirallar bir-biriga parallel va eltuvchi to'siqqa perpendikular qilib joylashtiriladi. Ogayo universitetida ishlovchi shunday antenna 96 spiraldan iborat bo'lib, uzunligi 49 m va eni 6,7

m . 1,2 m to'liqida diagrammaning $\theta_{(1/2)}$ kengligi uzun tomon bo'ylab 1° va unga perpendikular tomon uchun 8° ni tashkil etadi.

Bu yerda ko'rib chiqilgan antennalarning kamchiligi ularning juda keskin selektivligi (tanlovchanligi), ya'ni ular faqat sozlangan to'liqin uzunlikda yaxshi ishlay oladilar. Spiralsimon elementli antennalar biroz universalroqdir, chunki ular ishlovchi to'liqin uzunlikni, masalan, 1 dan $1 \frac{1}{2} m$ gacha o'zgartirishga imkon beradi.

Shak-shubhasizki, faqat antenna-reflektorlar, ya'ni muayyan to'liqin uzunligidagi radioto'liqlarni yutuvchi dipol yoki biror boshqa qurilma o'rnatilgan fokusga akslantiruvchi parabolik ko'zgular universal bo'laoladi. Bunda ularning optik teleskoplardan farqlantiruvchi bitta muhim xususiyat qoladi. Radioteleskop orqali kuzatuvlar olib borilganda optik kuzatuvlarda uchratganimizga nisbatan ko'zgu chetidagi radioto'liqlar difraksiyasi juda ulkandir. Nuqtaviy manbaning difraksion diski radiusi α ni, ya'ni to'liqin uzunligi λ va kirish tuynugi diametri D funksiyasini beruvchi formula (2.15) ni eslaylik va uni aniq ko'rinishda yozamiz:

$$\sin \alpha = 1,22 \frac{\lambda}{D} = \frac{1,22}{D/\lambda}. \quad (2.24)$$

Burchak α munosabat $\frac{D}{\lambda}$ ga bog'liq, u ko'z to'liqin uzunligi $\lambda \approx 0,5 \mu$ nurlanishga eng sezgir bo'lgan qurollanmagan ko'z bilan ($D \approx 5 \text{ mm}$) vizual kuzatuvlarda 10^4 ga teng. To'liqin uzunligi 5 m dagi kuzatuvlarda xuddi shunday $\frac{D}{\lambda}$ nisbatga erishish uchun diametri $5 \cdot 10^4 \text{ m} = 50 \text{ km}$ bo'lgan ko'zguni qurish lozim bo'ladi, shunday to'liqin uzunlikda 5 metrli Palomar reflektordagi nisbatga erishish uchun esa, radioteleskopning diametri 50000 km bo'lishi kerak, ya'ni Yerda bunday teleskopni qurib bo'lmaydi.

Qisqa, masalan, detsimetrli yoki santimetrli diapazonlarda bu noxush nisbat $\frac{D}{\lambda}$ biroz kamroq, biroq bunda ham difraksion diskning o'lchami katta bo'lib qoladi: $D = 25 \text{ m}$ va $\lambda = 5 \text{ sm}$ da $\alpha = 7',6$ bo'ladi. Har qalay, bu avvalgi uchragan $\theta_{(1/2)}$ kattalikdan ancha kichkina. Yuqori chastotalarda yutilgan to'liqlarni qabul qilgichga eltish katta yo'qolishlar bilan bog'liqligi hisobga olinib, murakkab ko'p dipolli tizimlar santimetrli va detsimetrli diapazonlarda qo'llanilmaydi, u yerda asosan ko'zguli antennalardan foydalaniladi. Ularning shakli

va o'Ichami turlichadir. Ko'pincha «tilimchalar», bitta yo'nalishda perpendikular yo'nalishga nisbatan ancha katta o'Ichamlarga ega paraboloidlardan qirqib olingan parchalar uchraydi, shu sababli yo'nalganlik diagrammasi turli yo'nalishlarda turlicha bo'ladi. Bitta kesmada parabola, perpendikular yo'nalishda to'g'ri chiziq, ya'ni aylanish paraboloidi emas, balki parabolik silindr shaklidagi ko'zgular ham bo'ladi. Tuzilma ko'zgular ham bo'ladi, ularda nisbatan katta bo'lmagan yassi yoki sferik to'siqlar mos ravishda oriyentirlangan bitta katta paraboloid shakliga keltiriladi. Shundaylardan biri – bu ulkan Pulkovo radioteleskopidir, uning o'Ichami 360 m^2 va u $3,2\text{ sm}$ to'lqin uzunlikda ishlaydi.

Bir qarashda optik ko'zgularni yasashdan ko'ra, radiodiapazon uchun ko'zgularni tayyorlash ancha oson bo'lib tuyuladi. Haqiqatan ham, Reley mezoni hisoblangan paraboloiddan ko'zguning shakli to'lqin uzunlikning sakkizidan biriga farqlanmasligini talab etadi, unda $\lambda = 50\text{ sm}$ da 6 sm ni, va $\lambda = 4\text{ sm}$ da $\frac{1}{2}\text{ sm}$ tashkil qiladi. Bunday aniqlikni hatto ko'zguning katta o'Ichamlarida tutib turish qiyin emas, lekin bu aniqlik ko'zguning turli vaziyatlarida ham saqlanishi uchun unga yetarlicha qattqlik kerak, bu esa sezilarli darajada konstruksiyani og'irlashtiradi va murakkablashtiradi. Shamoldan tushadigan yuklama ancha kuchli bo'lishi mumkin, bu esa asosini va poydevorini og'irlashtirishni talab etadi. Ekvatorial o'rnatmadagi og'ir ko'zgu uchun to'ntarib yuboruvchi moment ayniqsa katta bo'lishi mumkin, bu ayniqsa butkul osmonni kuzatishga erishish maqsadida ko'zguni qutbiy o'q tayanchlaridan ancha uzoqqa olib chiqilganda seziladi. Shuning uchun yirik ko'zgular odatda azimutal o'rnatmalarda quriladi. Masalan, ana shundaylardan Manchester yaqinidagi Jodrell Benk radioteleskopini ko'rsatish mumkin. Diametri 76 m va vazni 750 tonnalik ulkan kosa shaklidagi bu parabolik ko'zgu o'zining ikkita sapfasi bilan ikkita 56 metrlik po'lat minora uchlarida joylashgan gorizonta podshipniklarga o'rnatilgan. Minoralar qudratli g'altakmolalarda joylash, ular esa aylana relslar bo'ylab harakatlana oladi va butun konstruksiyani azimut bo'ylab buradi. Vazni 2000 tonna bo'lgan bu ulkan inshootda antennani ko'zgu fokusida tutib turuvchi tirgovich ham 20 metrli zalvorli po'lat machta ko'rinishida yasalgan, u, shuningdek, qabul qiluvchi va qisqa to'lqinlarda ishlaganda birinchi kuchaytirgichli moslamani ko'tarib

turadi. Bu teleskop qabul qila oladigan eng qisqa to'liq 20 sm bo'lib, paraboloidni tayyorlashda ruxsat etilgan xato - 2,5 sm ni belgilaydi. Nisbatan uzun to'liqlarda ishlaganda paraboloidga yaxlit qoplama bermasdan, paraboloidli sinchga mos keluvchi uyalarga ega metall to'ri qoplash mumkin.

O'sha Jodrell Benk stansiyasidagi qo'zg'almas ko'zgusi xuddi shu usul bilan amalga oshirilgan, u diametri 67 m bo'lgan aylana bo'ylab 24 ustunlarga osib qo'yilgan to'r ko'rinishida qurilgan. Bu aylananing markazida joylashgan 50 metrli machtaga qabul qiluvchi dipol o'rnatilgan. Machta meridian tekisligida $\pm 15^\circ$ burchakka og'aoladi, bunda u maksimal effektivlik bilan yo'nalishi zenitdan 15° gacha chetlashgan nurlanishlarni qabul qilishi mumkin.

Ko'zgu odatda 1,89 m to'liqda ishlaydi va uning bosh yaprog'i 2 kenglikka ega. Yanada kattaroq to'liq uzunliklarda to'r emas, balki faqat metall sinchning o'zidan foydalanish mumkin. Qo'zg'almas ko'zgularni, shuningdek, yerning o'ziga o'yilgan betonli parabolik kosalar ko'rinishida ham qilinadi, bunda tog'li hududlarda ko'zguni ma'lum tomonga yo'naltirish uchun relyefdan foydalaniladi. Jumladan, dunyoda eng yirik bo'lgan qo'zg'almas sferik kosa Aresibodagi Puerto-Riko orolidagi tog'larda xuddi shu usulda qilingan. Uning diametri 305 m bo'lib, egrilanish radiusi 265 m ga yetadi.

Aresibo teleskopining akslantirgichi simli to'r ko'rinishida bo'lib, sfera sirti bo'ylab tarang tortilgan po'lat arqonlar yordamida aniq o'rnatiladi. To'rning uyalari 12 mm o'lchamga ega bo'lib, ishchi to'liq uzunligi 62 sm ehtiyojlaridan ancha yuqori bo'lganligi sababli bir necha marta qisqaroq to'liqlardagi nurlanishni ham qabul qilishi mumkin. Murakkab qabul qiluvchi va uzatuvchi qurilma o'rnatilgan 525 t vaznli osma aravacha troslar yordamida uchta po'lat machtaga o'rnatilgan, u ko'zgu tepasida zenit markazidan 20° gacha chetlasha oladi, natijada osmon sohasining -2° dan $+38^\circ$ gacha og'ishlardan (Aresibo kengligi $+18^\circ$) kelayotgan radionurlanishni qabul qilaoladi. Elektr parametrlari boshqariluvchi ko'zgu fokusidagi nurlantirgichning ustalik bilan qilingan ajoyib moslamasi ko'zguning sferik aberratsiyasini va astigmatizmini yo'qotadi. Kosaning ulkan 7,4 ga ega to'plovchi maydoni asosan kosmik manbalardan kelayotgan

radionurlanishni qabul qilishdan ham burun Quyosh tizimidagi o'lsroq sayyoralarⁿⁱ radiolokatsiya qilishda ishlatiladi.

Ta'kidlab o'tish joizki, parabolik ko'zgular fokusida joylash- tiriluvchi dipollarning maxsus yo'nalganligi sababli ko'zguning effektiv yuzasi geometrik yuzasiga teng bo'lmay, balki undan 3 - 2 marta kichikdir.

Millimetrli radiodiapazon uchun yirik ko'zgularni tayyorlash ayniqsa mushkuldir. Ularning eng yaxshisi Rossiya Fanlar Akademiyasi qoshidagi Fizika institutining Oka stansiyasida (FIANda) o'rnatilgan. Uning diametri 22 m ga teng; aylanuvchi qismlarining vazni 413 t ga yetadi. Paraboloidni yig'ish aniqligi 0,6 mm.

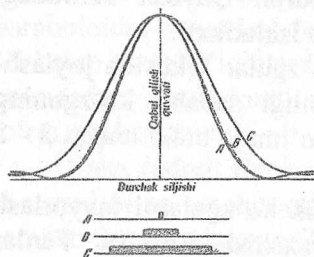
5-§. Radiointerferometrlar

Dumaloq ko'zguli anten^{na}ning yo'nalganlik diagrammasi bosh yaproqdan iborat bo'lib, uning yarim quvvat $\theta_{(1/2)}$ dagi kengligi

$$\theta_{1/2} = 1,02 \frac{\lambda}{D} = 60^\circ \frac{\lambda}{D} \quad (2.25)$$

formuladan aniqlanadi, u (2.2) formulaning variantidir. Shartli ravishda bu kattalikni radioteleskopning ajrataolish kuchi xarakteristikasi sifatida qabul qilish mumkin: agar ikkita obyekt $60^\circ \frac{\lambda}{D}$ yoki undan kattaroq burchak masofa bilan ajratilib turgan bo'lsa, bizning radioteleskop ularni ikkita qilib ko'rsatadi, aks holda bitta bo'ladi.

Masalan, FIANdagi 22 metrli teleskopda $\lambda = 21 \text{ sm}$ diapazonida yo'nalganlik diagrammasining yarim quvvatdagi kengligi 40' bo'lib, va $\lambda = 4 \text{ mm}$ da atigi 1',6 bo'ladi. Agar obyekt $\theta_{(1/2)}$ dan ancha kichik o'Ichamga ega bo'lsa, undan kelayotgan radiosignal nuqtaviy manbadan kelayotgan radiosignaldan deyarli farqlanmaydi. Radiomanba sutkalik harakati tufayli radioteleskopning bosh yaprog'idan o'tganda yozib olingan radiosignallardan haqiqiy shaklini yoki manba bo'ylab radio yorqinligi taqsimotini aniqlash



16-rasm. Turli kattalikdagi obyektlardan kelgan radiosignallarni yozib olish.

uchun qunt bilan qayta ishlab chiqish talab etiladi. Tasvirda sistemaning bosh yaprog'idan uchta turli obyekt A , B , C lar o'tishida radioteleskop orqali nazariy kutilajak qabul yozuvlarining shakli keltirilgan. Obyekt A – nuqtaviy, obyekt B – $\frac{1}{2}\theta_{(1/2)}$ diametrga ega va

obyekt C ning o'lchami yaproqning yarim kengligidan katta. Ko'rinib turibdiki, obyektlar A va B larning yozuvlari deyarli bir-biridan farq qilmaydi, C obyektning yozuv kengligi

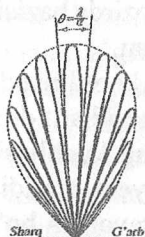
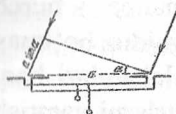
esa nuqtaviy obyektga nisbatan atigi 25% ga kattaroq. 76 metrli teleskop $\lambda = 1,25 \text{ m}$ to'liqida $\theta_{(1/2)} = 1^\circ$ ga ega. Demak, bunday radioteleskop nuqtaviy obyekt va Quyosh o'lchamiga teng obyekt ($1/2^\circ$)lardan bir-biridan deyarli farqlanmaydigan yozuvni berar ekan. Bu misoldan radioastronomiyada eng birinchi vazifa radioteleskoplarning ajrataolish kuchini oshirish ekanligi ayon bo'ladi, bu masala radiointerferometrlar yordamida muvaffaqiyatli hal etildi.

Ikkita, A va B antennalar shunday joylashgan bo'lsinki, ularni birlashtirib turuvchi to'g'ri chiziq kelayotgan yassi to'liq Σ bilan burchak α ni tashkil qilsin, ular kelayotgan tebranishlarni

$$\Delta = 2\pi \left(\frac{a \sin \alpha}{\lambda} \right) \quad (2.26)$$

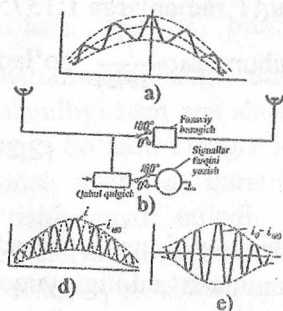
ga teng fazalar ayirmalari bilan qabul qiladilar. Agar A va B antennalarni qabul qilgichga ulangan bo'lsa, $\Delta\theta = \pi, 3\pi, \dots, (2n+1)\pi$ da antennalar qabul qilayotgan impulslar qarama-qarshi fazalarda bo'lib, bir-birini so'ndiradi. Bu $\sin \alpha = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{a}, \frac{3}{2} \frac{\lambda}{a}, \frac{5}{2} \frac{\lambda}{a}$ va hokazolarda sodir etiladi. Aksincha, $\sin \alpha = 0, \frac{\lambda}{a}, \frac{2\lambda}{a}$ va hokazolarda qabul qilgichda maksimal kuchlanish hosil bo'ladi.

Bayon etilgan ikkita antenna interferometrni tashkil qiladi, uning yo'nalganlik diagrammasi ko'pgina yaproqlardan iborat bo'lib, a qanchalik katta bo'lsa, ularning soni ham shunchalik katta bo'ladi.



17-rasm. Sodda radiointerferometr va uning yo'nalganlik diagrammasi.

qabul qiluvchi sirtiga o'tgan normalning ikkala tomoniga bir necha o'n gradusga, sodda dipollarda esa - 360 gradusli tasma bo'ylab cho'ziladi. Bu tasma ichidagi turli yo'nalishlarda antennaning sezgirlik turlicha bo'ladi.



18-rasm.

Interferometrlar ishlash tamoyli

qismlari yaproqlar orasiga tushib qolganda, boshqa bir qismlari xuddi shu momentda yaproqda joylashgan bo'ladi. Yozilayotgan radiosignalning tebranishlari qanchalik keskin bo'lsa, manbaning o'lchamlari shunchalik kichik bo'ladi. Interferometrning bazisi a ni

Diagrammaning bosh yaprog'i $90^\circ - \arcsin \frac{1}{2} \frac{\lambda}{a}$ va $90^\circ + \arcsin \frac{1}{2} \frac{\lambda}{a}$ yo'nalishlar ichida, ikkinchisi $90^\circ + \arcsin \frac{1}{2} \frac{\lambda}{a}$ dan $90^\circ + \arcsin \frac{3}{2} \frac{\lambda}{a}$ gacha, sezgirlik maksimumi burchagi esa, $90^\circ + \arcsin \frac{\lambda}{a}$ va hokazolarda joylashadi.

Barcha bu yaproqlarni og'ib o'tuvchi A yoki B yakka antennalarning yo'nalganlik diagrammasidir. Tabiiyki, interferometr qo'zg'almas, ko'p hollarda uning AB bazasi g'arb - sharq chizig'i bo'ylab yo'nalgan, bosh yaproq esa meridian tekisligida joylashgan bo'ladi; bunda uning kengligi faqat meridianga perpendikular yo'nalishda kichik, meridian bo'ylab esa bu yaproq A va B antennalarning

Osmon gumbazining sutkalik aylanishi radiomanbani interferometrning yaproqlaridan ketma-ket o'tishga majbur qiladi. Bunda kichik burchak o'lchamiga ega manbadan yozilayotgan signal noldan (manba interferometr yaproqlari orasidagi yo'nalishda bo'lganda) ikkilangan qiymatigacha (ikkala antenna fazalar ayirmalarisiz ishlayotgan bo'lsa) tebranib turadi. Katta burchak o'lchamli manbada yozuvning tebranishlari kichikroq bo'ladi, chunki uning ayrim

kattalashtirib yaproqning kengligini radiomanba burchak o'lchamlaridan ham kichik qilish mumkin (agar u yulduz bo'lmasa), va unda signallarni yozish xarakteridan manba o'lchamlari haqida fikr yuritishimiz mumkin. Keng bazali interferometrlarni yaratishda paydo bo'ladigan texnik qiyinchiliklarga qaramay, hozirda bazisi 100 km dan ortiq bo'lgan interferometrlar ishga tushirilgan.

Interferometr kosmik nurlanish manbalarining koordinatalarini aniqlashda yaxshi asbob deb hisoblanadi. Uni meridian doiraga o'xshatish mumkin. Obyektning to'g'ri chiqishi eng kuchli signal momentining yulduz vaqtidan aniqlanadi, unda obyekt meridianda joylashgan bosh yaproqning eng sezgir qismidan o'tayotgan bo'ladi. Radiomanbaning og'ishi manba bosh yaproqdan o'tish davomiyligidan yoki interferometrning I va II yaproqlardagi bosh yo'nalishlaridan manbaning o'tish vaqt oraliqlaridan aniqlanadi. Agar I va II yaproqlardagi bosh yo'nalishlari orasidagi burchak masofani c deb belgilasak, unda aytilgan vaqt oralig'i t yoritkichning og'ishi δ ga quyidagi formulaga binoan bog'liq bo'ladi:

$$\sin t = \frac{\sin c}{\cos \delta}. \quad (2.27)$$

Formula (2.26) da ikkita yaproq orasidagi masofa $\sin c = \frac{\lambda}{a}$ tenglik bilan aniqlanadi. Sekundlarda ifodalangan vaqt t^s radianlarga 1:13751 faktori yordamida o'tkaziladi, shuning uchun $\sin t = \frac{t^s}{13751}$ bo'ladi. Shunday qilib, (2.26) formuladan

$$\cos \delta = \frac{13751\lambda}{at^s} \quad (2.28)$$

topamiz.

Bu formula δ ning katta qiymatlarida yaxshi natija beradi. Kichik δ larda kosinusdan burchak δ ni aniqlash xatoligi yuqori bo'ladi.

Interferometrning zaif manbalarni ajrataolishini interferometrdagi bir yelkasiga, antenna bilan qabul qilgich orasiga davriy ravishda π ga teng fazalar ayirmasini kirituvchi moslama kiritish bilan ancha oshirish mumkin. Shunday qilib, ilgari interferometr eng kam sezgirlikka ega yo'nalishda endi u eng katta sezgirlikka ega bo'ladi va aksincha: yo'nalganlik diagrammasining barcha yaproqlari o'z kengligining yarmisiga siljib, yana eski holatiga qaytib, siljib va

hokazo davom etib turadi. Bunday qurilma tebranib turuvchi diagrammali interferometr deb nomlanadi. Endi diagrammaning tebranishiga monand signalni yozishni bir dastakdan ikkinchi dastakka galma-galdan o'tkazib turilsa, antenna yaproqlaridan o'tuvchi signalning ustma-ust tushadigan ikkita yozuvini olamiz. Umuman olganda, ikkita dastak o'rniga ikkala signalning ayirmalarini yozib oluvchi maxsus moslama ishlatiladi. Bu holda qabul qilgichning shovqinlari va kosmik nurlanishning umumiy galaktik foni bartaraf etiladi.

Interferometrning yana bitta varianti – bu dengiz (yoki qoya toshli) interferometridir, unda atigi bitta antenna ishlatilib, to'g'ri nur bilan dengiz sathidan qaytgan nurlardan foydalaniladi. Bu ikkala nurlar yurishining geometrik ayirmalari $2h \sin \alpha$ ga teng, bu yerda h – antennaning dengiz sathidan balandligi, α – yoritkichning gorizontdan balandligi. Fazalar ayirmasi $2\pi \left(\frac{2h \sin \alpha}{\lambda} \right)$ hosil bo'ladi.

Biroq akslanishda radioto'lqin yana yarim to'lqin yurishi ayirmasiga ega bo'ladi. Demak, to'g'ri va akslangan nurlar tebranishlarining kuchayish sharti

$$\frac{4\pi \sin \alpha}{\lambda} = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots \quad (2.29)$$

bo'ladi. Bu α burchakning $\arcsin \frac{\lambda}{4h}, \arcsin \frac{3\lambda}{4h}, \dots$, larga teng qiymatlarida sodir etiladi, yaproqlarning gorizontdan burchak balandligi ham ana shunga bog'liqdir. Bosh yaproq gorizontga eng yaqin bo'ladi. Dengiz interferometri radiomanbaning chiqish yoki botish nuqtasiga qaratiladi va uni bosh va keyingi yaproqlardan o'tishi qayd etiladi. Radioto'lqinlarning Yer atmosferasidagi refraksiyasi interferometr orqali kuzatilayotgan hodisalarga aniq izoh berishga qiyinchilik tug'diradi.

Oddiy antennalar orqali kuzatuvlar olib borilayotganda obyektning gorizontdan burchak balandligi nisbatan kichik bo'lsa to'lqinlarning tuproqdan akslanishini hisobga olish lozim bo'ladi. Yeru-zaminning odatiy tekis sathi metrli diapazondagi to'lqinlarga nisbatan ko'zgudek bo'lib qoladi.

Ajrataolish kuchi bobida ko'p antennali interferometrlar eng effektiv deb sanaladi. Kristiansen interferometri ikki metrli 32 ta parabolik ko'zgulardan tuzilgan, ular to'g'ri chiziq bo'ylab har yetti

metrda joylashtirilgan bo'lib, juft, to'rtlik, sakkiztalik, va nihoyat, 16 tadan iborat ikki guruh qilib ulangan. Bunday sistema difraksion panjara kabi ishlaydi. U nisbatan keng joylashgan juda ingichka yaproqlarni hosil qiladi. 21 sm to'liqida interferometr bazasi bo'ylagan asosiy yaproqning kengligi atigi 3' ni tashkil etadi, keyingi eng yaqin yaproq undan $1^{\circ},7$ da joylashgan. Perpendikular yo'nalishdagi kengligi ko'zgularning o'lchamiga bog'liq bo'ladi: $\theta_{\frac{1}{2}} = 6^{\circ}$.

O'zining yuqori ajrataolish qobiliyatiga ko'ra Mills tomonidan taklif etilgan va «xoch» yoki «salib» nomi bilan tanilgan antenna tizimi ayniqsa qiziqarlidir. Mills xochi quyidagicha tuzilgan: gorizontalsathda parallel joylashgan dipollarning bir qatori A' va unga perpendikular ikkinchi qator A » o'rnatiladi. Dipollarning A' qatori yarim intensivlikda osmon sferasi bilan kesishishi yo'nalganlik diagrammasining tasmasini beradi. Dipollarning A » qatori perpendikular joylashgan sezgirlik tasmasini beradi, ikkalasi birgalikda zenitda kesishgan xochni hosil qiladi. Dipollarning ikkala qatorlaridagi qabulni muvofiqlashtirish uchun fazalar yo'nalishlari o'zgartirgichi ishga tushirilganda zenitdan qabul qilgichga to'liq nurlanish keladi, ikkala qator qarama-qarshi fazada bo'lganda zenitdan qabul qilgichga hech narsa kelmaydi.

Binobarin, agar sezgirlikning ikkala tasmasi kesishgan tor kvadratda yakka yoki bir nechta radiomanba joylashgan bo'lsa, faza o'zgartirgichi ishga tushirilganda ular to'liq amplituda bilan qayd etiladilar, chunki aytilgan tasmlar chegaralarida joylashgan qolgan barcha manbalarning nurlanishi qabul qilgichga doimiy o'zgarmas fon tariqasida kiradi, faqat markaziy kvadratda joylashgan obyektlargina modulatsiya qilinadi. Odatda «xoch» shimol - janub va sharq - g'arb yo'nalishlari bo'ylab joylashtiriladi. Dipollarning soni juda katta qilib olinishi mumkin, ularni keyinchalik ehtiyojga qarab ko'paytirib borish ham imkoni bo'ladi. Natijada, dipollarning muayyan sonida xoch joylashgan butun to'rtburchak dipollar bilan to'lgandek ajrataolish qobiliyatiga ega bo'ladi.

Mills xochi kuzatuv joyining zenitidan o'tuvchi obyektlar uchungina effektiv ishlaydi degan fikr xato bo'ladi. Noldan farqlanuvchi zenit masofa z da meridiandan o'tuvchi obyektga nisbatan A » qatordagi barcha dipollarni faza aylantirgichlar

yordamida shunday muvofiqlashtirish mumkinki, ular obyektidan kelayotgan nurlanishni bitta fazada qabul qilishlari mumkin. Shu bilan meridianga perpendikular bo'lgan xochning sezgirlik tasmasi zenitdan zenit masofa z ga siljigan bo'ladi. Albatta, burchak z katta bo'lmazligi shart.

To'lqin uzunligi $3,5\text{ m}$ da ishlovchi yonining uzunligi 400 m bo'lgan Mills xochining ajrataolish kuchi $50'$ ga teng bo'ladi. Bunday ajrataolish kuchga ega parabolik ko'zguning qo'ndalang o'lchami 254 m ga yetgan bo'lardi. Mills xochining ishini yaxshilash uchun dipollar orqasiga akslantirgichlarni joylashtirish mumkin. Dipollar uzun to'g'ri burchakli qator ko'rinishida joylashganligi sababli ularning orqasida akslantirgich sifatida tepasi ochiq uzluksiz parabolik silindr qurilishi qulayroqdir. Barcha dipollar uning fokal o'qida joylashadi.

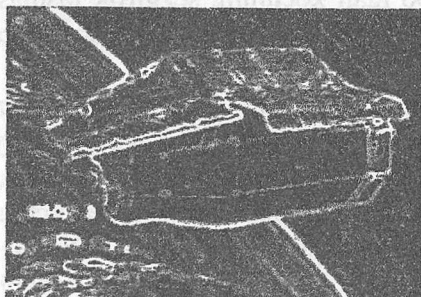
Yo'nalganlik diagrammani zenitdan janub yoki shimol tomon burish imkoni bo'lishi uchun «g'arb - sharq» parabolik silindri dipollar bilan birgalikda yaxlit bo'lib o'zining o'qi atrofida buriladi. Metrli diapazonda Mills xochi yuqori ajrataolish kuchni ta'minlovchi eng yaxshi vosita deb hisoblanadi.

Astronomiyada qo'llaniladigan radiolokatsion o'rnatmalarda ishlatiladigan qabul qiluvchi antennalar yuqorida aytilganlardan deyarli farqlanmaydi. Ularni farqlantiruvchi narsa qabul qiluvchi-uzatuvchi qurilma mavjudligidir, kosmik radionurlanishni qabul qiluvchi radioteleskoplarda esa ishchi elementi sifatida faqat radio qabul qilgichdan foydalaniladi.

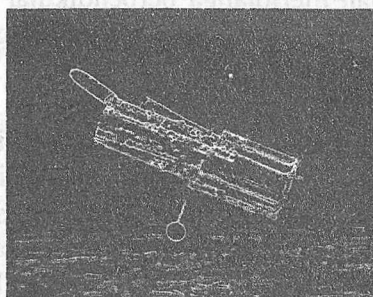
6-§. Kosmik teleskoplar

Yer atmosferasi optik ($0,3 - 0,6\text{ mkm}$), yaqin infraqizil ($0,6 - 2\text{ mkm}$) hamda radiodiapazonlarda ($1\text{ mm} - 30\text{ m}$) nurlanishni yaxshi o'tkazaoladi. Yaqin ultrabinafsha diapazondayoq to'lqin uzunligi qisqarishi bilan atmosferaning shaffofligi keskin yomonlashib ketadi, natijada ultrabinafsha, rentgen va gamma diapazonlardagi kuzatuvlar faqat kosmosdan olib borish mumkin bo'lib qoladi. Bunda faqat o'ta yuqori energiyali gamma-nurlanishni qayd etish mustasnodir, bu yerda kosmik nurlar astrofizikasi usullari mos keladi: yuqori energiyali gamma-fotonlar atmosferada ikkilamchi elektronlarni

hosil qiladi, ular esa Yerda o'rnatilgan qurilmalar yordamida Cherenkov yog'dulanishi orqali qayd etiladi. Bunday turdagi sistemaga misol qilib C.A.C.T.U.S. teleskopini ko'rsatish mumkin.



19-rasm. Dastlab HEAO B (High Energy Astrophysical Observatory B), keyinchalik Eynshteyn rasadxonasi deb nomlangan rentgen teleskopi.

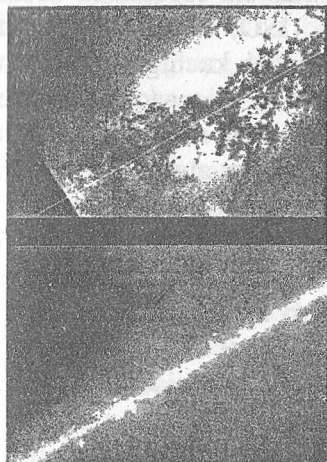


20-rasm. Xabbl kosmik teleskopi, teleskopni ta'mirlashga doir ikkinchi missiyasida (STS-82) olingan tasvir ("Diskaveri" kosmik kemasidan ko'rinishi).

Infraqizil diapazonda ham atmosferadagi yutilish kuchli, ammo 2 – 8 mkm hamda millimetrlil diapazonda kuzatuvlarni olib borilishi mumkin bo'lgan bir necha shaffoflik darchalari mavjuddir. Undan tashqari, infraqizil diapazondagi yutilish chiziqlarining ko'pgina qismi suv molekulariga tegishli bo'lganligi sababli infraqizil kuzatuvlar Yerning quruq rayonlaridan ham olib borish mumkin (albatta, suv yo'qligi tufayli shaffoflik darchalari hosil bo'luvchi to'liq uzunliklarida). Teleskopning bunday joylashuviga misol qilib Janubiy geografik qutbda joylashtirilgan va submillimetrlil diapazonda ishlovchi "South Pole Telescope" ni ko'rsatish mumkin.

Ayrim hollarda atmosfera muammosini teleskop yoki detektorlarni samolyot yoki maxsus ballonlarda havoga ko'tarish bilan hal qilish mumkin. Ammo eng yaxshi natijalar teleskoplarni kosmosga chiqarilishi bilan erishiladi. Kosmik astronomiya Koinot haqidagi informatsiyani qisqa to'liqlik va ko'pincha infraqizil diapazonlarda olishning yagona usulidir, radiointerferometrlarning ajrataolish qobiliyatini keskin oshirish usuli ham ana shu. Kosmosdan turib optik kuzatuvlar olib borish adaptiv optikaning zamonaviy

rivojlanishi nuqtayi nazaridan unchalik maqsadga muvofiq emas, chunki adaptiv optika tasvir sifatiga atmosfera ta'sirini kuchli kamaytirishga imkon beradi, ko'zgusi Yerda o'rnatiladigan yirik teleskoplar bilan bellashaoladigan ko'zguga ega teleskopni orbitaga chiqarish esa, ancha qimmatga tushadi.



21-rasm Yuqorida – Yerda o'rnatilgan optik teleskop yordamida tasvirga olingan Somon Yo'lining sohasi, pastda – xuddi shu soha IRAS yo'ldoshining infraqizil teleskopi orqali olingan tasvir.

Infraqizil astronomiya

Infraqizil nurlanishni sovuq gaz hamda kosmik chang 1000 K va undan ham past haroratlarda (absolyut noldan atigi bir necha gradus yuqoriroq haroratlarda) nurlantiradilar. Shuning uchun IQ-teleskoplarning boshqalaridan farki shundaki, ularning o'zi hamda detektorlari o'ta past haroratlarga, ayrim hollarda absolyut noldan bir necha gradus yuqori haroratlargacha sovutilgan bo'lishlari zarur. Bu suyuq geliy bilan to'ldirilgan maxsus idish – dyuarlarda passiv sovutish yo'li bilan erishiladi. Astronomik IQ-yo'ldoshning ishlash davomiyligi odatda bir yil, maksimum ikki yilga boradi, chunki suyuq geliy bug'lanadi.

Infraqizil osmonning birinchi to'liq obzorini IRAS astronomik IQ-yo'ldosh (1983-yil 26-yanvarda

NASA tomonidan uchirilgan) o'tkazdi, uning yordamida olingan osmon tasvirlari asosida bir nechta yuz ming infraqizil manbalarning katalogi tuzildi. Ushbu manbalarning yorqinliklari 12, 25, 60 va 100 mkm to'liq uzunliklarida o'lchanadi. Garchi IRAS uzoq vaqt davomida ishlamagan bo'lsada, uning astronomiyaga ta'siri ulkan va u olib borgan kuzatuvlar asosidagi zaxirasi hanuzgacha ma'lumotlarning eng muhim manbasi deb sanaladi. IRAS ga qadar infraqizil kuzatuvlar Uayt-Sends poligonida AQSHning Harbiy Havo Kuchlarining Geofizik laboratoriyasi tomonidan uchiriladigan baland uchar raketalar yordamida olib borilardi. Ushbu kuzatuvlar

yordamida Galaktikamizdagi yulduz paydo bo'lish sohalari hamda yorqin yulduzlar topilgandi. Nuqtaviy manbalarning IRAS katalogi o'n minglab normal yulduzlar hamda minglab yaqin spiral galaktikalarni o'z ichiga qamrab olgan.

IRAS dan keyin 1995-yil 17-noyabrda uchirilgan va 1998-yil aprel oyigacha, ya'ni geliyning zaxirasi batamom tugagunga qadar ishlagan "Infraqizil kosmik rasadxona"si (ISO) bo'ldi. IRAS ga nisbatan kattaroq sezgirlik va burchak ajrataolish kuchiga ega ushbu yo'ldosh 3 dan 200 mkm gacha oraliqdagi diapazonda ayrim manbalarni kuzatgan. Kosmik fonni tadqiq qiluvchi suyuq geliy bilan sovutiladigan COBE yo'ldoshi 1989-yil 18-noyabrda uchirilgan bo'lib, butun osmonni nisbatan past burchak ajrataolish, ammo o'ta yuqori sezgirlik va aniqlik bilan tadqiq qilgan. U fon nurlanishi darajasini 2 mkm dan bir necha millimetrgacha to'liq uzunliklar diapazonida barcha yo'nalishlar bo'ylab o'lchab chiqdi. COBE mikroto'liq fon nurlanishining haroratini aniqladi va Katta Portlash kosmologik nazariyasida bashorat etilgan uning qora jisimli spektrini tasdiqladi.

Atmosferamizning suv bug'lari orasidan qisman o'tuvchi IQ-nurlanish Koinotning yetarlicha sovuq obyektlari haqida ma'lumot keltiradi. Ushbu nurlanishni Gershel XVIII asr oxirida topgandi. Yevropa va AQSH olimlari XIX asrda termoparalar yordamida Quyosh va Oydan chiqayotgan infraqizil nurlanishni qayd etishdi. Asrning oxirida paydo bo'lgan sezgir radiometrlar yordamida astronomlar yorqin yulduz va sayyoralarning nurlanishini o'lchashga muvaffaq bo'ldilar. Oy tutilishi paytida Oy sirtining harorati tushishini radiometrik usullarida o'lchanishi Oy tuprog'ining tarkibi va tuzilishi haqidagi raqobatlashuvchi gipotezalar orasidagi bahslarga chek qo'ydi.

Infraqizil astronomiyaning gullab-yashnashi 1960-yillarga mos keldi, bunda sovutiladigan elektron detektorlar paydo bo'ldi va ular samolyot hamda yo'ldoshlarida atmosferaning yutuvchi suv bug'lari qatlamidan yuqorirog'iga olib chiqildi. Aynan o'shanda butun osmonning dastlabki yalpi kuzatuvlari bajarilgandi. Yerdagi infraqizil kuzatuvlari uchun eng yaxshi joy – o'ta darajada quruq va siyraklashgan havoga ega Gavay orolidagi Mauna-Kea cho'qqisi deb hisoblanilgandi.

Infraqizil astronomiyaning kattagina taraqqiyoti AQSH, Buyuk Britaniya va Niderlandlar tomonidan yaratilgan hamda 1983-yil 26-yanvarda uchirilgan IRAS (Infrared Astronomical Satellite) yo'ldoshi bilan bog'liq. Undagi suyuq geliy bilan sovutiladigan teleskopi hamda infraqizil qattiq jismlari sezgir detektori butun osmonning obzorini (yalpi kuzatuvini) bajarishga va ko'pgina diskret manbalarni tadqiq qilishga imkon berdi. Somon Yo'li va ekliptika tekisligi bo'ylab changning taqsimoti xaritasini olishga muvaffaq bo'lindi. Shu paytgacha noma'lum bo'lib kelgan ekliptikaga qiya joylashgan changning ikkita burjiy tasmalari, shuningdek, deyarli bir tekisda osmon bo'ylab yoyilgan Yer atmosferasining patsimon bulutlarini eslatuvchi ko'psonli siyrak "infraqizil tsirruslar" topildi. Shuningdek, ko'pgina asteroidlar kuzatildi, kometa dumlarining changli tuzilmasi o'rganildi, deyarli barcha energiyasini infraqizil diapazonda nurlantiruvchi g'ayrioddiy galaktikalar topildi (Somon Yo'li energiyasining faqat yarmisini bu diapazonda nurlantiradi). Ayrim yulduzlar, masalan, Vega (α Lyr) tasodifan infraqizil nurlanish orttirmasini ko'rsatdi, bu esa, ularda protosayyora gaz-chang diski va "jigarrang karlik" nomini olgan yetarlicha sovuq yo'ldoshlarini kashf etishga imkon berdi.

Ultrabinafsha diapazondagi astronomiya

Ko'rinma diapazonining boshqa yonida ultrabinafsha diapazon joylashgan, undagi nurlanishni harorati 10000 dan 1000000 K bo'lgan obyektlar, ya'ni Quyoshdan ancha qaynoqroq yulduzlar va turli ekzotik yulduzsimon obyektlar tarqatadi. Bu diapazonda Koinotda tarqalgan ko'pgina kimyoviy element va birikmalarni ham nurlantiradi. Yer atmosferasidagi ozon bu nurlanishning kattaroq qismini yutib qoladi. Astronomlar ushbu diapazonda osmon obyektlarini faqat Ikkinchi jahon urushidan keyingina, asbob-anjomlarni tadqiqot raketalarida ko'tarishga imkon yaratilgandan so'ng kuzatish boshlashdi.

1946-yil oktabrida AQSHning Harbiy Dengiz Kuchlari ilmiy tekshirish laboratoriyasidagi xodimlari R. Tauzi hamkasabalari bilan qo'lga kiritilgan o'lja "Fau-2" yordamida spektrografni ko'tarishdi va ilk bor Quyoshning UB-spektrini olishga muvaffaq bo'lishdi. Va undan keyin olib borilgan batafsilroq kuzatuvlar Quyoshning turli

qatlamlari hamda Yer atmosferasining yuqori qatlamlari tarkibi, harorati va dinamikasini, ayniqsa, undagi Quyosh ta'siridan kelib chiqqan elektr va magnit jarayonlarini o'rganishga imkon berdi. Ushbu laboratoriyadagi xodimlar 1957-yilda yulduzlarning dastlabki ultrabinafsha kuzatuvlarini olib borishga muvaffaq bo'lishdi. Sun'iy yo'ldoshlar yordamida olib boriladigan ultrabinafsha astronomiya rivojlanishi qaynoq yulduzlar evolutsiyasida, yulduzaro muhit tarkibini hamda sayyoralar va kometalar atmosferalarini o'rganishda bir qator kashfiyotlarga olib keldi.

Yo'ldoshli UB-astronomiyaning texnikaviy qiyinchiliklarini 1960-yillarning oxiriga kelib, bir necha orbital astronomik observatoriyalar (OAO) kosmosdan butun osmonni tadqiq qilishga kirishilgandan keyingina yengishga muvaffaq bo'lindi. Undan so'ng 1978-yil 26-yanvarda uchirilgan IUE yo'ldoshi uzoq vaqtgacha samarali kuzatuvlar olib bordi. Hozirda orbitada 1990-yil 25-aprelda ko'p marta qatnovchi "Diskaveri" kosmik kema yordamida uchirilgan va bosh ko'zgusining diametri 2,4 metr bo'lgan Xabbl kosmik teleskopi ishlamoqda, u infraqizildan chetki ultrabinafsha-gacha bo'lgan spektrning keng diapazonida kuzatuvlar olib borishga qodir.

Ultrabinafsha astronomiya - kosmik obyektlardan kelayotgan ultrabinafsha nurlanishini o'rganuvchi kuzatish astronomiyasining bo'limi, bu nurlanish astronomiyada shartli ravishda yaqin (3500 – 1000 Å) va uzoq (qattiq, $\lambda < 1000$ Å) qismlarga bo'linadi. Qisqa to'lqin sohasida ultrabinafsha diapazon yumshoq rentgen diapazonga tutashadi (100 – 300 Å). Ultrabinafsha diapazonda barcha elementlarining rezonans chiziqlari, shuningdek, molekularlarning ko'psonli chiziq va tasmalari, jumladan, yulduzlararo muhitning bosh komponentasi bo'lmish molekular vodorodning tasmasi ham joylashgan. Ultrabinafsha diapazonda kosmik changdan yutilish kuchli. Undan tashqari, bu yerda effektiv harorati 10000° K bo'lgan qaynoq havorang yulduzlarning nurlanish maksimumi kuzatiladi. Ultrabinafsha sohada sovuq va qaynoq yulduzlar xromosfera va tojlarining nurlanish chiziqlari joylashgan. Ko'psonli galaktikadan tashqari manbalar (faol va seyfert galaktikalar, kvazarlar) ham ultrabinafsha diapazonda effektiv nurlantiradilar. Shunday qilib, ultrabinafsha astronomiya sayyoralar va ularning yo'ldoshlari,

kometalar, sayyoralararo muhit kabi Quyosh tizimidagi deyarli barcha obyektlari hamda yulduzlar, galaktikalar, tumanliklar, yulduzlararo gaz va chang kabi undan tashqarisidagi obyektlar haqida qimmatli ma'lumotlarni yetkazishi mumkin va yetkazib kelmoqda.

20 – 70 km balandliklarida Yer atmosferasida ozonning (O_3) kichik qo'shilmasi mavjud, uning maksimal nisbiy konsentratsiyasi atigi $7 \cdot 10^{-6}$ ga yetadi. Ammo 2000 – 3000 Å spektral sohadagi yutilishning $3 \cdot 10^{-18} \text{ sm}^2$ ga ega kattagina kesimi $\lambda < 3000 \text{ Å}$ to'liq uzunligining butkul yutilishiga olib keladi. $\lambda < 1000 \text{ Å}$ bo'lgan nisbatan qisqa to'liqlarda yutilish molekular kislorod dissotsiatsiyasi hamda kislorod va azot atomlarining ionlashuvi bilan belgilanadi. Atmosferadagi yutilishdan qutulish uchun kuzatuv apparaturani 150 – 200 km balandliklarga ko'tarish talab etiladi. Ammo kislorod, geliy va vodorodlarning rezonans chiziqlarida atmosferaning ta'siri katta balandliklarida ham sezilarlidir. Quyosh ultrabinafsha nurlanishidagi vodorod va geliylarning rezonans chiziqlarida sochilishi fon paydo bo'lishiga olib keladi, uning izlari hatto Yerdan 120 ming km masofalarida ham kuzatiladi. Quyosh tizimiga kirib boruvchi yulduzlararo muhitning atomlarida sochilish vodorod va geliy chiziqlarida deyarli izotrop fonning paydo bo'lishiga olib keladi, uning intensivligi mos ravishda 500R va 10R ga teng ($1 R = 10^6 \text{ foton/sm}^2 \cdot \text{s} \cdot 4\pi$).

Ultrabinafsha astronomiyaning tarixi 1947-yildan boshlanadi, bunda amerikalik astronomlar qo'lga kiritgan nemis FAU-2 raketalaridan foydalangan holda taxminan 100 km balandlikdan 3000 – 1000 Å sohalarida Quyosh spektrini tasvirga tushirishga muvaffaq bo'ldilar. Undan so'ng 1960-yillarga qadar bunday tadqiqotlar vertikal uchirilgan raketalaridan olib borildi, bunda kuzatuv davomiyligi 10 daqiqagacha uzaytirilgan. 1968-yildan boshlab, ultrabinafsha sohada kuzatuvlar astroorientatsiya tizimi bilan ta'minlangan, ya'ni yo'ldosh yoki ultrabinafsha teleskopni stabilashtirish hamda katta aniqlikda (0,01" gacha) nishonga qaratishni ta'minlovchi tizimga ega maxsus Yerning sun'iy yo'ldoshlaridan olib boriladigan bo'ldi. Ultrabinafsha sohada tadqiqotlarni olib borishga ixtisoslashgan ko'psonli yo'ldoshlardan "Kopernik" yo'ldoshini (AQSH, 1972 y.), IUE (International UV Explorer; AQSH, Buyuk Britaniya; ESA, 1978 y.), "Astron" (SSSR,

1983 y.) va Xabbl kosmik teleskopini (AQSH, 1990 y.) misol qilib ko'rsatish mumkin.

Ultrabinafsha sohada tadqiqotlar olib borish uchun qurilishi jihatidan ko'rinma diapazonda ishlatiladigan apparaturaga yaqin astronomik apparaturadan, ya'ni teleskoplar, detektorlar, spektrometrlardan foydalaniladi. Detektorlarning linza, prizma va darchalarida o'tkazuvchi material sifatida LiF, MgF₂, CaF, BaF kristallari, kristall va eritilgan holdagi kvartslar ishlatiladi. LiF ning qisqa to'liqlik chegarasi 1050 Å ga, MgF₂ niki esa, 1150 Å ga yetadi. Undan ham qisqa to'liqlarda ($\lambda < 1000 \text{ Å}$) qalinligi 0,1 – 10 mkm bo'lgan Al, Sn metallarning yupqa pardalaridan foydalaniladi. Lekin bu pardalar germetik bo'lmaganligi tufayli detektorlarning darchalariga yaroqsizdir. Ko'zgu va difraksion panjaralarning akslantiruvchi qoplamalari sifatida qalinligi 100 – 500 Å bo'lgan MgF₂ yoki LiF bilan himoyalangan Al dan foydalaniladi. Bunday qoplamalar 1050 Å dan katta to'liqlik uzunliklarida 70% gacha akslantirish koeffitsiyentlariga ega. Spektarning yanada qisqaroq to'liqlik uzunliklarida himoyalangan va akslantirish koeffitsiyenti 25% gacha bo'lgan Au, Pt, Re yoki Os lardan foydalaniladi.

Ultrabinafsha sohada ishlaydigan detektorlar sifatida yelimshaksiz emulsiyali maxsus fotomateriallar, fotoelektron ko'paytirgichlar, kanalli fotoko'paytirgichlar, mikrokanalli plastinalar (bir necha mingta kanalli fotoko'paytirgichlarning yig'masi) hamda turli xil televizion trubkalar ishlatiladi. Fotoelektron detektorlarda ultrabinafsha sohada maksimal kvant chiqishi 20% gacha bo'lgan CsI, CsTe, KBr va boshqa fotokatodlar qo'llaniladi. Shuningdek, mikrokanalli plastinalar bilan birgalikda yoki ularning o'rniga ultrabinafsha nurlanishni ko'rinma diapazonga o'tkazuvchi lyuminozorli qoplamaga ega PZS-matritsalaridan ham foydalaniladi. Bu diapazonda ishlatiladigan difraksion panjaralar faqat qoplamalari bilan farqlanadi. Qo'llaniladigan spektrometr va spektrograflarning sxemalari laboratoriya nushalariga o'xshash bo'ladi.

Ultrabinafsha astronomiyada dastlabki o'tkazilgan yirik va muvaffaqiyatli tugagan kosmik tajriba 1972-yil 21-avgustda "Kopernik" Yerning sun'iy yo'ldoshida amalga oshirildi. Unda bosh ko'zglasining diametri 80 sm va ekvivalent fokus masofasi 15,89 m hamda spektr sohasini ketma-ket skanlovchi spektrometri bilan

ta'minlangan Kassegren sistemadagi teleskop o'rnatilgandi. Spektral diapazonda 710 dan 3275 Å gacha to'liq uzunliklar qamrab olingan. Bu tajribada spektral ajrataolish u davr uchun o'ta yuqori ($\approx 0,03$ Å) bo'lgan. Odatda, 6 – 7^m yulduziy kattaligigacha bo'lgan yorqin yulduzlar spektrlarining kichik bo'laklari (≈ 10 Å) qayd etilgan. Ushbu tajribaning asosiy ilmiy vazifasi yulduzlararo muhitdagi kimyoviy tarkibi va fizikaviy sharoitlarni o'rganishdan iborat edi. Zich va siyrak yulduzlararo bulutlar, bulutlararo muhit, chang komponentalari kuzatilgan. Molekular vodorod kuzatuvlari ayniqsa muhim bo'lgan, chunki u spektrning ko'rinma sohasida yutilish tasmalariga ega emas. Shuningdek, HD molekularlarining tasmalari bo'yicha deuteriy ham o'rganilgan. Sovuq yulduzlar xromosferalarining kuzatuvlari ham o'tkazilgan.

Ultrabinafsha astronomiya sohasidagi yana bir buyuk tajriba – 1978-yil 26-yanvarda yuqori apogeyli orbitaga chiqarilgan va 17 yildan ortiq vaqt muvaffaqiyatli ishlab kelgan IUE yo'ldoshidir. IUE yo'ldoshi olingan ma'lumotlarni sutkasiga uzluksiz 24 soat bevosita uzatib turish rejimida ishlagan. Yo'ldoshning apparaturasi berilliyli bosh ko'zgusi diametri 45 sm va ekvivalent fokus masofasi 6,75 m bo'lgan teleskop hamda dispersiyasi tutashgan va mos ravishda 1150 – 1950 Å hamda 1900 – 3200 Å sohalariga ega ikkita kamerali esheleli spektrometrdan iborat bo'lgan. Bir vaqtning o'zida butun spektr sohasi qayd etib turilgan. Spektrometrning spektral ajrataolishi tirqishning o'lchami 10"×20" bo'lganda taxminan 0,2 Å ga teng. Asbob ilg'ab olishi mumkin bo'lgan chegaraviy yulduziy kattaligi yulduzlarning A0 spektral sinfi va ekspozitsiya vaqti 8 soati uchun 14^m ni tashkil etgan. Spektrometrdan detektor sifatida multiishqorli fotokatodga ega va darchasi MgF₂ dan tayyorlangan vidikonlar ishlatilgan. 50 mingdan ortiq spektr qayd etilgan. Bu natijalarni qo'lga kiritishda juda ko'p mamlakatlardan 5 mingda astronom ishtirok etgan. IUE yo'ldosh orqali Quyosh tizimining sayyoralari va ularning yo'ldoshlari, kometalar, normal va o'zgaruvchan yulduzlar, yulduzlararo muhit, planetar tumanliklarining o'zaklari, qaynoq oq karliklar, sovuq yulduzlarining xromosferalari, normal va faol galaktikalar, kvazarlar tadqiq etildi. Tadqiq qilingan obyektlarning yorqinliklari diapazoni juda keng: -4^m dan +20^m gacha.

1983-yil 23 martda yuqori apogeyli orbitaga uchirilgan "Astron" Yerning sun'iy yo'ldoshida bosh ko'zgusining diametri 80 sm va effektiv fokus masofasi 8 m bo'lgan Richi-Kreten rusumidagi ultrabinafsha teleskop joylashtirilgandi. Ultrabinafsha teleskop fokusida yuqori (0,4 Å) va quyi (28 Å) spektral ajrataolish kuchiga ega 1500 – 3400 Å sohaslarini ketma-ket skanlovchi Rouland difraksion spektrometr o'rnatilgan. Orientatsiyaning ikki bosqichli sistemasi teleskopni 0,25" aniqlikda obyektни nishonga olish va stabillashtirishni ta'minlagan. Teleskopning sezgirligi 3 soat ekspozitsiya mobaynida 13^m yulduziy kattalikkacha A0 spektral sinfdagi yulduzlarni qayd etishga imkon bergan. "Astron" orbitada 6 yildan ziyodroq vaqt muvaffaqiyatli ishlatilgan. Bu davr mobaynida turli astronomik obyektlarning, shu jumladan, 1987 A O'tayangi yulduzining, Galley kometasining, chaqnovchi va nostatsionar yulduzlarning, galaktikadan tashqari obyektlarning va boshqa manbalarining 400 ga yaqin spektri olindi.

1990-yil 25-aprelda orbitaga chiqarilgan E.Xabbl kosmik teleskopi (AQSH) eng yirik ultrabinafsha teleskoplar qatoriga kiradi. Teleskopning bosh ko'zgusi diametri 2,4 m va fokus masofasi 24 m ega. Teleskop ekvivalent fokus masofalari 24, 48, 96 va 288 m ga ega Richi-Kreten chizmasi bo'yicha qurilgan. Teleskopning fokus tekisligida 5 ta ilmiy asbob, ya'ni 16 ta yorug'lik saralagichlari (spektrning ultrabinafsha sohasidan qizil sohasigacha), 3 ta polyaroid va quyi ajrataolish spektrlarini olishga mo'ljallangan 3 ta difraksion panjaralar bilan ta'minlangan va ko'rish maydoni 3°×3° keng burchakli (planetar) kamera; yulduzlar yaqinida planetar tizimlarni axtarish uchun koronografi bilan ta'minlangan zaif obyektlarni tasvirga olish kamerasi; 7 ta difraksion panjara ishlatilib, 0,01 Å gacha yuqori ajrataolish kuchiga ega spektrograf; 11 ta kirish aperturali va 8 ta difraksion panjarali hamda ajrataolish kuchi 20 dan 2 Å gacha bo'lgan zaif astronomik obyektlar uchun spektrograf (bu spektrograf spektrning ultrabinafsha sohasidan yaqin infraqizil sohasigacha ishlashga mo'ljallangan); 27 ta yorug'lik saralagichlari bilan ta'minlangan vaqt bo'yicha ajrataolish kuchi 14 mks ga ega manbalar o'zgaruvchanligini o'lchashga mo'ljallangan tezkor fotometr o'rnatilgan. Orientatsiyaning aniq ishlovchi sistemasi astronomik tajribalarni o'tkazishga imkon beradi. Teleskop orbitaga

chiqarilgandan so'ng sferik aberatsiya tufayli bosh ko'zguning sifati Yerdagi o'tkazilgan sinovlariga nisbatan 6 marta yomon ekani aniqlandi. Bu, o'z navbatida, teleskopning fazoviy va spektral ajrataolish, chegaraviy sezgirligi kabi barcha parametrlariga ma'lum chegaralanishlarni qo'yardi. 1993-yil dekabrda "Shatll" rusumidagi boshqariladigan kosmik apparatda yuborilgan ekspeditsiya tasvirlarni bevosita olish kameralari oldiga linzali korrektorlar joylashtirdi, bu esa bosh ko'zgusining nuqsonini to'laligicha bartaraf etdi. Shuningdek, tezkor fotometr ham olib tashlandi. Teleskop yordamida asosan galaktikadan tashqari astronomiya sohasiga taalluqli juda qiziq ma'lumotlar olindi. Keyingi ekspeditsiyalar 1997-yil martga, 1999 va 2002-yil o'rtalariga rejalashtirib qo'yildi.

AQSH, Rossiya, Yaponiya va Kanadada kosmik ultrabinafsha teleskoplarining yangi avlodini yaratishga doir ishlar olib borilmoqda. Ularning ichida normal va qiya tushish optikasidan foydalanilib, ultrabinafsha diapazonining qisqa to'liqlik sohasida ($\lambda < 1200 \text{ \AA}$) ishlovchi "EUV Explorer" (AQSH) va "Layman" (AQSH va Kanada) loyihalari diqqatga sazovordir ("EUV Explorer" 1995-yili orbitaga muvaffaqiyatli chiqarildi). Rossiyada bosh ko'zgusining diametri 1,7 m va ekvivalent fokus masofasi 17 m bo'lgan ultrabinafsha teleskop loyihalashtirilmoqda. Uning fokal tekisligida ultrabinafsha va ko'rinma diapazonlarida bevosita tasvirlarni oluvchi bir nechta kameralar, shuningdek, 900 dan 8000 $\text{\AA}$ gacha sohalarni qamrab oluvchi 4 ta spektrometr joylashtirish mo'ljallanmoqda. Teleskop aylanish davri 4 – 7 sutka bo'lgan orbitaga chiqarish rejalashtirilmoqda.

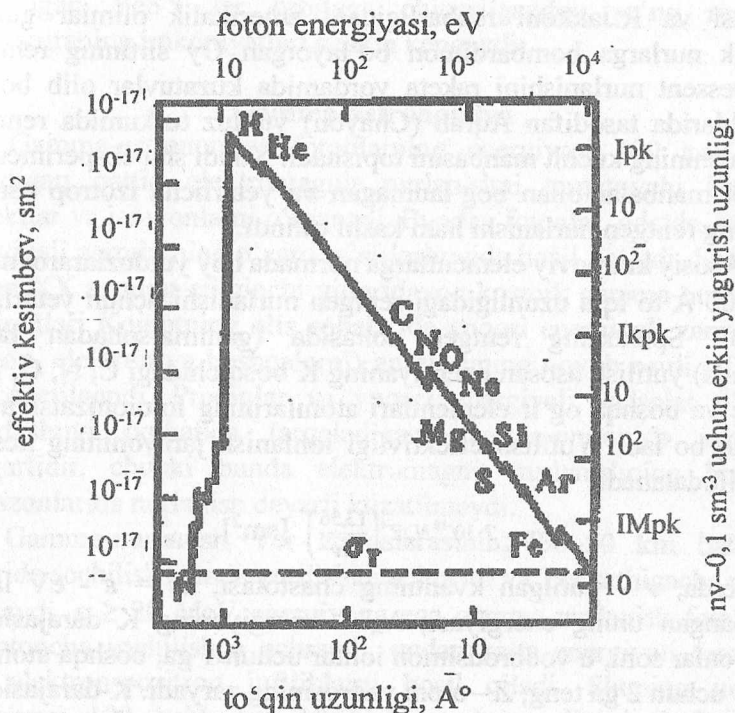
Ko'lamli manbalarni kuzatish uchun katta diametrli teleskoplardan foydalanish shart emas. Bunday kuzatuv turiga sayyoralar tadqiqotlari kiradi, u Merkuriy, Venera, Yer, Mars, Yupiter, Saturn, Uran, Neptun va yo'ldoshlarining atmosferalari yuqori qatlamlarini batafsil o'rganishga imkon berdi. Ushbu sayyoralar uchirilgan barcha apparatlarda ("Mars", "Venera", "Vega", "Fobos", "Pioner", "Viking", "Voyadger") sayyoralar atmosferalarida sochilgan Quyosh nurlanishini qayd etuvchi ultrabinafsha spektrometrlari o'rnatilgan edi. Ultrabinafsha diapazonda Venera atmosferasining bulutli tuzilmasi yaxshi ko'rinadi. L_{α} ($\lambda = 1216 \text{ \AA}$) atomar vodorod chizig'ida Yer, Venera va Mars atmosferalarining cho'zilgan

vodorodli tojlari yaxshi kuzatiladi. Xuddi shu chiziqda kometa yadrolarini o'rab turuvchi va ulkan masofalarga yoyilgan qobiqlarini kuzatsa bo'ladi. L_{α} va $He\ \lambda\ 584\ \text{\AA}$ chiziqlarda olib borilgan ultrabinafsha kuzatuvlar "yulduzlararo shamol" deb nomlanuvchi effektni ochishga imkon berdi. Bu effekt yulduzlararo lokal muhitga nisbatan Quyoshning taxminan 25 km/s tezlik bilan harakatiga bog'liq. Yulduzlararo muhitdagi atomlar ionlanish vaqti rekombinatsiya vaqtiga nisbatan bir necha tartibga kichik bo'lganligi sababli qaynoq yulduzlarni o'rab turgan HII statsionar zonasidan farqli, Quyosh tevaragida harakat yo'nalishi bo'ylab cho'zilgan tomchisimon shakldagi bo'shliq hosil bo'ladi, undagi vodorod 10 a.b. masofagacha, geliy esa, 0,3 a.b. gacha butkul ionlashgan. Vodorod va geliy chiziqlardagi intensivlik taqsimotining tahlili Quyosh tevaragidagi yulduzaro lokal muhitning parametrlarini, ya'ni vodorod va geliyning zichligi hamda haroratini, vodorodning ionlanish darajasini, Quyoshning harakat tezligi va yo'nalishini aniqlashga imkon berdi.

Rentgen astronomiya

Rentgen astronomiyasi kosmik obyektlarni fotonlari energiyasi 0,1 dan 100 keV (bu 100 dan 0,1 $\text{\AA}$ gacha to'liq uzunliklariga mos keladi) bo'lgan rentgen nurlanishi orqali tadqiq qiladi.

Yer atmosferasi taxminan 100 – 30 km (30 km balandlikkacha energiyasi $\epsilon > 30\ \text{keV}$, ya'ni rentgen nurlanishining qattiq komponentasi kirib keladi) balandliklarida rentgen fotonlarini yutib qolib, rentgen nurlar Yer sirtigacha kirib kelishiga to'sqinlik qiladi. Shu tufayli Quyoshning rentgen nurlanishi haqidagi dastlabki ma'lumotlar baland uchar raketalar yordamida ko'tarilgan apparatura orqali XX asrning elliginchi yillarida olingan edi. Quyosh rentgen nurlanishi xususiyatlarini harorati taxminan million gradusga teng qaynoq Quyosh tojining nazariyasi asosida tushuntirilib berildi. Quyoshning rentgen nurlanishi vodorod-geliyli qaynoq toj plazmasining uzluksiz (tutash) nurlanishi hamda vodorodsimon Fe XXVI largacha bo'lgan yuqori ionlashgan og'ir ionlarining chiziqli nurlanishidan iborat. Quyoshda chaqnashlar sodir etilganda (bunda kichik bir sohada harorat $10^7\ \text{K}$ gacha ko'tariladi) rentgen nurlanishining chiziqlarga ayniqsa boy spektri olinadi.



22-rasm. Yulduzaro muhit atomlarining
ionlanish effektiv kesimining
(o'rtachalashtirilgan kimyoviy tarkibining)
ionlashtiruvchi nurlanishi to'liq
uzunligiga bog'lanishi.

Quyoshdan kelayotgan rentgen nurlanishining umumiy oqimi Quyosh doimiysidan ($1,38 \times 10^6 \text{ erg}/(\text{sm}^2 \text{ s})$) 10^{-6} - 10^{-7} ulushini tashkil etadi va Yer atmosferasining chegarasida taxminan $0,1 \text{ erg}/(\text{sm}^2 \text{ s})$ ga teng. Bundan, Quyoshning rentgen yorituvchanligi 10^{26} - 10^{27} erg/s ni tashkil etadi.

Kosmik tadqiqotlar rivojlanishining dastlabki bosqichlarida bir necha parsek olisda joylashgan va nurlanish quvvati Quyoshga teng rentgen nurlanish manbalarini aniqlash imkoni bo'lmagan. Shu sababli 1962-yilga qadar eng yaqin yulduzlar va boshqa olis kosmik obyektlarning kuzatuvlari umuman amalga oshirilmagan, bunda

B.Rossi va R.Jakkoni rahbarligidagi amerikalik olimlar guruhi kosmik nurlarga bombardimon bo'layotgan Oy sirtining rentgen flyuoressent nurlanishini raketa yordamida kuzatuvlar olib borish urinishlarida tasodifan Aqrab (Chayon) yulduz turkumida rentgen nurlanishining kuchli manbasini topishadi. Xuddi shu eksperimentda diskret manbalar bilan bog'lanmagan va yetarlicha izotrop osmon fonining rentgen nurlanishi ham kashf qilindi.

Asosiy kimyoviy elementlarga normada boy yulduzlararo muhit $\lambda < 100 \text{ \AA}$ to'liq uzunligidagi rentgen nurlanishi uchun yetarlicha shaffof. Spektrning rentgen sohasida (gamma-sohadan farqli ravishda) yutilish asosan energiyaning K bosqichidagi C, N, O, Mg, Si, Fe va boshqa og'ir elementlari atomlarining fotoionizatsiyasiga bog'liq bo'ladi. Yutilish effektivligi ionlanish jarayonining kesimi bilan ifodalanadi:

$$\sigma_v = 7 \cdot 10^{-18} N_K Z^4 \left(\frac{13,56}{h\nu} \right)^3 [\text{sm}^2],$$

bu yerda, ν – yutilgan kvantning chastotasi, $h\nu = \varepsilon$ - eV larda ifodalangan uning energiyasi; N_K – energiyaning K darajasidagi elektronlar soni, u vodorodsimon ionlar uchun 1 ga, boshqa atom va ionlar uchun 2 ga teng; Z – atom yadrosining zaryadi. K-darajasidagi fotoionizatsiya chegarasidan quyiroq energiyalar uchun u amalda nolga tengdir. Rasmda σ_v ning λ ga (yoki ε ga) bog'lanish chizmasi, shuningdek, geliy, uglerod va boshqa elementlarning normal holatidagi neytral yulduzaro gazning o'rtacha konsentratsiyasi 1 sm^3 da vodorodning 0,1 atomi bo'lgandagi yulduzaro muhitda erkin yugurish uzunligining foton energiyasiga bog'lanishi berilgan. Chizmada Fe gacha bo'lgan asosiy elementlarning K darajadan yutilish sakrashlari ko'rsatilgan. Ravshanki, $\lambda < 100 \text{ \AA}$ ga ega bo'lgan rentgen nurlanishni hatto galaktik tekisligidagi manbalardan (agar manbaning o'zida yutilish kichik bo'lsa) ham kuzatish mumkin, bu yerda asosan yulduzaro vodorod joylashgan.

XX asrning 70 chi yillariga qadar kosmik rentgen nurlanishi tadqiqotlari raketalar ($h = 500 \text{ km}$ balandliklarda) va baland uchar ballonlar ($h \approx 30 - 40 \text{ km}$) yordamida amalga oshirilgan. Bitta uchishdagi kuzatuv vaqti raketalar uchun 10 daqiqagacha, ballonlar uchun esa, bir necha soatni tashkil etgan. Bortida rentgen teleskoplar

o'rnatilgan YeSY lar orbitaga chiqarilgandan so'ng rentgen apparaturaning imkoniyatlari keskin kengaydi.

Gamma-astronomiya

Gamma-astronomiya fotonlarning energiyasi 100 keV dan oshadigan qattiq elektromagnit nurlanishni tarqatuvchi kosmik obyektlar va jarayonlarni o'rganadi. Bunday fotonlar, odatda, yuqori energiyali zarralarning o'zaro ta'sirlashuvida hosil bo'ladi. Shuning uchun XX asrning elliginchi yillaridayoq kosmik gamma-nurlanish tadqiqotlari Koinotning olis sohalarida yuqori energiyali zarralarni (proton, elektron va boshqalarni) aniqlashning noyob usuli sifatida e'tirof etilgandi. Protonlar va yuqori energiyali yadrolar o'zaro ta'sirlashuvi oqibatida tarqaladigan gamma-nurlanish ayniqsa qiziqarlidir, chunki bunda elektromagnit nurlanishning boshqa diapazonlarida nurlanish deyarli kuzatilmaydi.

Gamma-nurlanish Yer atmosferasining 30–50 km balandliklarida sochilish hamda yutilishga uchraydi va Yer sathigacha yetib kelmaydi. $\epsilon \geq 20$ MeV energiyaga ega gamma-nurlanish fotonlari komptoncha sochilishga uchraydi, undan katta energiyali fotonlar esa, elektron-pozitron juftliklarni hosil qiladi. Shuning uchun energiyasi 100 keV dan 10 GeV gacha oralig'idagi fotonlar kuzatuvlari kosmik apparatlarda yoki baland uchadigan aerostatlarda o'rnatilgan gamma-teleskoplar orqali kuzatilishi lozim. Energiyasi $\epsilon > 10$ GeV bo'lgan fotonlar Yerda o'rnatilgan qurilmalarda atmosfera bilan ta'sirlashganda hosil bo'ladigan elektronlarning Cherenkov nurlanishi orqali qayd etilishi mumkin.

XX asrning 70-yillarida maxsus rasadxona-yo'ldoshlar uchirilgandan so'ng Quyoshdagi aktiv sohalar, ayrim pulsarlar, aktiv galaktikalarning o'zaklari, kvazarlar kabi ko'pgina astrofizik obyektlarda yetarlicha kuchli gamma-nurlanish qayd etildi. γ -diapazondagi kuzatuvlar bir qancha kutilmagan natijalarga olib keldi. Ularning orasida fotonlarning energiyasi ϵ 0,1 MeV dan bir necha GeV gacha bo'lgan kosmik gamma-nurlanishning kuchli chaqnashlarini, shuningdek, $\epsilon > 100$ MeV gacha bo'lgan gamma-nurlanishli diskret galaktik manbalarning kashf qilinishini aytib o'tish lozimdir.

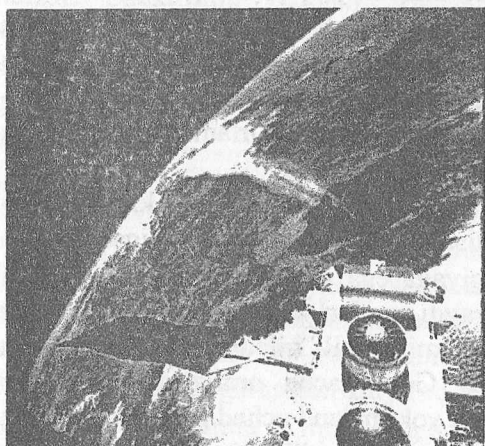
Gamma-nurlanish diapazoni yetarlicha keng bo'lib, uni ilmiy masalalari va kuzatuv usullariga ko'ra bir necha sohalariga taqsimlash mumkin:

Yumshoq γ -nurlanish sohasi $\epsilon \in 0,1 - 5 \text{ MeV}$ ($\lambda \lambda 0,12 - 0,24 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$);

Oraliq energiyali sohasi $\epsilon \in 5 - 50 \text{ MeV}$ ($\lambda \lambda 2,4 \cdot 10^{-3} - 2,4 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$);

Qattiq γ -nurlanish sohasi $\epsilon \in 50 \text{ MeV} - 100 \text{ GeV}$ ($\lambda \lambda 2,4 \cdot 10^{-4} - 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}$);

O'tayuqori energiyali γ -nurlanish sohasi $\epsilon \geq 10 \text{ GeV}$.



23-rasm. "Kompton" gamma-rasadxonasi (GRO, Gamma-ray observatory) 1991-yil 4-noyabrida o'zining Kaliforniya ustidagi parvozida.

nomiya (200 keVdan 10 MeVgacha) asosan gamma-chaqnashlarning (davomiyligi bir necha sekund) manbalarini o'rganadi. Bunday manbalar 1963 – 1970-yillarda yadroviy sinovlarni chegaralash Shartnomasi (1963) bajarilishini nazorat qilish hamda qonundan tashqari yadroviy portlashlarni topish maqsadida "Vela" (AQSH) yo'ldoshlari orqali kashf qilingandi. 1990-yillarda "Kompton" rasadxonasida olib borilgan BATSE tajribasi natijasida yuztalab bunday chaqnashlarni aniqladi va ular osmonning ixtiyoriy joylarida

Gamma-nurlanish rentgen nurlanishiga qaraganda kattaroq energiyaga ega fotonlardan tashkil topgan. Gamma-nurlarining detektorlari sifatida, odatda, yoki stsintillyatorlar (ularda modda gamma-kvantlarni yutib, optik kvantlarni nurlantiradi), yoki chaqnoqli kameralar (ularda gamma-kvant kameralarni to'ldiruvchi gaz bilan o'zaro ta'sirlashgan joyida yuqori kuchlanish chaqnoqli o'tishlarni hosil qiladi) ishlatiladi. Quyi energiyali gamma-astro-

kuzatilishini va ehtimol, takrorlanmasligini ko'rsatdi. Bu narsa ularni tadqiq etilishini juda qiyinlashtiradi.

Avvaliga astronomlar, bunday chaqnashlarning sabablari yaqin joylashgan neytron yulduzlarning sirtlaridagi portlashlar deb taxmin qilishgandi, ammo bu narsa o'z tasdig'ini topmadi. 1995-yilga kelib, fikrlar ikkiga bo'lindi: ayrimlari, bu chaqnashlar Andromedadagi galaktikagacha cho'zilgan ko'lamli galaktik galoga kiruvchi va avval noma'lum bo'lgan turdagi neytron yulduzlar bilan bog'liq deb hisoblashsa, boshqalari katta qizil siljishlarga ega galaktikadan tashqari obyektlarda katastrofik hodisalar deb taxmin qilishgan. Yuqori energiyali (10 MeV dan yuqori) gamma-astronomiya asosan uzoq yashovchi nuqtaviy manbalar hamda diffuz nurlanishni o'rganadi. «Cos-B» EKA yo'ldoshi (1975-yil 9-avgustda uchirilgan) ko'pgina bunday manbalarni kashf qildi, bu sohada batafsilroq tadqiqotlar "Atlantis" kosmik kema yordamida (1991-yil 7-aprelda uchirilgan) va asboblarning to'rtta (BATSE, OSSE, COMPTEL va EGRET) kompleksiga ega "Kompton" rasadxonasi uchirilishidan boshlandi. OSSE va COMPTEL asboblari o'rta energiyali (MeV) gamma-nurlarni kuzatadi. EGRET tajribasi 100 MeV energiyaga yaqin sohada ko'pgina manbalar qo'shaloq oqimlarni deyarli yorug'lik tezligida otib yuboruvchi radioyorqin kvazarlar bilan bog'liq ekanini ko'rsatdi. Qattiq gamma-nurlarining ayniqsa qudratli manbalari – bu oqimlarni aynan Yer tomon yo'nalishida yotuvchi kvazarlardir. Nuqtaviy gamma-manba sifatida yakka neytron yulduzlar ham bo'lishi mumkin ekan.

Gamma rusumidagi astrofizik rasadxona – osmonni gamma-diapazonida o'rganishga mo'ljallangan Rossiya – Fransiya hamkorligida yaratilgan loyiha. Loyihaning dastlabki chizgilari XX asrning 60 chi yillarida paydo bo'lgandi, bunda astrofizik rasadxona katta orbital stansiyasining bir qismi sifatida rejalashtirilgan bo'lib, uning asosiy moduli N-1 raketa yordamida orbitaga chiqarilishi lozim edi. 70 chi yillarda orbital stansiyasi haqidagi g'oyalar ancha o'zgardi va "Salyut" hamda "Mir" ko'rinishidagi apparatlarga aylandi. Shu munosabati bilan rasadxona platformasi ham o'zgardi – orbital stansiya moduli o'rniga asos qilib "Soyuz" kosmik kema olindi. Stansiyaning ilmiy asbob-anjomlari ustidagi ishlar 1972-yildan boshlandi, fransiyalik institutlar loyihaga 1974-yili qo'shildilar.

Kosmik radiointerferometriya. Radioastronomiyaning tezlanuvchi rivojlanishi Ikkinchi jahon urushidan keyin, radarlar osmonga qaratilgandan so'ng boshlandi. Ammo yuqori burchak ajrataolishga ega uzun to'liqlik radiomanbalarning tasvirlarini olish uchun ulkan radioteleskoplar bo'lishi talab etilardi. Kembridj universitetining astronomlari 1950 – 1960 chi yillarda bir-biridan uzoqda joylashgan radioteleskoplardan kelayotgan signallarni umumlashtirishga hamda bitta ulkan asbobning ajrataolish kuchini olishga imkon beruvchi tezkor sintez usulini ishlab chiqdilar. 1980 chi yillarga kelib, dunyoning turli chekkalarida joylashgan teleskoplar o'Ichami Yerdek bo'lgan yagona tizimga birlashtirildi, ular o'ta katta bazali interferometri (VLBI) tamoyilida ishlaydi. Ularning ajrataolish kuchini bu sistemaga Yerga yaqin baland orbitalardagi yoki Quyosh atrofidagi orbitalardagi teleskoplarni qo'shgan holda oshirish mumkin. VLBI kosmik radiointerferometriyaga taalluqli dastlabki tajribalar 1980 chi yillarda "Salyut-6" rossiyalik orbital stansiyasida va amerikalik TDRS-1 aloqa yo'ldoshi yordamida o'tkazildi. Kosmik radiointerferometriyasi uchun to'liq birinchi teleskopi bo'lib diametri 8 metrli yaponiyalik "Xaruka" (HALCA) yo'ldoshi xizmat qildi. U 1997-yil 12-fevralda orbitaga chiqarilgan va bazasi Yerning diametridan 2,5 marta katta bo'lgan interferometrik kuzatuvlarni olib borishda foydalaniladi. Yo'ldoshlar shuningdek, Quyosh, gigant sayyoralarining magnitosferalari hamda yulduzlararo muhit nurlantiradigan o'ta uzun to'liqlarni o'rganishda ishlatiladi. Ushbu to'liqlar ionosferadan akslanganligi tufayli Yer sirtigacha yetib kelmaydi. Shuning uchun o'ta uzun to'liqlarni qayd etuvchi apparatura o'rnatilgan "Eksplorer-49" 1973-yil 10-iyunda Oy atrofidagi orbitaga chiqarilgandi. Ehtimol, xalallardan qutulish uchun barcha radioastronomiya Oyning teskari tomoniga o'tadi va tabiiy yo'ldoshimizdan Yerda o'rnatilgan radio uzatkichlardan himoyalovchi ekran sifatida foydalaniladi.

Nazorat savollari va mashqlar

1. Katta teleskoplarning afzalliklari nimadan iborat?
2. Nuqtaviy va ko'lam obyektlarni kuzatganda teleskopning optik quvvati qanday farqlanadi?

3. Okulyar vazifasi nimadan iborat?
4. Teleskopda yorug'likning kamayish sabablari nimadan iborat?
5. Teleskopning ajrataolish qobiliyati nima?
6. Teleskopning maksimal kattalashtirishi qanday topiladi?
7. Teleskopning optik quvvati nima?
8. Ekvivalent fokus masofa nima?
9. Atmosfera teleskopning ajrataolish qobiliyatiga qanday ta'sir etadi?
10. Atmosfera turbulentligi kuzatuvlarga qanday ta'sir etadi?
11. Obyektivining diametri 8 sm bo'lgan teleskopning nazariy ajrataolish va farqlash kuchlari nimaga teng?
12. Quyosh (ko'rinma diametri $\beta=32'$) fokus masofasi 40 sm bo'lgan obyektivning fokusida qanday diametrdagi tasvir bo'lib ko'rinadi?
13. Astrografning fokusiga o'rnatilgan oynada Oy 5 smli tasvir bo'lib ko'rinadi. Ushbu astrografning fokus masofasi nimaga teng?
14. Qizil nurlar uchun tebranishlar soni sekundiga $\nu=451 \cdot 10^{12}$ ni tashkil etsa, binafsha uchun $783 \cdot 10^{12}$ bo'ladi. Ularga mos keluvchi to'lqin uzunliklari λ nimaga teng?
15. Teleskopning ajrataolish kuchi formulasidan foydalangan holda obyektivi 24 dyuymli teleskopda kuzatilganda arang ajrata olishi mumkin bo'lgan ikkita yulduz disklari markazlari orasidagi burchak masofani nazariy jixatdan toping.
16. Obyektivning fokus masofasi 160 sm bo'lganda okulyar 200 marta kattalashtirsa, fokus masofasi 12 m bo'lgan obyektivdan foydalanilganda kattalashtirish nimaga teng bo'ladi?
17. Qo'shaloq yulduz komponentalari orasidagi minimal burchak masofa diametrlari 20 sm va 1 m bo'lgan teleskoplarda qanday bo'lishi mumkin?
18. Optik asbob uchun bosh fokus masofalari F_1 va F_2 bo'lgan ikkita yig'uvchi linza bir-biriga zich qilib qo'yildi. Hosil bo'lgan tizimning bosh fokus masofasi F nimaga teng?

3-bob. TELESKOPLARNING YORDAMCHI QURILMA VA QABUL QILGICHLARI

1-§. Yorug'lik filtrlari

Yorug'lik saralagichi deb, elektromagnit tebranishlar spektrining ma'lum sohasini o'tkazadigan, boshqa spektral sohalar nurlanishlarini o'tkazmaydigan optik muhitga aytiladi. Yorug'lik saralagichi odatda yassi-parallel plastinka ko'rinishida shakllantiriladi, u obyektiv oldiga qo'yishga mo'ljallansa, o'ta yuqori aniqlikda tayyorlanishi lozim, agarda u nurlanish qabul qilgichi, masalan, ko'z yoki fotoplastinka oldiga qo'yilsa, uni tayyorlashda katta aniqlik talab etilmaydi. Yorug'lik saralagichlari qattiq hamda suyuq bo'ladi. Oddiy optik shisha yorug'lik saralagichi sifatida ishlatilishi mumkin, chunki to'lqin uzunligi $0,3 \mu$ bo'lgan ultrabinafsha nurlanishni va to'lqin uzunligi 3μ dan katta bo'lgan infraqizil nurlanishni deyarli o'tkazmaydi, va aksincha, bu to'lqin uzunliklar uchun parafin yaxshigina shaffof hisoblanadi. 10 sm qalinlikdagi suv to'lqin uzunligi $1,2 \mu$ dan katta bo'lgan nurlanish uchun umuman shaffof emas.

So'zning ma'nosidan yorug'lik saralagichlari deb, muayyan yorug'lik qabul qilgich bilan jamlanmada nurlanishning yetarlicha tor spektral sohasini ajratib oluvchi yassi-parallel plastinkalarga aytiladi. Masalan, qandaydir fotoplastinka $600 \text{ m}\mu$ to'lqin uzunligidan kichik nurlanishga sezgir, shu bilan birga u $\lambda = 530 + 30 \text{ m}\mu$ sohaga sezgirligi kamroq bo'lsin, agarda plastinka oldiga $\lambda < 500 \text{ m}\mu$ shaffof bo'lmagan, biroq $\lambda > 500 \text{ m}\mu$ sohaga shaffof bo'lgan sariq yorug'lik saralagichni qo'ysak, osmon jismning butun nurlanishidan plastinka tomonidan faqatgina $550 < \lambda < 600 \text{ m}\mu$ oraliqda mavjud bo'lgan nurlanish o'zlashtirilgan bo'ladi. Agarda fotoplastinka $\lambda = 670 \text{ m}\mu$ gacha to'lqin uzunlikga sezgir bo'lib, $\lambda < 600 \text{ m}\mu$ nurlanishni kesib oluvchi saralagich ishlatilgan bo'lsa, $600 < \lambda < 670 \text{ m}\mu$ oraliqdagi nurlanishdan foydalaniladi, xususan $\lambda = 656 \text{ m}\mu$ to'lqin uzunlikka

ega vodorod H_{α} nurlanishining muhim chizig'ini ajratib olish mumkin bo'ladi.

Formula $t = t_1^l$ yorug'lik saralagichlarga nisbatan ishlatish to'g'ri bo'ladi, faqat bu yerda yorug'lik saralagichlarning shaffofligi to'liq uzunliklariga bog'lanishini alohida ta'kidlab o'tish joizdir.

Arap $t_{(1)\lambda}$ orqali uning uzunligi birligida ifodalangan qalinlikdagi shaffofligini belgilasak, unda formulaga binoan l qalinlikdagi yorug'lik saralagichning shaffofligi

$$t_{\lambda} = n_{(1)\lambda}^l$$

bo'ladi. Kattalik $t_{(1)\lambda}$ ni saralagichning to'liq uzunlik λ dagi o'tkazish koeffitsiyenti deyiladi. Ko'paytkich $r < 1$ yorug'lik saralagichning orqa va old sirtlaridan yorug'likning akslanishi tufayli yo'qolishlarini hisobga olish uchun kiritiladi.

Yorug'lik saralagichni yasashda ko'pincha rangli shishalardan foydalaniladi. Agar ayrim rangli shishalarning o'tkazish koeffitsiyentlarini olib ko'radigan bo'lsak, ularning farqlanuvchi xususiyatlari shundan iboratki, ular to'liq uzunliklari bo'yicha katta o'tkazish kenglikka egadir. Sariq va qizil yorug'lik saralagichlari o'tkazishning juda keskin qisqa to'liqli chegaraga ega bo'lib, uzun to'liqlar tomon esa ularning o'tkazishi spektrning uzoq infraqizil sohasiga kirib boradi.

Yorug'lik saralagichlar plastinkaga organik bo'yoq bilan rang berilgan jelatina quyish yo'li bilan tayyorlanishi mumkin. Ishlov berilmagan fotoplastinkani bo'yoq eritmasida bir qancha vaqt tutib turish ham yaxshi natija beradi. Jelatina qatlami tezda tiralib ketishi va u namlikka chidamsiz bo'lgani uchun bunday yo'l bilan yasalgan saralagichlar bilan ishlaganda nihoyatda ehtiyot bo'lish zarur yoki jelatina qatlami himoyalovchi shisha bilan yopilgan bo'lishi lozim, bu esa, uning qalinligini ancha oshiradi. Bunday yorug'lik saralagichning yassi parallelligi yo'qoladi va u faqat fokus yaqinida ishlatilishi mumkin.

Ayrim eritmalar yaxshigina saralash xususiyatlarga egadir, masalan, xlorli mis eritmasi $\lambda > 750$ mμ to'liq uzunliklardagi nurlanishni tutib qoladi. Mis kuporosi eritmasi spektrning olov rangidan uzoq infraqizil sohasigacha va 320 mμ dan qisqa to'liq uzunlikdagi ultrabinafsha nurlanishni yaxshigina yutib qoladi. Rang

berilgan eritmalar yassi parallel devorlarga ega idishga quyib olinadi. Astronomik amaliyotda bunday saralagichlardan foydalanish noqulaydir, shuning uchun ular kamdan-kam ishlatiladi.

Organik bo'yoqli saralagichlarning ko'pchiligi, shuningdek, ayrim rangli shishalardan tayyorlangan saralagichlar bitta kamchilikka egadir, u ham bo'lsa, ularning noturg'unligi. Vaqt o'tishi bilan ularning o'tkazishi yo'qolib boradi, shuning uchun ularni vaqti-vaqti bilan nazoratdan o'tkazib turish lozim bo'ladi.

Bayon etilgan yorug'lik saralagichlarning xususiyati shundan iboratki, hatto qabul qilgichning spektral sezgirligi bilan saralagichning o'tkazishi yaxshi moslashtirilganda ham ular yordamida to'liq uzunliklari birliklarida bir necha o'n angstryom bo'lgan spektrning tor sohaslarini ajratib bo'lmaydi. Masalan, yuqorida ko'rsatilgan yorug'lik saralagichi muayyan fotoplastinka bilan vodorodning H_{α} chizig'idagi nurlanishini, $\lambda = 655 \text{ m}\mu$ va $\lambda = 658 \text{ m}\mu$ ionlashgan azot nurlanish chiziqlarini hamda $\lambda = 668 \text{ m}\mu$ geliy nurlanishini bir vaqtning o'zida o'tkazadi. Shunday qilib, agarda osmonning biror sohasida yog'dulangan vodorodni tasvirga olmoqchi bo'lsak, yuqorida ko'rsatilgan saralagich va fotoplastinka yordamida nafaqat vodorodni, balki azot va geliy ham, barchasini ustma-ust tushgan holda tasvirga olishga muvaffaq bo'lardik.

Bir necha saralagichlar kombinatsiyasi orqali spektrning yetarlicha tor sohasini ajratib olishimiz mumkin, u ham bo'lsa, juda katta yo'qotishlar evaziga, chunki saralagichlarni qo'shib borganimizda hisoblangan to'liq uzunlikdagi o'tkazish taxminan 20 - 30% ni tashkil etadi. Undan tashqari, yuqorida bayon etilgan hech qaysi saralagich bilan $\lambda = 655 \text{ m}\mu$, $\lambda = 656 \text{ m}\mu$ va $\lambda = 658 \text{ m}\mu$ kabi bir-biriga yaqin to'liq uzunliklarni ajratib bo'lmaydi.

Bu borada interferensiyalar va, ayniqsa, interferensiyalar-qutblanuvchi saralagichlar ancha mukammal deb hisoblanadi.

Interferensiyalar saralagich quyi, ya'ni birinchi, ikkinchi, uchinchi tartiblarda interferensiyalanuvchi Fabri - Pero interferometrning o'zginasidir. Fabri - Pero interferometrida interferensiya yupqa yarim shaffof kumush qatlami bilan qoplangan bir-biriga parallel ikkita yassi sirtlar orasidagi havo qatlamida sodir etiladi. Kumushdan yuqori darajadagi akslanish $\frac{\lambda}{2} = \frac{h \cos \varphi}{k}$ shartni qoniqtirgan to'liq

uzunliklardan tashqari tushayotgan nurga qayta akslanishiga imkon beradi, bu yerda h – kumush suvi yuritilgan ikkita tekislik orasidagi masofa, φ – nurning tushish burchagi va k – butun son. Normal tushishda $\varphi = 0$, binobarin, $\lambda = 2h$, h , $\frac{2}{3}h$ va h.k. to‘lqin uzunliklar akslanmay o‘tadi. Bu uchta to‘lqin uzunliklarning o‘zi spektrda bir-biridan ancha olisda joylashgan, shuning uchun ularning har ikkisini oddiy saralagich bilan tutib qolish imkoni bor. Amalda interferension saralagich quyidagicha yasaladi: shisha sirtiga kumushdan yupqa qatlam tortiladi, undan so‘ng optik qalinligi $\frac{\lambda}{2}$ yoki λ bo‘lgan dielektrik qatlami, undan keyin yana kumush qatlami, uni ustidan himoyalovchi shisha plastinka yopiladi. Kumush qatlamdan qanchalik akslanish to‘liqroq kechsa, yorug‘lik saralagichning o‘tkazish kengligi shunchalik tor bo‘ladi. Shu bilan birga, hatto yupqa kumush qatlamning shaffofligi ancha kam bo‘lgani tufayli bunday saralagichning o‘tkazish maksimumida ham shaffofligi kam bo‘ladi. Saralagich, agarda uning akslanish koeffitsiyenti imkon qadar ko‘tarilsa va shu bilan birga, tanlangan to‘lqin uzunlik uchun shaffoflik kamaytirilsa, ancha yaxshilanishi mumkin.

Bunga faqatgina dielektrik qatlamlar yordamida quyidagicha amalga oshiriladi. Shisha ustiga galma galdan har birining optik qalinligi $\frac{\lambda}{4}$ bo‘lgan ruh sulfidi (ZnS , sinish ko‘rsatkichi $n=2,4$) va kriolit ($NaAlF_6$, $n=1,36$) qatlamlari tortiladi. Ularni ajratib turuvchi har bir chegarasida akslanish sodir etiladi, bunda interferensiya akslanishga ko‘maklashadi. Har bir qatlamining qalinligi $\frac{550}{4}$ mμ dan bo‘lgan to‘rt qatlam rux sulfidi va uch qatlam kriolitdan tuzilgan «buterbrod» tushayotgan butun optik spektrining 450 dan 650 mμ gacha sohasining 90% akslantirib beradi, biroq $\lambda = 400$ mμ va 700 mμ larda akslanish keskin tushib ketadi. Agarda ana shunday yetti qavatli «buterbrod»dan ikkitasini olib turib ularni to‘lqin uzunligi λ ning yarmi yoki unga teng optiq qalinligidagi qatlam bilan ajratsak, bu to‘lqin uzunlikning nuri ajratib turuvchi qatlamda maksimal o‘tkazishini ta‘minlovchi interferensiya hodisasi sodir etiladi.

Interferension saralagichlarning eng yaxshi namunalarida yarim o‘tkazish qalinligi deb atalmish kattaligi 50% dan ortig‘ini o‘tkazishida atigi 1 Å ga teng. Buning uchun dielektrik qatlamlaridan

biri o'ta yupqa bo'lgan slyuda plastinkasi yordamida amalga oshiriladi. Bunday saralagich yordamida 5890 – 5896 Å to'qin uzunlikdagi natriy dublet deb nomlangan ikkita chizig'idan birini ajratib olish mumkin.

Spektrning infraqizil sohasida qalinligi $\frac{\lambda}{2}$ yoki λ bo'lgan tosh tuz ($NaCl$) qatlami bilan ajratilgan tellurning yupqa qatlamidan akslanishdan foydalanilgan saralagichlar ancha samarali deb sanaladi.

Metall va dielektriklarning yupqa qatlamlarini hosil qilish texnikasi ancha injiq va murakkabdir. Qatlamlar saralagichning kattagina yuzasida berilgan qalinlikka ega bo'lishi shart.

Interferension saralagichning o'tkazish kengligining to'qin uzunligi kelayotgan nur dastasining tushish burchagiga bog'liq bo'ladi. Bunday saralagich, umuman olganda, to'planayotgan nur dastasida ishlatilishi lozim, amalda esa uni parallel dastada ishlatishadi agarda obyektiv yoki ko'zguning yorug'lik kuchi yetarlicha katta bo'lsa, to'planayotgan dasta konusida radianlarda 0 dan $\frac{D}{2F}$ gacha tushayotgan barcha burchaklar uchraydi. Tajriba $\frac{F}{D} \geq 5$ da bu narsa yorug'lik saralagichning ishiga putur yetkazmasligini ko'rsatadi. Aksincha, interferension saralagichni tushayotga parallel dastaga nisbatan kuchli og'dirib, saralagichning maksimal o'tkazish to'qin uzunligini sezilarli darajada o'zgartirish mumkin ekan. Masalan, yuqorida bayon etilgan infraqizil nurlar uchun ishlatiladigan tellurli saralagichning o'tkazish maksimumini tushish burchagi φ ni 9 dan 45° gacha o'zgartirgan holda to'qin uzunlikni $\lambda = 10,1 \mu$ dan $\lambda = 9,1 \mu$ gacha o'zgarar ekan.

Ishlash tamoyili kristallardagi oddiy va g'ayrioddiy nurlarning turlicha tezlikda tarqalishiga asoslangan interferension qutblagichli saralagichlarga o'tishdan oldin qutblagichlar haqida ma'lumot berib o'taylik.

Qutblagichlar yassi qutblangan nurni beruvchi moslamalardir. Odatda, ularning o'rnida kristallardan yasalgan turli prizmalar namoyon bo'ladi, misol tariqasida Nikol prizmasini ko'rsatishimiz mumkin. Qutblagichlarning yana boshqa turi dixroizm hodisasiga asoslangan bo'lib, bunga misol qilib turmalin kristallidan nurning

o'tishini olishimiz mumkin, bunda oddiy nur juda kuchli yutilishga uchraydi, natijada kristallning atigi 1 mm qalinligidayoq undan faqat g'ayrioddiy nur chiqadi. G'ayrioddiy nur ham turmalinda kuchli saralanish yutilishga uchraydi, natijada turmalindan o'tgan oq nurdan faqat yashil-sariq qismi qoladi, ya'ni u o'ziga xos qutblanishga ega yorug'lik saralagichidir ham. Hozirgi vaqtda dixroizmga asoslangan ancha qulayroq qutblagichlar mavjud. Bular polyaroidlar bo'lib, ulardan gerapatitli va polivinilli polyaroidlar eng keng tarqalgan. Gerapatitli polyaroid mayda qorishma sifatida va bir xilda yo'naltirilgan xinin sulfati poliyodidining o'ta mayda ignasimon kristallari ko'rinishida kiritilgan o'ta yupqa nitro yoki asetil selluloza pardadan iborat. Polivinilli polyaroidlarni tayyorlash uchun polivinil pardaga kuchli tortish ta'sir etib, yod bilan ishlov beriladi. Gerapatitli saralagichlar 450 - 700 mμ spektr sohasida 98 - 99% qutblanishni beradi. Polivinilli polyaroidlar 400 - 750 mμ spektr sohasida 100% qutblanishni va $\lambda = 800$ mμ da 98% qutblanishni ta'minlaydi. Biroq optik bir jinsliylilik bobida ular gerapatitli polyaroidlardan biroz sustroqdirlar. Ularning umumiy kamchiligi shaffofligining kamligi (yutilish 70% gacha), yutuqlari - kuchli to'plangan dastalarda ishlatish mumkinligi, katta o'lchamdagi polyaroidlarni (50 sm gacha) tayyorlash imkoni va nisbatan arzonligidir. Yupqa pardalar odatda himoyalovchi shishalar orasiga qistiriladi. Polyaroidlar 70 - 80° C dan yuqori haroratlarni ko'tara olmaydilar.

Polyaroiddan o'tgan nurning parallel dastasi kvars kristallining bosh o'qiga perpendikular tushayotgan bo'lsin, bunda polyaroid o'qi (o'tgan nurning qutblash tekisligining yo'nalishi) kristall o'qiga 45° burchak ostida og'gan. G'ayrioddiy nur n_e va oddiy nur n_0 larning sinish koeffitsiyentlari teng bo'lmasdan, balki kvars yoki island shpati uchun $n_e > n_0$ bo'lganligi sababli kristallning ichida yassi qutblangan nurning tarqalishida nur tebranishlarining oddiy va g'ayrioddiy tashkil etuvchilarida elliptik qutblangan nurga xos o'tishning ayirmalari paydo bo'lib rivojlanib boradi. «Asosiy qalinlik» deb nomlangan kattalik d_0 ni kiritaylik:

$$d_0 = \frac{\lambda}{n_e - n_0}.$$

Bu yo'l davomida g'ayrioddiy nurning fazasi oddiy nur fazasidan roppa rosa 2π ga kechikadi. Muayyan to'liqin uzunlikdagi nur kvarts plastinkadan chiziqliy qutblangan bo'lib chiqadi. Nurdagi tebranish tekisligi avvalgiga parallel bo'ladi. Bu tebranishlar birinchisiga parallel qo'yilgan keyingi polyaroiddan to'sqinsiz o'tadi. Boshqa to'liqin uzunlikka ega nur kvarts plastinkadan elliptik qutblangan bo'lib chiqadi, natijada ikkinchi polyaroiddan u qisman o'tadi. Agar λ ning to'liqin uzunligi uchun plastinkaning qalinligi asosiy qalinligining yarmisiga teng bo'lib qolsa, ya'ni fazalar ayirmasi π ga teng bo'lsa, unda nurning chiziqliy qutblanishi avvalgiga perpendikular tekislikda sodir bo'ladi, binobarin, bu nurlar ikkinchi polyaroiddan umuman o'tmaydi.

Kvarsda 18°C haroratda to'liqin uzunlik $\lambda = 6563 \text{ \AA}$ (vodorodning H_α chizig'i) uchun $n_e - n_o = 9,03 \cdot 10^{-3}$, bu esa $d_0 = 0,073 \text{ mm}$ qiymatini beradi. Bunday qalinlikdagi kvarts plastinkani tayyorlash mushkul, island shpatda d_0 yanada kichikdir. Shuning uchun plastinkaning qalinligini d_0 dan butun songa ortiqroq qilib tanlanadi, masalan, $10 d_0$, biroq bunda oddiy va g'ayrioddiy nurlarning tanlangan λ dan tashqari, yana bir necha to'liqin uzunliklar uchun $2k\pi$ ga teng fazalar ayirmalari sodir etiladi, bunda k butun sonidir. Barcha nurlar ikkinchi polyaroiddan o'tadi, qolganlari esa, unda qisman yoki to'liq tutilib qoladi. Tutilib qoladigan nurlarning to'liqin uzunliklari λ' fazalar ayirmalari $(2k+1)\pi$ shartni qanoatlantiruvchi nurlardir.

Agarda kvarts plastinkaning qalinligi ikki marta qalinroq, ya'ni $20d_0$ qilib olinsa, polyaroiddan o'tib ketuvchi to'liqin uzunliklarning soni birinchi holdagiga nisbatan ikki marta oshgan bo'lar edi, bunda polyaroiddan birinchi holda o'tmagan to'liqin uzunliklar ham o'tib ketardi. Ikki marta qalinroq plastinka polyaroid bilan birgalikda yana ikki marta ortiqroq to'liqin uzunliklarning qiymatlarini o'tkazib yuboradi va h.k.

Spektrning ketida polyaroidga ega va qalinligi $9 d_0, 18 d_0, \dots, 288 d_0$ bo'lgan har bir plastinkadan o'tilgan sohalari qoraga bo'yab ko'rsatilgan. Plastinka F dan o'tgan nur spektri juda ko'p miqdordagi navbatma-navbat almashib turuvchi ingichka yorug' va qora chiziqchalardan iborat. Bu nurni ikki marta ingichka bo'lgan ikkinchi

E plastinkadan o'tkazsak, spektrda biz avvalgidek ingichka, biroq ikki marta kamaygan chiziqlarning sonini ko'rishimiz mumkin, chunki yorug' sohalari E plastinkada tutib qolinadi, yana ikki marta ingichka bo'lgan F va E ketidan qo'yilgan uchinchi kvars plastinka D o'zining polyaroidi bilan yorug' sohalarini bitta oralab yanada tanlab olib tashlaydi, ketma-ket qo'yilgan qalinligi kamayib boruvchi plastinkalar va polyaroidlar barchasining ta'siri natijasida bir necha o'ta ingichka va keng qo'yilgan spektr sohalari o'tgan bo'ladi. Bu yerda nur kvars plastinkalardan qaysi tartibda, ya'ni avval ingichkalardan qalinroqlarigami, yoki aksincha, qalindan yupqalarga o'tishining ahamiyati yo'q.

Qrim astrofizik rasadxonasida qurilgan interferensiyon qutbllovchi yorug'lik saralagichi Quyosh protuberaneslarni H_{α} ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$) chiziqlarida tasvirga olishga mo'ljallangan bo'lib, qalinligi 9 d_0 dan 1152 d_0 gacha bo'lgan to'qqizta elementlardan iborat va avval tilga olingan chiziqdan tashqari yana $\lambda = 5948, 5446, 5025, 4668, 4362, 4099 \text{ \AA}$ to'liq uzunliklarni ham o'tkazadi.

Ularning barchasi qizil rangdagi oddiy shisha saralagichi, masalan RG2 yorug'lik saralagichi yordamida saralanishi mumkin. Ushbu saralagichning H_{α} chizig'i atrofida o'tkazish yarim kengligi 1,8 $\text{\AA}$ ni tashkil etadi. Bu saralagichning t_{6563} da o'tkazish koeffitsiyenti atigi 1,2% ni tashkil etadi. Saralagichning o'ta tanlash qobiliyati evaziga o'tkazish koeffitsiyentining juda kamayib ketishiga sabab bo'ladi. Biroq Quyoshni kuzatish chog'ida bunday tanlash o'ta zarurdir, o'tkazish koeffitsiyenti kamligi esa tushayotgan nurning mo'lligi tufayli xavfli emas. Boshqa masalalarni hal qilishda, masalan, yulduzlararo vodorod maydonini kuzatishda, o'tkazish kengligini kattaroq olishga to'g'ri keladi. Buning imkoni bor, chunki yuqorida tilga olingan yulduzlararo gaz nurlantirgan ionlashgan azot chiziqlari H_{α} chiziqlaridan 15 va 19 $\text{\AA}$ larga chetlashgan, binobarin, saralagichning o'tkazish yarim kengligi 25 $\text{\AA}$ ga teng bo'lganda ularni yo'qotish mumkin. Xuddi shunday, tutilishlardan tashqari Quyosh tojini kuzatganda ham tojning emission chiziqlari bir-biridan ancha olisda joylashadilar, va saralagichning o'tkazish kengligining kattaligi faqatgina bu keng polosadan kunduzgi osmonning sochilgan nuri ko'p miqdorda kirib kelishi uchungina zararlidir.

Interferensiyon qutblagichli saralagichning o'tkazish kengligining torayishiga yetarlicha katta o'lchamdagi kvarts plastinkani topish mushkulligi chegara qo'yadi. Biroq island shpatida (kalsitda) $n_0 - n_e$ kvartsnikiga qaraganda 18 - 19 marta kattaroqdir, natijada ulardan yasalgan kristalli plastinkalarning o'rtacha o'lchamlari bilan kifoyalanishga imkon beradi. Shunday yo'l bilan o'tkazishning yarim kengligi 1 Å dan ham kichik bo'lgan saralagich yasalgan; «xromosferali teleskop»larda saralagichning o'tkazish kengligi 0,5 Å dan oshmaydi. Zamonaviy saralagichlarning ayrimlarida o'tkazishning yarim kengligi $1/8$ Å dan oshmaydi. Kristallarda sinish koeffitsiyenti sezilarli darajada haroratga bog'liq bo'ladi, bu narsa $n_e - n_0$ ayirmalariga ham taalluqlidir. Vodorodning H_α chizig'iga mo'ljallangan kvartsli saralagichda haroratning $+1^\circ C$ o'zgarishi o'tkazish maksimumining to'lqin uzunligini $-0,7$ Å ga o'zgartiradi. Shuning uchun interferensiyon qutblagichli saralagichni termostat moslamaga joylashtirib, undagi haroratni $0^\circ, 1 C$ aniqlikda tutib turish shart bo'ladi.

Aksincha, o'tkazish kengligi o'ta ingichka saralagichlarda zarurat tug'ilib qolgan taqdirda o'tkazish kengligining o'zgarishini haroratni o'zgartirish yo'li bilan erishiladi. Masalan, tilga olingan o'tkazish yarim kengligi $1/8$ Å bo'lgan saralagichda o'tkazish to'lqin uzunligini 16 Å ga o'zgartirishni faqat haroratni o'zgartirish hisobiga erishish mumkin ekan.

Ikkinchi tomondan, saralagichning haroratini o'zgartirib, uning universalligini oshirish mumkin bo'ladi. Masalan, Qrimdagi saralagichning o'tkazish to'lqin uzunliklari ro'yxatida $\lambda = 6563$ Å dan tashqari, H_γ $\lambda = 4340$ ga yaqin $\lambda = 4362$, H_δ $\lambda = 4102$ ga yaqin $\lambda = 4099$ to'lqin uzunliklarni topishimiz mumkin. Saralagichning haroratini o'zgartirish yo'li bilan bu nurlanishlar uchun uni shaffoflantirish mumkin bo'ladi.

Interferensiyon qutblagichli saralagichning maksimal shaffoflik to'lqin uzunligi saralagichga nurning tushayotgan burchagiga ham bog'liq. Bu narsa interferensiyon qutblagichli saralagichlarni parallel dastalarda ishlatilishi lozimligi shartini keltirib chiqaradi. Amalda uni to'planuvchi dastada ham ishlatish mumkin bo'ladi, faqat unda sistemaning yorug'lik kuchi 1:20 dan oshmasligi shart.

2-§. Spektral qurilmalar va ularning turlari

Spektral tahlil asosida nurning to'liq uzunliklari bo'yicha uning monoxromatik tashkil etuvchilariga yoyilishi (dispersiyasi) yotadi va u spektral apparatlar yordamida amalga oshiriladi.

Nurni spektral yoyishning asosan ikki xil turi mavjud bo'lib, u yoki prizma, yoki difraksion panjara yordamida amalga oshiriladi, unga mos ravishda spektral apparatlar prizmalı va difraksion apparatlarga taqsimlanadi.

Agarda optik sistemaga prizma olib kirilsa, dastalarning stigmatikligi buziladi, koma va astigmatizm deb nomlanuvchi aberratsiyalar (nuqsonlar) paydo bo'ladi. Bu nuqsonlar botiq difraksion panjaradan akslangan dastalarga ham xosdir. Ikkala holda ham nur dastasi prizmaning (panjaraga) bosh kesimiga parallel tushganda aberratsiyalar yo'qoladi, agarda bu shart to'liq bajarilmayotgan bo'lsa, tushayotgan nur prizmadan simmetrik o'tayotganda, xususan, uning asosiga parallel tushganda kelib chiqadigan xatolar minimal bo'ladi.

Aytilganlardan barcha spektral apparatlarda bo'lishi shart bo'lgan elementlardan biri kollimator, ya'ni yoyilayotgan nurni parallel dastaga aylantirib beruvchi linzali sistema ekanligi ayon bo'ladi. Kollimatorlardan astronomiyada (astrofizikada ham, astrometriyada ham) keng foydalaniladi. Ularning xususiyatlari va foydalanishning umumiy tamoyillari bilan tanishib chiqaylik. Fokus masofa f ga ega kollimatorli linza L (u murakkab ham bo'lishi mumkin) hamda fokus masofa f' ga ega kameraning linzasi L' (u ham murakkab bo'lishi mumkin) optik o'qlari tutashgan holda joylashtiriladi. Yorug' chiziqli SS_1 kollimatorning fokus tekisligi Σ da joylashgan va linza L markazidan α burchak ostida ko'rinarayotgan bo'lsin. Chiziqli SS_1 ning ixtiyoriy nuqtasidan chiqayotgan nur dastasi linza L dan o'tgandan so'ng parallel bo'lib qoladi va shu holda kamera yoki teleskop obyektiviga (agar fokus tekisligi Σ' ortida vizual kuzatuvlar uchun okulyar qo'yilgan bo'lsa) L' ga tushadi. Σ' tekislikdagi chiziqli tasvirining uzunligi

$$S'S'_1 = f' \lg \alpha$$

ga teng, yorug' chiziqli o'zi esa

$$SS_1 = f \operatorname{tg} \alpha$$

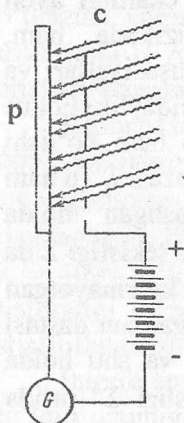
uzunlikka ega. Demak, bizning sistemamiz

$$\frac{S'S'_1}{SS_1} = \frac{f'}{f}, \quad (3.1)$$

kattalashtirishga ega, agarda $f' < f$ bo'lsa, aslida kamaytirishni beradi. Bunday hol tez-tez uchrab turadi, chunki sistemani kattalashtirsa, tabiiy yoki sun'iy yorug'lik manba SS_1 ning biror nuqsonlari kamera tomonidan kattalashtirgan bo'ladi. Bayon etilgan sistema o'girilgan tasvirlarni hosil qiladi. Kollimator va kameraning turli muvofiqlashtiruvchi usullari mavjuddir.

3-§. Tashqi fotoeffektga asoslangan qabul qilgichlar

Zamonaviy fotoelektrik nurlanish qabul qilgichlar, ya'ni fotoelementlar, fotoko'paytirgichlar, elektron-optik o'zgartirgichlar, bular ultrabinafsha nur bilan yoritilganda induktordan chiqayotgan uchqun uzunligi uzayishini payqagan Gersning tasodifiy kuzatuvidan boshlanib, kelib chiqadi. Undan so'ng manfiy zaryadlangan plastinka intensiv yoritilganda o'z zaryadini yo'qotib borishi aniqlandi, musbat zaryadlangan plastinka bunday xususiyatga ega emas ekan. Bir qator



24-rasm.
Stoletov
tajribasining
chizmasi.

tajribalar orqali A.G.Stoletov fotoelektrik effekt yoki fotoeffekt deb nom olgan bu hodisaning tabiatini ochdi.

Fotoeffekt metall plastinka yutib olgan yorug'lik miqdoriga aynan proporsional ekanligi, undan tashqari, u deyarli inersiyasiz, yorug'lik yoqilishi bilan paydo bo'lishi aniqlandi. Tajribalar fotoeffektning elektron tabiatini isbotladi: metall plastinka yorug'lik ta'siri ostida manfiy zaryadini yo'qotishi shundan iborat ekanki, plastinkada elektronlar otilib chiqar ekan. Otilib chiqayotgan elektronlar musbat zaryadlangan elektrod tomonidan tutib olinishi mumkin bo'ladi va unda fotoelektr tok (fototok) hosil bo'ladi, bu tok plastinka yoritilib turgan butun vaqt mobaynida davom etadi. Bayon etilgan hodisa tashqi

fotoeffekt deb nomlanadi. Biroq yorug'likning ta'siri elektronlarni erkin holatga keltirmasdan, o'tkazuvchanlik elektronlarning, ya'ni moddada tok eltuvchilarning soni ko'payishiga olib kelishi mumkin, natijada moddaning qarshiligi kamayadi, xususan, ikkita yarim o'tkazgich yoki yarim o'tkazgich bilan metall chegarasida fotoelektr yurituvchi kuch paydo bo'ladi. Bu hodisalar ichki fotoeffektga tegishlidir.

Yorug'lik tabiatining kvantli tasavvurlari asosida A.Eynshteyn tomonidan tashqi fotoeffektga bergan tushuntirilishi yorug'likni kvantli tabiatining eng ishonarli bilvosita isbotlaridan biri bo'ldi. Elementar fotoelektrik aktda foton yutilishida uning energiyasi $h\nu$ elektron o'tib chiqarishga, ya'ni elektronni modda ichida tutib turuvchi kuchni yengib o'tishga, bu chiqish ishi P deb nomlanadi va elektronni kinetik energiya $\frac{1}{2}mv^2$ bilan ta'minlashga sarflanadi.

Energiya saqlanish qonuniga binoan

$$h\nu = \frac{1}{2}mv^2 + P \quad (3.2)$$

bo'lishi lozim, bu – Eynshteyn tenglamasi deb ataladigan fotoeffekt tenglamasidir. Eynshteyn tenglamasi foton energiyasi $h\nu$ chiqish ishi P dan kichik bo'lsa, unda elektronlar o'tilib chiqmasligi va fotoeffekt yuzaga kelmasligini ko'rsatadi. Demak,

$$h\nu_0 = P \quad (3.3)$$

shartni qoniqtiruvchi eng kichik chastota ν_0 yoki eng katta to'lqin uzunligi

$$\lambda_0 = \frac{hc}{P}, \quad (3.4)$$

mavjud bo'lishi lozim, bularning chegaralaridan tashqarida berilgan metallda fotoeffekt kuzatilmaydi, ya'ni fotoeffektning uzun to'lqinli chegarasi mavjud bo'lishi kerak. Bu chegaraviy kattalik P qanchalik kichik bo'lsa, spektrning uzun to'lqinli qismida shunchalik olisda yotadi.

Odatda chiqish ishi P ni elektron-voltlarda (ev) ifodalash qabul qilingan. Ma'lumki, $1\text{ ev} = 1,602 \cdot 10^{-12}\text{ erg}$; (3.2) ga binoan 1 ev ga mos keluvchi chegaraviy chastotaning qiymati $2,418 \cdot 10^{14}\text{ gs}$ va chegaraviy to'lqin uzunligi $1,2398\text{ }\mu = 1239,8\text{ m}\mu = 12398\text{ \AA}$ ga teng.

Agar berilgan moddada chiqish ishi P ev ga teng bo'lsa, fotoeffektning hosil qiluvchi nurlanishning uzun to'liqlinli chegarasi

$$\lambda_0 = \frac{12398}{P} \text{ \AA} \quad (3.5)$$

ga teng.

Uzun to'liqlinli chegara (3.4) da joylashgan foton yutilishida otib yuborilgan elektron metallni nolga teng tezlik bilan tark etadi. Qolgan barcha $\lambda < \lambda_0$ yoki $\nu > \nu_0$ ga ega fotonlar

$$\frac{1}{2} m v^2 = h(\nu - \nu_0) \quad (3.6)$$

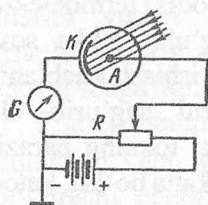
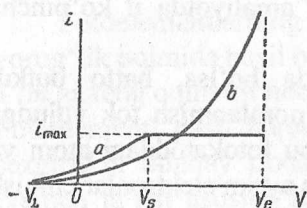
energiyaga ega elektronlarni urib chiqaradi. Metall ν chastotaga ega monoxromatik nur bilan yoritilganda barcha urib chiqarilgan fotoelektronlar formula (3.5) ga binoan bir xil energiyaga ega bo'lishlari lozimdek tuyuladi. Aslida noldan (3.5) dagi maksimumigacha bo'lgan barcha qiymatlarga ega fotoelektronlar uchraydi. Buning sababi shundaki, Eynshteyn tenglamasi (3.1) dagi kattalik P chiqish ishning minimal qiymati metallning eng yuqori energetik sathda joylashgan o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlarga mos keladi. Chuqurroq energetik sathlarda joylashgan elektronlarni sug'urib olish uchun kattaroq kuch talab etiladi. Ishqorli metallar uchun fotoeffektning uzun to'liqlinli chegarasi 490 $m\mu$ dan Li uchun 630 $m\mu$ gacha Cs uchun yotadi. Ishqor hosil qiladigan eritmalarda u spektrning ultrabinafsha sohasiga to'g'ri keladi. Bu chegaraga yaqinida yorug'likning tushayotgan kvantlariga metallning sezgirliqi unchalik katta emas, bitta foton urib chiqaradigan fotoelektronlarning sonini belgilovchi kvant chiqishi 10^{-8} ga teng, lekin fotonlar yiriklashgan sari, ya'ni odatda astronomlar qo'llamaydigan spektrning uzoq ultrabinafsha sohasida ($\lambda < 250 m\mu$) u jadallik bilan 10^{-1} gacha o'sib boradi. Bir qator sabablarga ko'ra metallning fotoeffektga spektral sezgirliqi aniq to'liqlin uzunlikda maksimumga ega bo'ladi; bu to'liqlin uzunlikning ikkala tomonida sezgirlik tushib boradi.

Sof metallarda spektrning ko'rinma va yaqin ultrabinafsha sohalarida sezgirlik juda past bo'ladi. Shuning uchun ulardan astronomiyada foydalanish mumkin emas. Astronomik, shuningdek, boshqa texnik maqsadlarda foydalanish uchun maxsus nurlanishni fotoelektrik qabul qilgichlar, ya'ni spektrning ko'rinma sohasida

yuqori sezgirlikka hamda juda kuchsiz yorug'lik oqimlardan yuzaga keladigan cheksiz kichik fototoklarni o'lchashda kichik shovqinlarga ega fotoelementlar yaratildi.

Fotokatod deb nomlanuvchi fotoelementning yorug'likni qabul qiluvchi qismi shisha yoki metall taglikka chegaraviy chastota ν_0 ga yaqin bo'lgan yorug'lik kvantlarni yutishda elektronlar chiqishini osonlashtiradigan turli ma'lum qorishmalar qo'shilgan metall yoki yarim o'tkazgich qatlami kiritilishi yo'li bilan tayyorlanadi.

Fotoelementning fotokatodi batareyaning manfiy qutbga ulanadi, musbat qutb esa ballon ichidagi sharcha, halqa yoki to'r shaklida yasalgan fotoelementning anodiga ulanadi. Fotokatod tomonidan chiqarilgan barcha elektronlar anodga tushishi va fototok yuzaga kelishida va tutib turishida ishtirok etishlari uchun fotoelement batareyaga ulanadi. Shunday qilib, fotoelementga tezlashtiruvchi potensial qo'yiladi. Fototok i tezlashtiruvchi potensial V ga bog'lanishi tasvirda berilgan. Tezlashtiruvchi potensial bo'lmagan taqdirda fototok i juda kichik bo'ladi. Fotoelektronlarni anodga umuman o'tkazmaslik uchun fotoelementni «yopib qo'yish» kerak, ya'ni anodga manfiy $-V_L$ kuchlanish berish lozim bo'ladi.



25-rasm. Fotoelementni ulash chizmasi.

Kuchlanish ortishi bilan fototok asta-sekinlik bilan qandaydir kuchlanish V_s da sodir etiladigan chegaraviy $i_{\max}$ qiymatgacha o'sib boradi, tezlashtiruvchi potensial yanada oshishida fototok o'sishi to'xtaydi. To'yinish deb nomlangan fototokning bu qiymatini oshirish uchun fotokatodning yoritilganligini oshirish lozim bo'ladi. Qiymat $V > V_s$ da i ning o'sishi to'xtashi barcha fotoelektronlar anodga tushishi va fototokda ishtirok etishi bilan izohlanadi. Ravshanki, fotoelementdagi kuchlanishni bu qiymat V_s dan ancha yuqori ko'tarish ehtiyoji yo'q.

Fotoelement kolbasini inert gaz bilan to'ldirib, fototokni ancha oshirish mumkin. Bu narsa shuning uchun ham sodir etiladiki, harakatlanuvchan fotoelektronlar gaz atomlari bilan to'qnashganda

ularni ionlantirishga, ya'ni ulardan yangi elektronlarni urib chiqarishga yetarlicha energiyalarga egadirlar, yangi urib chiqarilgan elektronlar o'z navbatida yo'lda uchragan gaz atomlaridan elektronlarni urib chiqaradi. Tezlashtiruvchi potensial qanchalik kuchli bo'lsa, fotoelektronlar hamda ular urib chiqargan elektronlar shunchalik kattaroq energiyaga ega bo'ladi, natijada bir xil yoritilishda fotoelementdan o'tayotgan integral tok vakuumli fotoelementga nisbatan ancha yuqori bo'ladi. Tezlashtiruvchi potensial qandaydir qiymat V_e gacha ko'tarilganda fotoelementdan o'tadigan tok shiddat bilan o'sib boradi va gaz razryadi yuzaga keladi, u tez muddat ichida fotoelementni ishdan chiqaradi.

Fotokatod yoritilganligi qanchalik katta bo'lsa, unga mos keluvchi razryad potentsiali V_e shunchalik kichik bo'ladi (odatda V_e 200 – 250 v atrofida bo'ladi). Ayonki, gaz bilan to'ldirilgan fotoelement barqaror ishlashi uchun razryadga olib keluvchi kuchlanishidan ancha past kuchlanish berish lozimdir, ayrim hollarda, agar fotokatod juda kuchli yoritilgan bo'lsa, kuchlanish qo'ymasa ham bo'ladi. Bayon etilgan hodisa fototokni gazli kuchaytirish, degan nomini olgan. Gaz bilan to'ldirilgan elementlarning jiddiy nuqsoni ularning inersialligidir, biroq astronomik amaliyotda u ko'pincha xalal bermaydi.

Agar fotoelement kuchlanish ostida bo'lsa, hatto butkul qorong'ulikda ham qorong'ulik toki deb nomlanmish tok vujudga keladi. Uning tashkil etuvchilaridan biri bu fotokatoddagi atom va elektronlarning issiqlik harakatidir, natijada ayrim elektronlar chiqish ishi R dan yuqoriroq energiyaga ega bo'ladi. Bu hodisa termoelektron emissiya deb ataladi. Undan tashqari, qorong'ulik tokka sovuq emissiya nomini olgan hodisa, bu fotoelementga ishlash kuchlanishi qo'yilishi natijasida fotokatoddan elektronlarni sug'urib olish oqibatidir, shuningdek, bunga turli ko'rinishdagi tokning parazitik oqib o'tishlari ham kiradi. Agar qorong'ulik toki katta bo'lsa, katodni xira yorug'likka ega astronomik manbalar tomonidan yoritilishi sezilmay qolishi yoki nisbatan katta xatolik bilan o'lchalishi mumkin. Shuning uchun astronomik amaliyotda chegaraviy kichik 10^{-15} – 10^{-16} a tartibidagi qorong'ulik tokiga ega fotoelementlardan foydalaniladi. Lekin ayrim fotokatodlar xonaki haroratda anchagina termoelektron emissiyaga ega bo'ladi, unda qorong'ulik tokni

kamaytirish vositalaridan eng yaxshisi bu fotoelementni -78°C haroratgacha sovutish yo'lidir.

Fotoelementga qo'yilgan kuchlanish elektronlarni katoddan anodga qarab ballonning ichki va tashqi sirtlaridan, ayniqsa, u kirlangan bo'lsa, siljishiga olib kelishi mumkin.

Agar manba 1 bilan yoritilganda fotoelementdagi tok i_1 va manba 2 bilan yoritilganda i_2 , yoritilmagan vaqtdagi qorong'ulik toki esa i_T bo'lsa, unda manbalardan har biri mos ravishda $i_1 - i_T$ va $i_2 - i_T$ fototoklarni hosil qiladi. Unda Stoletov qonuniga binoan ikkala manbadan yorug'lik oqimlari F quyidagi fototoklarga mos ravishda proporsional bo'ladi:

$$F_1 = k(i_1 - i_T), \quad F_2 = k(i_2 - i_T),$$

muayyan teleskopdan foydalanganda fotoelementga tushayotgan oqimlar yoritilganliklarga proporsional bo'lganligi uchun manbalar 1 va 2 larning yulduziy kattaliklari

$$\Delta m = m_2 - m_1 = 2,5 \lg \frac{i_1 - i_T}{i_2 - i_T} \quad (3.7)$$

bo'ladi. Fotoelementlar astronomik obyektlarning yulduziy kattaliklarini topishda ishlatilganda ana shu formuladan foydalaniladi.

Fotoelementlarning sezgirliги fotokatodga tushayotgan berilgan yorug'lik oqimida hosil bo'ladigan fototok kuchidan topiladi. Odatda 1 lm ga teng oqim bir necha o'n mikroamper (10^{-6} a) tok hosil qiladi. Fotoelement past haroratli yorug'lik manbalardan yoritilganda sezgirlikni bunday ifodalashning usuli texnik maqsadlarda qulay, lyumen ta'rifi asosiga ham ana shu narsa qo'yilgan. Ammo ko'p hollarda yuqori haroratga ega hamda ultrabinafsha kvantlar nurlanishiga boy astronomik manbalarga nisbatan fotokatodlarning spektral sezgirligini hisobga olish lozim bo'ladi.

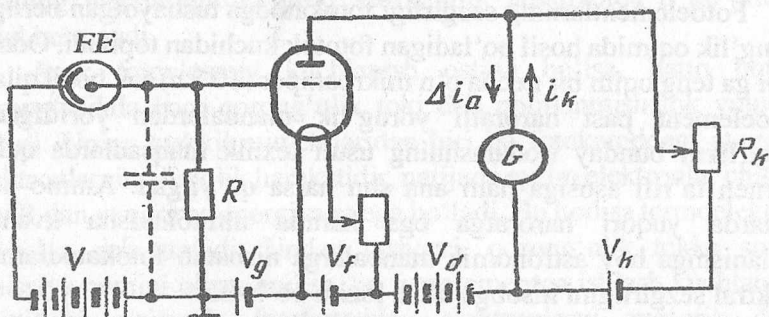
Fotoelementning spektral sezgirliги fotoplastinka sezgirligini aniqlanishi kabi, ya'ni berilgan fototok, masalan, 1 μa ni keltirib chiqaruvchi energetik oqimga teskari proporsional kattalik bilan aniqlanadi. Biroq, bu holda spektral sezgirlik S_λ ni fotokatodga energiyaning ma'lum miqdori, masalan 1 vt tushganda hosil bo'ladigan fototok miqdori bilan aniqlash tabiiyroq bo'lardi. Unda, fototok kuchini i va monoxromatik nurli oqimni F_λ orqali belgilab

$$S_{\lambda} = \frac{i}{F_{\lambda}} \quad (3.8)$$

ni topamiz. Stoletov qonuniga ko'ra oqim F_{λ} ning barcha o'zgarishlarida munosabat $i:F_{\lambda}$ doimiy bo'lib qolishi kerak.

Amalda kattaligi $1 \mu a$ dan oshmaydigan fototoklar va $1 \mu vt$ tartibdagi oqim F_{λ} lar va ulardan ham kichik miqdorlar bilan ish ko'rishga to'g'ri keladi. Ana shu birliklarda i ba F_{λ} larni ifodalagani ma'qul. Yodda tutish muhimki, butun ko'lami bo'yicha bir xil sezgirlikka ega fotokatodlar bo'lmaydi, shuning uchun fotoelementni aniq fotometrik o'lchashlarda ishlatilganda fotokatodning aynan bir xil maydonchasi, undan ko'p ham, oz ham emas, yoritilishini ta'minlash shart bo'ladi.

Astronomik amaliyotda qanday fototoklar bilan ish ko'rishga to'g'ri keladi? 33-santimetrlilik reflektor fokusidagi yulduziy kattaligi 10^m bo'lgan yulduz $10^{-11} lm$ oqimni hosil qiladi va bu yulduz oq yulduz bo'lsin. Bunday yulduzning yorug'ligi uchun yaxshi fotoelement $1000 \mu a/lm$ sezgirlikka ega bo'ladi, bunda berilgan reflektor bilan yulduz $10^{-14} a$ tokni hosil qiladi. Bu tok galvanometr yordamida o'lchash uchun juda kichikdir. Shuning uchun olingan fototok kuchaytirilishi lozim.



26-rasm. Lampali fototok kuchaytirgich chizmasi.

Eng soddada holda fototokni kuchaytirish g'oyasi quyidagicha bayon etilishi mumkin. Agar fotoelementni oziqlantirayotgan batareyaning bitta qutbi bilan fotoelementga kiruvchi mos uchi orasiga yetarlicha katta qarshilik R ni kiritsak, uning uchlarida potentsiallar ayirmasi Ri hosil bo'ladi va bu yerdagi i – fototok, agarda fototok Δi ga o'zgarayotgan bo'lsa, qarshilik uchlaridagi potentsial $R\Delta i$ ga

o'zgaradi. Qarshilik R ning bu uchini elektron lampa to'riga ulaylik; lampaning to'ri bilan katodi orasida to'rning batareyasi hosil qiluvchi V_g potentsiallar ayirmasiga $\Delta V_g = R\Delta i$ o'zgarish ham kiradi. To'rdagi kuchlanish ΔV_g ga o'zgarganda i_a anod toki $\Delta i_a = S\Delta V_g$ ga o'zgaradi, bu yerdagi S kattalik lampa xarakteristikasining tikligi bo'lib, to'r kuchlanishi V_g o'zgarishlari oralig'ida o'zgarmas kattalikdir. Kuchaytirgichga nisbatan qarshilik R kirish qarshiligi deb hisoblanadi. Shunday qilib, kuchaytirgichli lampadagi anod tokining o'zgarishi

$$\Delta i_a = SR\Delta i \quad (3.9)$$

kattalikka yetadi, agarda qarshilik R hamda lampa tikligi S qiymatlari yetarlicha katta qilib olinsa, u ancha katta bo'lishi mumkin. Qarshilik R $10^{11} - 10^{12} \text{ om}$ tartibida, lampalardagi S esa $50 - 100 \mu\text{A/V}$ ga yetishi mumkin, unda tok kuchaytirishi

$$k = \frac{\Delta i_a}{\Delta i} = SR \quad (3.10)$$

bo'ladi va fototok kuchaytirilishi $10^6 - 10^7$ marotabagacha yetishi mumkin.

Amalda fototoklarni kuchaytiruvchi juda ko'p sxemalar mavjud, lekin kuchaytirgichning to'g'ri ishlash zaruriy sharti bu kuchaytirgichning chiziqliqligidir. Buning ma'nosi shundaki, birlamchi fototok berilgan o'lchov qatorida bu tok katta yoki kichikligiga qaramay, bir xil son kuchaytirilishi lozim bo'ladi. Birlamchi tok i va kuchaytirilgan tok i' orasida

$$i' = ki \quad (3.11)$$

munosabat mavjud bo'ladi, bu yerda k – kuchaytirish ko'effitsiyenti, u o'zgarmas kattalikdir. Aytib o'tish lozimki, agar fototok i ning o'zgarish diapazoni katta, masalan 3 - 4 tartiblar oralarida bo'lsa ixtiyoriy kuchaytirgich doimiy kuchaytirish ko'effitsiyenti doirasida bir xil kuchaytirib beraolmas ekan.

Yuqorida aytilganlardan fotoelementlar va kuchaytirgichlarni texnik jihatdan takomillashtirib arziyas fototoklarni o'lchash borasida ixtiyoriy darajagacha erishish mumkin, deb xulosa chiqaradiganlar fikri xatodir. Aslida bu unchalik oson narsa emas.

Elektrning atomli tabiati tufayli fototok hech qachon, hatto fotokatodga tushayotgan kvantlar miqdori qat'iy doimiy bo'lgan

taqdirda ham mutlaqo o'zgaras bo'la olmaydi. Berilgan momentda har bir yakka elektron fotokatodni tark etishi yoki uni keyingi momentda tark etishi uchun unda qolishi mumkin. Faraz qilaylik, juda kichik vaqt oralig'i τ da o'rtacha n_0 ta elektron tark etayotgan bo'lsin. Boshqa ixtiyoriy tanlangan τ oraliqda o'tilib chiqqan elektronlarning soni n bo'ladi, bu son n dan $n+dn$ gacha bo'lish ehtimoli Puasson taqsimoti bilan ifodalanishi mumkin:

$$p(n)dn = \frac{n_0^n e^{-n_0}}{n!} dn. \quad (3.12)$$

O'rtacha qiymat $\bar{n} = n_0$ dan chetlashishning o'rtacha kvadratik kattaligi n , yoki standart chetlashish (dispersiya yoki o'rtacha kvadratik xatolik) σ quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\sigma = \sqrt{n_0}, \quad (3.13)$$

nisbiy dispersiyaning o'rtacha kattaligi

$$\delta = \frac{n - n_0}{n_0} \quad (3.14)$$

esa quyidagi formuladan topiladi

$$\sqrt{\delta^2} = \sqrt{\frac{\sigma^2}{n_0^2}} = \frac{1}{\sqrt{n_0}}. \quad (3.15)$$

Fototok kuchi o'ziga xos fluktuatsiyalarga ega. Fototokning o'rtacha kuchi $i_0 = \frac{n_0 \varepsilon}{\tau}$, bu yerda ε – elektron zaryadi, u $1,6018 \cdot 10^{-19}$ κ ga teng; fototok kuchining tasodifiy qiymati $i = \frac{n\varepsilon}{\tau}$, ularning ayirmasi

$$j = i - i_0 = \frac{n\varepsilon}{\tau} - \frac{n_0\varepsilon}{\tau} = (n - n_0) \frac{\varepsilon}{\tau},$$

bu ayirmaning o'rtacha kvadratini esa (3.13) formuladan topamiz

$$\bar{j}^2 = (\overline{i - i_0})^2 = \overline{(n - n_0)^2} \frac{\varepsilon^2}{\tau^2} = \sigma^2 n_0^2 \frac{\varepsilon^2}{\tau^2}. \quad (3.16)$$

Nihoyat, (3.14) formula yordamida

$$\bar{j}^2 = n_0^2 \frac{\varepsilon^2}{\tau^2} = \frac{i_0^2 \varepsilon}{\tau} \quad (3.17)$$

ni olamiz. Shunday qilib, asosiy fototok i_0 ga o'rtacha qiymati

$$j_{eff} = \sqrt{\bar{j}^2} = \sqrt{\frac{i_0^2 \varepsilon}{\tau}} \quad (3.18)$$

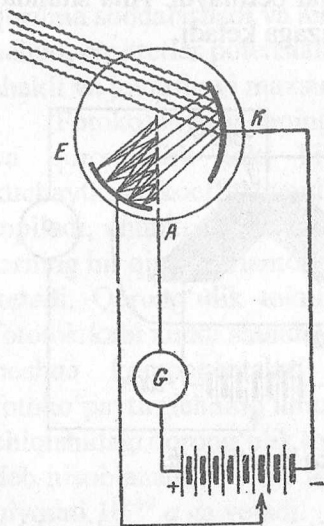
ga teng bo'lgan qo'shimcha qo'shiladi, nisbiy fluktuatsiyaning kattaligi esa

$$\delta = \frac{j_{eff}}{i_0} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\pi i_0}} \quad (3.19)$$

bo'ladi.

Tok fluktuatsiyasining ko'rib chiqilgan hodisasi sochma effekt deb nom olgan; u katodli lampalaridagi termoelektron emissiya jarayonlarida ochilgan edi. Bunday lampaning anod zanjirida tok tebranishlari olinib, u yerga ulangan telefonda ular sof tovush tonlarini hosil qiluvchi anod tokining tekis tebranishlari ustiga shovqin sifatida kirib boradi.

Fotoelementning qorong'ulik toki ham sochma effektga moyil bo'ladi. Agar kuchaytirgichning anod zanjiriga telefon ulansa, fotoelement «shovqini»ni eshitish mumkin. Lampaning o'zi ham «shovqinlaydi», biroq uning shovqini fotoelement shovqini singari unchalik kuchaytirilmaydi. Shovqinlarning qo'shimcha manbai bu kuchaytirgichning yuklama qarshiligidir; elektronlarning issiqlik harakati tufayli u qorong'ulik tokining sezilarli tebranishlarini hosil qilishi mumkin.



27-rasm. Bir kaskadli fotoko'paytirgich.

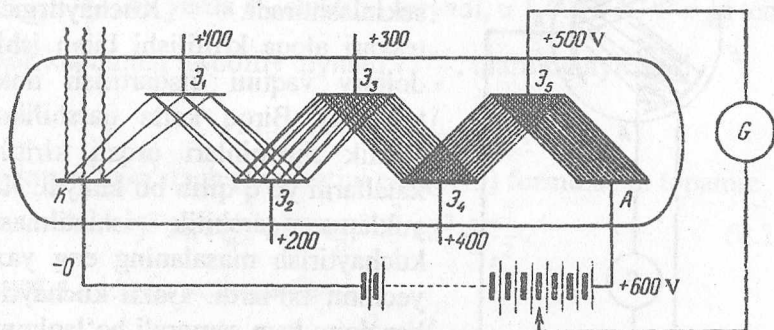
Yuklama qarshilik R ning yetarlicha katta qiymati asbobning doimiy vaqtini uzaytiradi va u bilan ishlashni sekinlashtiradi. Kuchaytirgichga teskari aloqa kiritilishi bilan ishlash doimiy vaqtini qisqartirish imkoni tug'iladi. Biroq katta qarshilikning termik shovqinlari orqali kiritilgan xalallarni yo'q qilib bo'lmaydi. Katta yuklama qarshilik ishlatilmasdan kuchaytirish masalaning eng yaxshi yechimi bo'lardi. Gazli kuchaytirish har doim ham samarali bo'la olmaydi, samarali bo'lgan taqdirda u atigi ikkita tartibga yetishi mumkin. Shuning uchun fotokuchaytirgichlarda ishlatilgan va million va undan ziyod marta

kuchaytirishga imkon beruvchi ikkilamchi elektron emissiyaning hodisasi astronomiya uchun ajoyib topilma bo'lib qoldi.

Ikkilamchi elektron emissiya tamoyili shunga asoslanganki, biror modda ustiga katta tezlikda tushayotgan elektronlar o'z navbatida shu moddadan elektronlarni urib chiqaradi. Ayrim maxsus tayyorlangan sirtlar juda yuqori darajadagi emissiyaga ega bo'lib, 10 - 12 ikkilamchi elektronlarni olishga imkon beradi, bu esa, fototok 10 - 12 marotaba kuchayishini beradi.

Bir kaskadli fotokuchaytirgichda, bu narsa quyidagicha amalga oshiriladi. Fotokatod K ustiga yorug'lik tushadi. Undan otilib chiqqan fotoelektronlar tezlashtiruvchi potensial yordamida katta tezlikda dinod yoki emitter deb nomlanuvchi elektrod E ga borib uriladi. Har bir urilgan elektron dinod qa'riga taxminan 300 - 400 Å chuqurlikga kirib boradi va bunda bir necha elektronni urib chiqaradi, ular dinodga nisbatan musbat potensialga ega anod A tomon intiladi. Shunday yo'l bilan ko'paytirilgan fototok galvanometr G yordamida o'lchalishi mumkin.

Lekin anod A o'rniga ikkinchi dinod (emitter), undan keyin esa uchinchi, to'rtinchi va hokazo dinodlarni qo'yib kuchaytirishni yanada oshirishga hech qanday narsa xalal bermaydi. Ana shunday tarzda ko'p kaskadli fotokuchaytirgich yuzaga keladi.



28-rasm. Ko'p kaskadli fotoko'paytirgich.

Ikkilamchi elektron emissiya koeffitsiyentini η orqali yoki i -nchi emitterning elektron kuchlantirishini belgilaylik, ya'ni emit-

terdan urib chiqarilgan elektronlarning sonini unga urilgan elektronlar soniga nisbatini olaylik. Agar fotokuchaytirgich N ta emitterga ega bo'lsa yoki kuchaytirish kaskadlarning soni N ta bo'lsa, unda olinadigan umumiy kuchaytirish

$$K = \gamma_1 \cdot \gamma_2 \cdot \gamma_3 \cdot \dots \cdot \gamma_N \quad (3.20)$$

ga teng bo'ladi va juda katta qiymatga yetishi mumkin, masalan, $\gamma = 10$ va $N = 10$ da $K = 10^{10}$ ga yetadi.

Ammo bunday kuchaytirishni olish ancha mushkul. Hatto eng yaxshi emitterlarda $\gamma = 10$ qiymatni olish uchun avvalgi kaskaddagi elektronlar juda katta tezlashtirilishi lozim, buning uchun kaskadlararo tezlashtiruvchi potentsiallar 500 – 600 v gacha oshirilishi talab etiladi, bu esa, o'z navbatida, fotokuchaytirgich ishini beqarorlashtiradi. Tezlashtiruvchi potentsiallarning oqilona qiymatlarida, ya'ni 100 – 120 v larda o'ta yaxshi emitterlarda γ qiymati 4 dan oshmaydi. Undan tashqari, berilgan kaskadda hosil bo'lgan barcha elektronlar keyingi kaskadga tushishini ta'minlash lozim. Bu elektronlar oqimini juda puxtalik bilan fokuslab amalga oshiriladi. Fokusirovka magnit hamda elektrostatik maydonlar qo'shilishi (Kubeshiy nayi) yoki faqat elektrostatik yo'l bilan, bunda qurilma soddalashadi va amalga oshiriladi. Elektrostatik fokusirovka uchun, emitterlar potentsiallari ayirmalaridan tashqari, emitterlarning shakli va joylashuvi maxsus tanlab olinishi lozim.

Fotoko'paytirgichning qiymati uning kuchaytirish koeffitsiyenti va qorong'ulik toki bilan belgilanadi. Fotoko'paytirgichning kuchaytirish koeffitsiyenti xomaki ravishda (3.20) formula orqali topiladi, chunki fokusirovkaning nomukammalligi tufayli elektronlarning bir qismi birlamchi fototokni kuchaytirish jarayonidan chiqib ketadi. Qorong'ulik tokning termoelektron tashkil etuvchisi ham fototok kabi xuddi shunday teng kuchaytiriladi. Qorong'ulik tokning boshqa komponentalari ham kuchaytiriladi. Shuning uchun fotoko'paytirgichning umumiy sezgirliги 100 – 1000 a/lm da uning chiqishidagi qorong'ulik tokning $10^{-9} - 10^{-8}$ a ga teng qiymati normal deb hisoblanadi. Yaxshi fotoko'paytirgichlarda qorong'ulik tokning qiymati 10^{-10} a ga yetadi.

Fotoko'paytirgichga kelayotgan simlarning izolatsiyasiga ham juda katta talablar qo'yiladi, fotoko'paytirgichning anodi va katodi

orasidagi kuchlanish ko'pincha 1000 – 2500 v oralig'ida bo'lganligi uchun anod uchi shisha ballonga chiqariladi, u har doim ideal quruq holatda bo'lishi lozim. Kaskadlar orasidagi kuchlanish kichik bo'lgan taqdirda qorong'ulik tokning termoelektron tashkil etuvchisi juda kichik bo'ladi va sirqib oqib o'tish toki asosiy xalallardan biri bo'lib qoladi, ammo fotoko'paytirgichning normal ish rejimida, ya'ni har bir kaskadga 70 – 110 v kuchlanish qo'yilganda termoelektron emissiya ustun keladi.

Fotoko'paytirgich chiqishidagi tokning fluktuatsiyalari ham fotokatoddagi sochma effektiga bog'liq bo'ladi, u fototok kabi k marotaba kuchaytiriladi, natijada fotoko'paytirgich chiqishidagi galvanometr ko'rsatkichlarining nisbiy dispersiyasi katoddagi fototoknikidek qolishi lozimdek tuyuladi. Biroq emitterlardagi kuchaytirish kamida bir daraja kam bo'lsada, ulardagi fluktuatsiyalarni ham hisobga olishimiz kerak. Unda fotoko'paytirgich chiqishidagi o'rtacha kvadratik fluktuatsiya (3.17) formuladagidek

$$\delta_i = \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \sqrt{\frac{\epsilon_{i0}}{\tau}} k \quad (3.21)$$

ga teng bo'ladi, bu yerda, γ – kaskadga mos keluvchi o'rtacha ko'paytirish koeffitsiyenti, nisbiy fluktuatsiya esa

$$\frac{\delta_i}{i} = \frac{\delta_i}{ki_0} = \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \sqrt{\frac{\epsilon}{i_0 \tau}} \quad (3.22)$$

ga teng, ya'ni (3.18) dagidek, birlamchi fototokdagi kabi,

$$\sqrt{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

faktorni hisobga olganimizda u 1 dan kam farqlanadi ($\gamma=4$ bo'lganda farq atigi 15% ni tashkil etadi).

Eslatib o'tamiz, fotoko'paytirgichlar yuqori vakuumli asboblardir, shuning uchun ular fotoeffektning asosiy xususiyatini, ya'ni inersiyasizligini buzmaydi, bu xususiyat o'zgarmas tok kuchaytirgichlardagi katta qiymatdagi yuklama qarshiligi tufayli batamom yo'qolayotgan edi. Bu narsa fotoko'paytirgichlarni o'ta jadallik bilan kechuvchi jarayonlarni, masalan, yulduzlarning miltillashini, qayd etishga juda qulay qiladi. Ko'paytirishdan so'ng qo'yiladigan kuchaytirgich inersiyani kiritadi, biroq u ko'pi bilan 100 megom (10^8 om) yuklama qarshilikni talab etadi, bu esa, oddiy

fotoelementda ishlatiladigan kuchaytirgichga nisbatan vaqt doimiy-sini 1000 marta qisqartiradi.

Fotoelement yoki fotoko'paytirgichning shovqinlari o'ta zaif obyektlarni qayd etishni chegaralab qo'yadi. (3.18) formula fototok ortishi, ya'ni fotoelement yoritilganligi o'sishi bilan nisbiy fluktuatsiyalar kamayib borishini ko'rsatadi. Yorqin obyektni qayd etishga o'tishi bilan yozishning sezgirliigi kamroq usulga o'tishi tufayli fluktuatsiyalar bostiriladi, natijada qorong'ulik toki ham, fototok ham kattaroq ishonch bilan qayd etilishi mumkin, juda zaif yorug'lik obyektlarni qayd etishda esa, hosil bo'ladigan fototok «shovqin» fluktuatsiyalari orasida arang seziladi. Bundan xulosa qilish mumkinki, fototokni o'lchash aniqligi signalning shovqinga nisbati kattaligi bilan belgilanadi va signal kamayib borishi bilan bu munosabat ham kamayib boradi, natijada fototokni o'lchash xatoligi ortadi, va nihoyat, aniqlanayotgan kattalikning 100% ni tashkil etib qolishi mumkin.

Signalning shovqinga nisbatini $S:N$ orqali belgilaylik. (3.18) formulani chiqarishda ko'paytma $n_0\varepsilon$ ni kattalik i_0 bilan almashtirgan edik, bu yerda n_0 – vaqt birligida ajralib chiqayotgan fotoelektronlar soni, ε esa elektron zaryadidir, (3.18) formulani o'g'irgan holda

$$\frac{S}{N} = \sqrt{n_0 \tau} \quad (3.23)$$

ko'rinishda qayta yozishimiz mumkin bo'ladi. Aytib o'tish joizki, fotoelektronlarning soni n_0 fotokatodning kvant effektivligi q ga (kvant chiqishiga) proporsional, demak, signalning shovqinga nisbati o'sishi birinchi darajaga proporsional emas, balki kvant chiqishi q ning yarim darajasiga proporsional bo'ladi.

Formula (3.22) signalning shovqinga nisbati asbobning vaqt doimiyi τ ning yarim darajasiga proporsional ekanligini ko'rsatadi, demak, hisob vaqti τ ni ixtiyoriy uzaytirib $S:N$ ning yetarlicha katta qiymatiga, ya'ni fototok va tushayotgan yorug'lik oqimining o'lchashdagi yetarlicha katta aniqligiga erishish mumkin bo'ladi.

Yaxshi fotoelement yoki fotoko'paytirgichda tungi osmonning yorug'ligi xalallarning yoki shovqinlarning asosiy manbai bo'lib qoladi, u yetarlicha katta darajada fototokning fluktuatsiyalarini hosil qiladi. (3.6) formulaga binoan yulduz hosil qilgan fototok yulduz va osmon bilan faqat osmon keltirib chiqaradigan fototoklar

ayirmasidan kelib chiqadi. Faraz qilaylik, vaqt birligida yulduzdan n ta elektron hosil qilingan bo'lsin. Vaqt τ oralig'ida osmon va yulduzdan $(N + n)$ τ ta elektron olinadi, faqat osmon o'zidan esa $N\tau$ ta elektron bo'ladi.

Yulduzdan olinadigan sof effekt $n\tau = (N + n)\tau - N\tau$ ga teng.

Bu kattalikning ehtimolli o'rtacha kvadratik xatoligi (dispersiya) $\sigma_*^2 = (\sigma_{*+osmon})^2 + \sigma_{osmon}^2$ ifoda bilan aniqlanadi, bunda (3.12) formulaga binoan quyidagicha qayta yozilishi mumkin:

$$\sigma_*^2 = (N + n)\tau + N\tau. \quad (3.24)$$

Kattalik $n\tau$ asosida topiladigan yulduziy kattalikning xatoligi σ_m , (3.7) formulaga binoan

$$\sigma_m = \delta(2,5 \lg m) = 2,5 \cdot 0,434 \delta \lg m = 1,083 \frac{\delta(n\tau)}{n\tau},$$

ga teng, bundan

$$\sigma_m^2 = 1,17 \frac{\sigma_*^2}{(n\tau)^2}. \quad (3.25)$$

(3.24) va (3.25) formulalardan

$$\sigma_m^2 = 1,17 \frac{2N + n}{n^2 \tau} \quad (3.26)$$

kelib chiqadi, va aksincha, sekundiga n elektron beruvchi yorug'lik manbadan fotoeffektni to'plash uchun zarur bo'lgan vaqt

$$\tau_{sek} = 1,17 \frac{2N + n}{n^2 \sigma_m^2} \quad (3.27)$$

ga teng, bunda o'lchalgan kattalikning xatoligi σ_m dan oshmaydi.

Quyidagi formuladan α sonni kiritaylik:

$$N = \alpha n. \quad (3.28)$$

Unda formula (3.27) ni

$$\tau_{sek} = 1,17 \frac{2\alpha + 1}{n\sigma_m^2} \quad (3.29)$$

deb qayta yozilishi mumkin. Bu formula odatda $\alpha \gg 1$ bo'lgan chegaraviy kuchsiz obyektlar uchun foydalanganligi sababli oxirgi kasrda suratidagi bir inobatga olinmasligi mumkin, unda

$$\tau_{sek} = \frac{2,34\alpha}{n\sigma_m^2}. \quad (3.30)$$

deb yozamiz. So'nggi formulamiz kuzatilayotgan obyekt qanchalik zaif bo'lsa, α shunchalik katta, n esa kichik bo'lishini hamda bizning o'lchov moslamamiz effektni to'plash uchun shunchalik katta vaqt sarflashini yaqqol ko'rsatadi. Masalan, $\alpha = 10$ va $n = 10$ (ya'ni $N = 100$) hamda $\sigma = \pm 0,05^m$ bo'lganda sarflangan vaqt $\tau \approx 1000 \text{ sek} \approx 16 \text{ min}$ ni tashkil etadi, agar $\alpha = 10$ va $n = 1$ bo'lsa, $\tau \approx 10000 \text{ sek} \approx 3 \text{ soatga}$ yetadi.

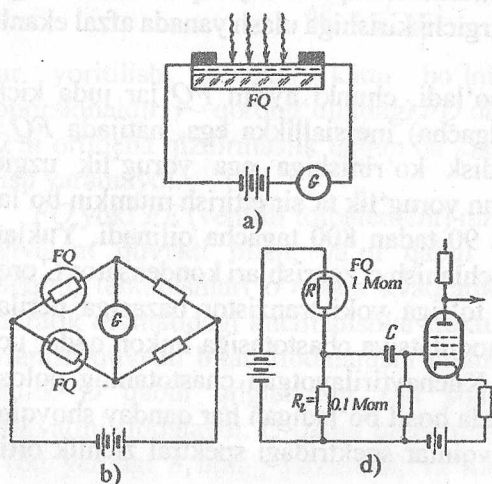
Hisoblashning uzoq davomiylıklariga o'tib, biz elektronlarni chiqarish tezligini o'lchash tamoyilini chetga chiqarib qo'yamiz (bu fototoklarni o'lchashda ishlatiladi) va uzoq muddatda to'planadigan integral fotoeffektni o'lchash usuliga o'tamiz.

Aytib o'tish joizki, agar fotoelement yoki fotoko'paytirgich katta shovqinlarga ega bo'lsa, kattalik α haddan ziyod katta bo'lishi mumkin (u holda (3.27) formula o'rniga $(N + n_0) = \alpha n$ formuladan foydalaniladi, bu yerda n_0 shovqin elektronlarning soni), vaqt τ mos ravishda kattalashadi.

4-§. Ichki fotoeffektga asoslangan qabul qilgichlar

Odatda yarim o'tkazgichlarda sodir etiladigan bir qator fizik

jarayonlar borki, ularda yorug'likning tushayotgan kvantlari elektronlarni moddadan tashqariga urib chiqarmay, balki ularni yuqoriroq energetik sathga, to'lgan zonadan o'tkazish zonasiga ko'chirishi mumkin. Natijada yoki moddaning yuqoriroq elektr o'tkazuvchanligi kuzatilishi, yoki ikkita modda teginib turgan yuzada elektr yurituvchi kuch paydo bo'lishi mumkin.



29-rasm. Fotoqarshilikni ulash sxemalari.

Birinchi jarayon asosida ishlaydigan fotoelementlar fotoqarshiliklar, ikkinchi jarayon qo'llaniladigan asboblari ventilli fotoelementlar yoki yopiluvchi qatlamli fotoelementlar deb ataladi.

Fotoqarshiliklar sifatida selen, tellur, talliy sulfidi kabi yarim o'tkazgichlar eng samaralidir, ular keyinchalik qo'rg'oshin aralashmalari, ya'ni oltin gugurtli, telluriyli, selenli qo'rg'oshinlar tomonidan sitib chiqarildi. Oxirgi aralashmalarning xususiyatlari ularning 8μ to'lqinlargacha bo'lgan uzun to'lqinli infraqizil nurlanishga o'ta sezgirligidir. Spektrning $1,2 \mu$ dan 8μ gacha bo'lgan bu sohasida ularga teng keladigan energiyani boshqa qabul qilgichlari hali mavjud emas. Germaniy yoki kremniy monokristallari kabi elementar yarim o'tkazgichlar ham yaxshi fotoqarshiliklar deb hisoblanadi.

Dastlab yorug'lik qabul qilgichi sifatida ishlatiladigan fotoqarshiliklar (FQ) o'zgarimas tok zanjiriga ulanib, unga ketma-ket galvanometr ulangan, FQ yoritilganda galvanometr tok kuchi o'zgarishini qayd etgan. Keyinchalik FQ ni Uitston ko'prigi sxemasidagi bir yelkasiga ulanishi afzal ekanligi aniqlandi, bunda unga parallel boshqa zanjirga yoritilmaydigan ikkinchi FQ ulangan, u asosiy fotoelementning fizik holati har qanday o'zgarishlarini, masalan, harorat o'zgarishlarini kompensatsiya qilib turadi. FQ ni o'zgaruvchan tok kuchaytirgichi kirishiga ulash yanada afzal ekanligi aniqlangan.

Bu narsa mumkin bo'ladi, chunki ayrim FQ lar juda kichik ($0,001$ dan 1 millisekundgacha) inersiallikka ega, natijada FQ lar oldiga, masalan, tishli disk ko'rinishiga ega yorug'lik uzgichi qo'yilib, modulatsiyalangan yorug'lik ta'sir ettirish mumkin bo'ladi. Uzilishlar soni sekundiga 90 tadan 800 tagacha qilinadi. Yuklama qarshilik R , uchlaridagi kuchlanish o'zgarishlari kondensator C orqali kuchaytirgich lampaning to'riga yoki tranzistor bazasiga beriladi, uning tebranish konturi modulatsiya chastotasiga imkon qadar uchli sozlangan bo'lishi shart. Kuchaytirilayotgan chastotaning polosasi ingichkaligi tufayli sxemada hosil bo'ladigan har qanday shovqinlar chastota ortishi bilan shovqinlar spektridagi spektral zichlik ortishi sababli kamayadi.

Astronomiyada ilk bor ishlatilgan selenli FQ lar sezilarli inersiyaga ega. Ularning afzalligi shundaki, ulardagi sezgirlilik

maksimumi spektrning ko'rinma sohasiga to'g'ri keladi, uzun to'liqinli chegarasi esa $0,8 - 0,9 \mu$ da joylashgan. Tallofidlarda (Tl_2S) chegara yaqin infraqizil nurlar sohasigacha boradi, qo'rg'oshinli qorishmalarda esa uzoq infraqizil sohagacha yetadi. Eng katta absolyut sezgirlik oltingugurtli qo'rg'oshinda, eng kichigi esa selenli qo'rg'oshindadir. O'zgaruvchan tok kuchaytirish yordamida $0,1 \text{ sm}^2$ yuzaga ega sovutiladigan FQ dan 10^{-12} vt energiyani, u 10^{-11} vt/sm^2 energiya oqimiga yoki $\lambda = 2,5 \mu$ da $3,2 \cdot 10^8 \text{ kvant/sm}^2$ oqimiga teng energiyani qayd etish mumkin bo'lgan. Oltingugurtli qo'rg'oshinning yuzasi $0,1 \text{ sm}^2$ va u qattiq CO_2 ($-78^\circ C$) bilan sovutilayotgan bo'lsa, FQ ni o'rab turgan jismlardan kelayotgan nurlanishning chegaraviy tabiiy fluktuatsiyalari $3,5 \cdot 10^{-13} \text{ vt}$ gacha yetadi.

FQ ning volt-ampere xarakteristikasi shundaki, kuchlanish ortib borishi bilan FQ orqali o'tayotgan tok chiziqli o'sib boradi, bunda FQ qanchalik kuchli yoritilgan bo'lsa, tok o'sishi ham shunchalik tezlashadi. Kam yoritilganlikda FQ dan o'tadigan tok yorug'lik oqimi o'sishiga qarab chiziqli o'sib boradi, kuchli yoritilganliklarda esa «charchash» hodisasi kuzatiladi.

FQ ning qarshiligi ΔR ga o'zgarganda chiqishdagi kuchlanish ΔV_s ga o'zgaradi:

$$\Delta V_s = \frac{R_i i \Delta R}{R + R_i}; \quad (3.31)$$

agar yoritilish unchalik katta bo'lmasa, ΔR oqim Φ ga proporsionaldir, i – qorong'ulikdagi FQ dan oqib o'tuvchi tok kuchi. FQ ni ortiqcha qizdirmaslik uchun bu kattalikni haddan ziyod katta qilish yaramaydi.

FQ yoki FE (ventilli fotoelement) ning ish effektivligi shovqin-ekvivalent quvvati bilan, ya'ni qabul qilgich o'zining xususiy shovqinli tebranishlari o'rtacha kvadratik qiymatiga teng o'rtacha kvadratik qiymatidagi kuchlanishlar fluktuatsiyalarini hosil qiluvchi nurlanish quvvati bilan ifodalanishi mumkin. Unga teskari bo'lgan kattalik D qabul qilgichning zaif signallarni aniqlay oladigan qobiliyatini ifodalaydi. U qabul qilgichning chiziqli o'chamlari $\sqrt{S}$ ga (bu yerdagi S uning yuzasidir) va kuchaytirgichning o'tkazish polosasi $\Delta \nu$ kengligi kvadratiga teskari proporsional. Shuning uchun kattalik

$$D^* = D\sqrt{S\Delta v} = \frac{\sqrt{S\Delta v}}{\text{ShEQ}}$$

qabul qilgich o'lchamlariga bog'liq bo'lmaydi. Tabiiyki, qabul qilgichning sifati u sovutilganda keskin ortib boradi, chunki uning xususiy shovqinlari kamayadi. Aynan shuning uchun ham ko'pgina yarim o'tkazgichlarni karbonat kislota, suyuq azot va hatto suyuq geliy bilan sovutish zarur bo'ladi. Masalan, simob yoki mis bilan ishlangan germaniyli diodlar $4^\circ K$ haroratda parametr D^* ning eng yuqori qiymatiga – $10^{11} \text{ sm/vt-sek}^{\frac{1}{2}}$ ega bo'lib, ularda sezgirlikning spektral sohasi mos ravishda 14 va 30μ gacha yoyilgan. Shu bilan birga ularning inersiyasi juda kichik (10^{-6} sekunddan ham kam).

5-§. Zaryad yig'uvchi qurilmalar (kameralar)

Televizion tasvir signallarini shakllantirgichlar, ya'ni qattiq jismli uzatkich asboblarni yaratilishi yarimo'tkazgichlar elektronikasi rivojlanishidagi muhim hodisalaridan biri bo'ldi. 1970-yilda AQSHdagi Bell Laboratories firmasi xodimlari Boyl va Smitlar tomonidan zaryad eltish tamoyili kashf qilinishi zaryad eltuvchi asboblarning shiddat bilan rivojlanishiga olib keldi.

Avvalgi o'n yillikdagi yutuqlar mikroelektronikaning bu sohasi tezda rivojlanishiga zamin yaratdi. Metall - oksid - yarimo'tkazgich (MOP) tuzilmalarda fizik jarayonlarning tabiati o'rganilib chiqildi va bir qator qattiq jismli uzatkich asboblari yaratiladi, lekin ularda yetarlicha effektiv sanoq yurg'izish amalga oshirilmay qolib ketayotgandi. Boyl va Smitlarning dastlabki maqolalaridan uch - to'rt yil o'tishi bilanoq zaryadlari eltiluvchi asboblarning birinchi seriyali namunalari ishlab chiqarila boshlandi. Ular xilma-xil masalalarni hal etishda, ya'ni katta hajmli xotira qurilmalarni, signallarni qayta ishlash, va eng muhimi, vakuumsiz uzatkich asboblarni yaratishda qo'llanila boshlandi.

Barcha qattiq jismli uzatkich asboblari ishlashi ichki fotoeffekt tamoyiliga asoslangan. Ichki fotoeffekt deb kondensatsiyalangan muhitda u elektromagnit nurlanishni yutishida sodir bo'ladigan elektronlarni energetik sathlar bo'ylab taqsimlanishiga aytiladi. Yarimo'tkazgich va dielektriklarda fotoeffekt ularning elektr o'tkazuvchanligi, dielektrik o'tkazuvchanligi o'zgarishida yoki

ularning chegaralarida elektr. yurituvchi kuch paydo bo'lishida (fotovoltaiik effekt) namoyon bo'ladi. Kvant yutilishi mikroja-rayonining kvant chiqishi birga teng, chunki har bir yutilgan kvant bitta elektronni hosil qiladi.

Fotoeffektning ikki turi, ya'ni xususiy va qorishmaliga farqlanadi. Ularga mos ravishda shularni namoyon etuvchi materiallar ham xususiy va qorishmali yarimo'tkazgich deb nomlanadi. Yarimo'tkazgichlarning asosiy fizik xususiyatlarini tushunish uchun ularni olib ko'raylik.

Xususiy yarimo'tkazgichda elektron kristallik panjarani hosil qiluvchi fazoda tekis joylashgan atomlar orasida harakatlanadi. Qo'shni atomlarining valent elektronlari kremniy atomlarini o'zaro bog'lab, umumiy bo'lib qoladi. Yarimo'tkazgich ichida har bir orbitasida ikkitadan ortiq elektron bo'lmaganda kovalent yoki elektron juftli bog'lanishlar hosil bo'ladi.

Agar yarimo'tkazgichning panjarasi ideal bir jinsli bo'lsa, bunday yarimo'tkazgich xususiy deb nomlanadi. Harorat 0°K bo'lganda barcha elektronlar bog'langan bo'lib, u ideal izolyator bo'ladi. Agar valentli elektronga valent bog'lanishni uzishga yetarli qo'shimcha energiya bag'ishlasak, o'tkazuvchanlik elektroni paydo bo'ladi. Erkin elektronlar W_c deb belgilanadigan qandaydir darajadan biroz kattaroq energiyaga ega bo'ladi, bog'langanlariniki esa energiyasi W_v darajadan kamroq bo'ladi, bunda $W_c > W_v$. W_c darajasidan yuqoridagi zonani o'tkazuvchanlik zona, W_v dan quyi zonani esa valent zona deb yuritiladi. W_c va W_v lar orasidagi zona taqiqlangan zona deb nomlanadi.

Qattiq jism atomlari kristallik panjara tugunlari atrofida tebranib turadi va har doim ularning birontasi elektroni o'tkazuvchanlik zonasiga o'tib ketishiga yetarli energiyani olib qolishiga ehtimoli bo'ladi. O'tkazuvchanlik elektronlarning soni va ularning konsentratsiyasi haroratga bog'liq bo'ladi va harorat ko'tarilishiga eksponensial ravishda ortib boradi.

Elektron o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishi atom yadrosida musbat zaryad, ya'ni «kovak» hosil bo'lishi bilan birga sodir etiladi. Kovak qo'shni atomning elektroni bilan to'ldirilsa, u harakatlavchan musbat zaryad eltuvchisiga aylanadi va kristall bo'ylab

siljishi mumkin bo'ladi. Xususiylarimotkazgichdakovak va elektronlarning konsentratsiyasi tengdir.

Elektron - kovak juftlikning hosil bo'lish jarayoni zaryad eltuvchi juftlikning generatsiyasi, uning yo'q bo'lishi esa rekombinatsiya deb ataladi. Statsionar sharoitda bo'lgan elektron - kovak juftlikning mavjud bo'lib turishlik o'rtacha vaqti eltuvchilarning yashash vaqti deyiladi.

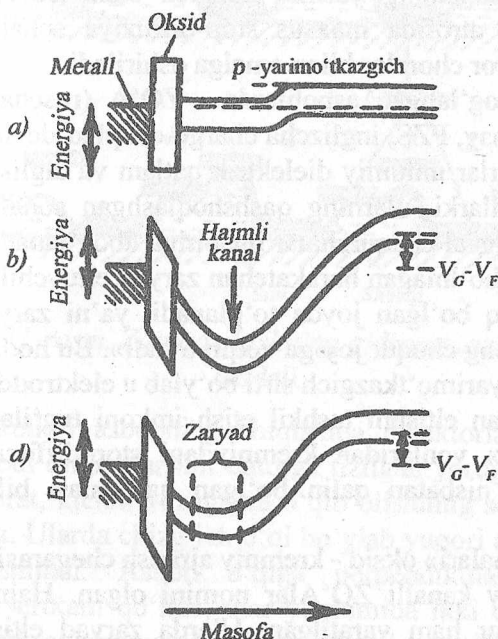
Elektr maydon ta'siri ostida elektron va kovaklar turli tezliklar bilan harakatlanadi. Ularning o'rtacha harakatlanish tezliklarining elektr maydon kuchlanganligiga nisbati elektronlar yoki kovaklar harakatchanligi deb ataladi. Yarimotkazgichning solishtirma elektr otkazuvchanligi eltuvchilarning konsentratsiyasiga va ularning harakatchanligiga bog'liq bo'ladi.

Qorishmali fotoeffekt kimyoviy boshqa jinsli atom kiritilishi, panjara tugunida atom yo'qligi yoki biror boshqa sabablarga ko'ra kristallik panjara tuzilishi buzilgan yarimotkazgichda kuzatiladi. Qorishmali yarimotkazgichda yuqorida aytilgan zonalardan tashqari lokal sathlar ham mavjud bo'lib, ularga mos energiyaga elektronlar qattiq jismning faqat ayrim joylaridagina ega bo'lishlari mumkin. Yorug'lik yutilganda elektronlar lokal sathlarga tushib qoladi, bunda u yerga otishi uchun ularni otkazuvchanlik sathga otishlariga nisbatan kamroq energiya talab etiladi. Shuning uchun qorishmali fotoeffektning uzun to'lqinli chegarasi xususiylarimotkazgichga nisbatan uzun to'lqinlar tomon siljigan bo'ladi.

Agar boshqa jinsli atomning valentligi panjara atomlarinikidan katta bo'lsa, yarimotkazgichdagi unsur donorli deyiladi. Ortiqcha elektron panjara tuguni bilan zaif bog'langan va elektronlar konsentratsiyasi n_e kovaklar konsentratsiyasi n_p dan ko'p bo'ladi ($n_e > n_p$). Yarimotkazgichning elektr otkazuvchanligi elektron xarakter (n -turi) ga ega bo'ladi. Agar unsur atomning valentligi panjara atomlarining valentligidan kichik bo'lsa, atomning yetishmagan valentli bog'lanishi potensial kovakka aylanadi va unsur akseptorli deb ataladi. Bu holda $n_p > n_e$ va elektr otkazuvchanlik kovakli xarakter (p -turi) ga ega bo'ladi. Otkazuvchanlikning elektronli yoki kovakli xarakteriga ko'ra yarimotkazgich mos ravishda n - yoki p -yarimotkazgich deb nomlanadi.

Donorli unsurga (n-turi) ega yarimo'tkazgichda asosiy tok tashuvchi elektronlar bo'lib, akseptorli qorishmali (p-turi) yarimo'tkazgichda esa asosiy tashuvchilar kovaklardir. Qorishmali yarimo'tkazgichlar ko'pgina yarimo'tkazgichli asboblarni yaratishda qo'llaniladi.

Zaryadni eltuvchi asboblarning boshqa asboblardan fundamental farqi, ular-



30-rasm. MOYa-strukturaning energetik diagrammalari.

malarga nisbatan bir tartib pastroq bo'ladi. Ularga qiziqish va ularning shiddat bilan rivojlanishini ham ana shu narsa bilan izohlash mumkin.

Zaryad eltuvchi asboblarning ishlash fizikasini tushunish uchun ko'pgina bunday tuzilmalarning asosi bo'lmish metall - oksid - yarimo'tkazgich (MOYa) kondensator tuzilishini ko'rib chiqaylik. MOYa-kondensator p-kremniy oksidlangan sathiga kiritilgan metall elektrod ko'rinishida bo'ladi. Agar metallga taglikka nisbatan musbat kuchlanish qo'yilsa, kremniy qatlamidagi asosiy tashuvchi bo'lmish

damental farqi, ular-da lokal zaryadni uzatish tamoyili qo'llanilishidadir. Potensial zaryadga aylantirilishi va aksincha asbobning faqat kirish va chiqishida amalga oshiriladi, ulardan farqli ravishda oddiy integral sxemalarda informatsiyaning har bir bitini qayta ishlashda bunday o'tish bir vaqtning o'zida olib boriladi. Zaryad eltuvchi asboblarda informatsiyani qayta ishlashga sarflandigan quvvat eng tejamli integral sxema-

kovaklar elektroddan itarilib, yarimo'tkazgichdagi unga yaqin qatlamni tark eta boshlaydi. Oksid - kremniy bo'linish chegarasida pyarimo'tkazgichda asosiy tashuvchi bo'lmagan elektronlar uchun avvaliga u harakatlanuvchan eltuvchilariga qashshoq potensial chuqurcha hosil bo'ladi. Sekin-asta haroratdan generatsiya bo'lgan elektronlar oksid sathi yaqinida to'plana boradi. Qayd etib o'tish lozimki, potensial chuqurchaning yarimo'tkazgich sathi bo'ylab yoyilishiga qarshi uning atrofida maxsus stop-diffuziya sohalari yaratilishi yoki boshqa biror choralalar bilan amalga oshiriladi.

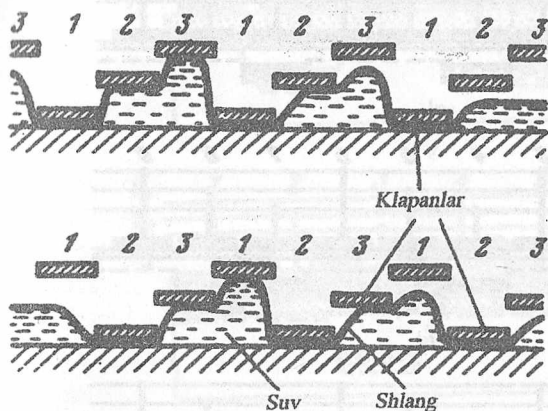
Zaryadlari o'zaro bog'langan asboblarda - ZO'A (ruscha - приборы с зарядовой связью, PZS, inglizcha charge-coupled-device, CCD) MOYa-kondensatorlar umumiy dielektrik qatlam va taglikda shunday yaqin joylashadilarki, ularning qashshoqlashgan sohalari ustma-ust tushadi va potensial chuqurchalar bir-biriga «bog'lanadi». Bunday tuzilmada asosiy bo'lmagan harakatchan zaryad eltuvchilari sirtiy potentsiali yuqoriroq bo'lgan joyda to'planadi, ya'ni zaryad potensial chuqurchaning eng chuqur joyiga «oqib o'tadi». Bu hodisa hisobiga zaryadni oksid - yarimo'tkazgich sirti bo'ylab u elektroddan bu elektrodga boshqarilgan eltishni tashkil etish imkoni tug'iladi. Odatda eltish «ariqchasi» yonlaridan kremniydagi stop-diffuziya sohalari yoki oksiddagi nisbatan qalin bo'lgan qatlamlari bilan chegaralanadi.

Zaryad eltish «ariqchalari» oksid - kremniy ajratish chegarasida joylashgan asboblarda sirtiy kanalli ZO'Alar nomini olgan. Hajmli (yashirin) kanalli asboblarda ham yaratilgan. Ularda zaryad eltishi yarimo'tkazgich ichida amalga oshiriladi.

Zaryadni sirtiy va hajmli eltishning ko'rib chiqilgan jarayonlarida asosiy bo'lmagan zaryad eltuvchilaridan foydalanilgan edi. Lekin asosiy eltuvchilarida ishlaydigan asboblarda ham yaratilgan.

Eltish kanali bo'ylab zaryadlarni (zaryadli paketlar) siljitish elektrodlarga qo'yilgan kuchlanishlarni o'zgartirish yo'li bilan amalga oshiriladi. Bunda «yong'in zanjiri», (qo'lma - qo'l) tamoyilidan foydalaniladi, ya'ni zaryad paketlari birinchi potensial chuqurchadan yondagi chuqurchaga va h.k. butun kanal bo'ylab o'tadi. Umuman olganda, zaryadlari eltuvchi asboblarda metall elektrodleri davriy tuzilmani hosil qiluvchi ma'lum tarzda ulangan mitti MOYa-kondensatorlar to'plamidan iborat bo'ladi. Shuni

ta'kidlab o'tish lozimki, elektrodli tuzilma optik nurlanish uchun yetarlicha shaffof bo'lishi shart.

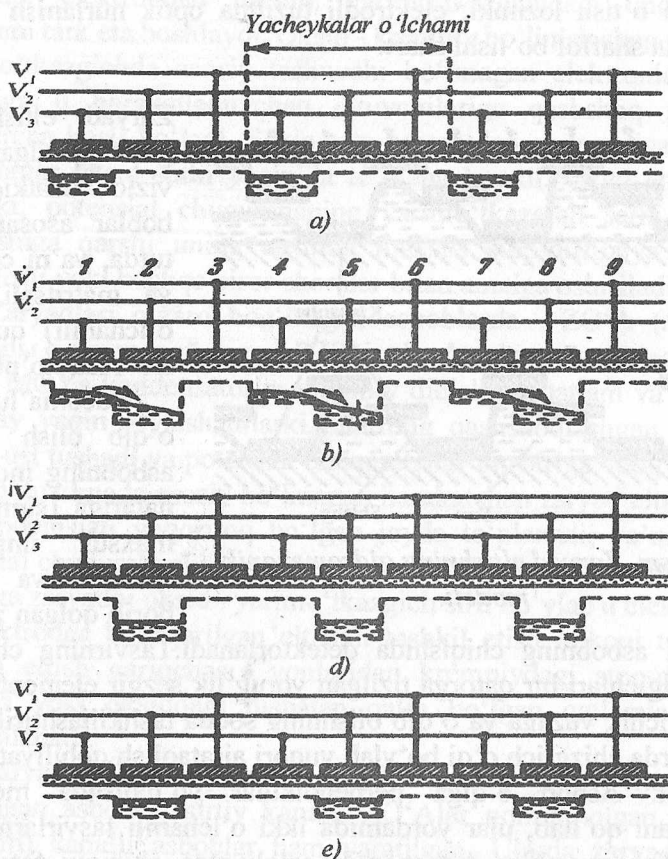


31-rasm. Zaryad eltishning gidromexanik modeli.

Zaryad eltish negizida qurilgan televizion uzatkich asboblari asosan ikki turda, ya'ni chiziqli va matritsali (ikki o'lchamli) quriladi. ZO'Ada to'plangan videoma'lumotni o'qib olish uchun asboblarning mos shinalariga (simlariga) maxsus impuls beriladi va siljib borib qolgan zaryad

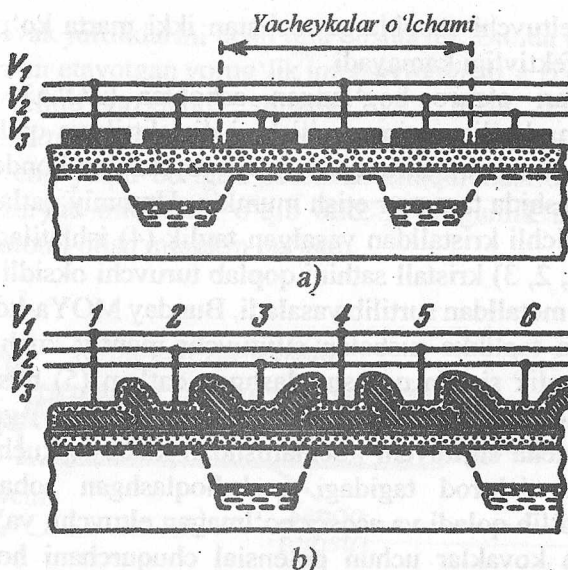
paketi asboblarning chiqishida detektorlanadi. Tasvirning chiziqli qabul qilgichlari bir qatarga tizilgan yorug'lik sezgir elementlardan iborat, kichik yuzaga va o'qib olishning sodda tashkillashtirilishiga ega. Ularda chizg'ich o'qi bo'ylab yuqori ajrataolish qobiliyati oson erishiladi. Asbob o'qiga perpendikular yo'nalishda mexanik razvertkani qo'llab, ular yordamida ikki o'lchamli tasvirlarni ham hosil qilish mumkin. Astronomik amaliyotda chiziqli fotodiodli tuzilmalar ayniqsa keng yoyildi, ularda yorug'lik sezuvchi yoki fotodiodda qurilgan bo'lib, informatsiyani o'qib olish uchun zaryad eltish tamoyillaridan foydalanilgan. Bunday asboblarda uylar soni bir necha yuzdan bir necha minggacha bo'lishi mumkin.

Tasvirni ikki o'lchamli qabul qilgichlaridan bir necha turi mavjud bo'lib, ular ko'pincha yorug'lik sezuvchi matritsalar sifatida ma'lumdur. Bunday asboblarni yaratishning eng sodda usuli chiziqli tuzilmalar to'plamidan yig'ishdan iborat. Har bir satrdagi videoma'lumot yorug'likdan himoyalangan chiqish registriga siljiriladi, so'ng chiqish diodi orqali chiqariladi. Bular ichida eng keng tarqalgani zaryadni kadrli eltish usuli qo'llanilgan matritsalaridir. U yorug'lik sezuvchi elementlari zich joylashgan to'plash seksiyasi



32-rasm. Uch taktli ZO'A larda zaryadni eltish sxemasi.

bilan o'qish vaqtida videoma'lumot saqlanib turadigan seksiyalardan tuzilgan. Ikkala seksiya bir xil sonli uyalarga ega. Kadr razvyortkaning teskari yo'nalishiga yurishi vaqtida televizion kadr davomida yorug'lik elementlarida to'plangan videoma'lumot saqlanish seksiyasiga o'tkaziladi. Undan so'ng to'plash seksiyasida keyingi kadrning hosil bo'lgan zaryadlarini to'plash, saqlash seksiyasida esa, unga tushgan ma'lumotni o'qish boshlanadi. Satr razvyortkaning to'g'ri yurishida satrdagi ma'lumot chiqish diodga o'tadi, satr razvyortkaning teskari yo'nalishda yurishi vaqtida esa keyingi satrning ma'lumoti o'qish registriga o'tkaziladi.



33-rasm. ZO'A laning bir qatlamli va uch qatlamli strukturalari.

Shuningdek, o'qishning satr-kadr tashkillashtirilishi ham mavjud. Ularda to'plash ustunlari bilan o'qish ustunlari galma-galdan keladi. Kadr ma'lumoti ularda ham bir paytning o'zida amalga oshiriladi: yorug'lik sezuvchi elementlardan to'plangan ma'lumot yonlarida joylashgan va yorug'likdan himoyalangan oraliq saqlash kanal uyalariga siljiriladi, keyin ulardan satrma-satr chiqish registri orqali asbob chiqishiga o'tadi. Satrli-kadrli eltuvchi matritsalarda yorug'likdan himoyalangan tasvir siljitish elementlari o'lchamlari kattaligi hisobiga yorug'lik yo'qolishi ham kattaroq bo'ladi.

Kadrli eltish tamoyilida ishlaydigan matritsalarning afzalligi ularning yaratilishi osonligida va ma'lumotni uzoq vaqt saqlashga imkon beruvchi funksionalligidadir. Undan tashqari, optik tasvirni matritsaning orqa tomonidan tushirishga texnologik jihatdan osonlashtiradi. Tasvirni bunday tushirish usulida yorug'lik kam yo'qoladi va elektrodlil tuzilmalarda interferensiya hosil bo'lishiga yo'l qo'yilmaydi. Kadrli eltish tamoyilida ishlaydigan matritsalar, shuningdek, o'ziga xos kamchiliklarga ham ega, ularda eltishlar soni

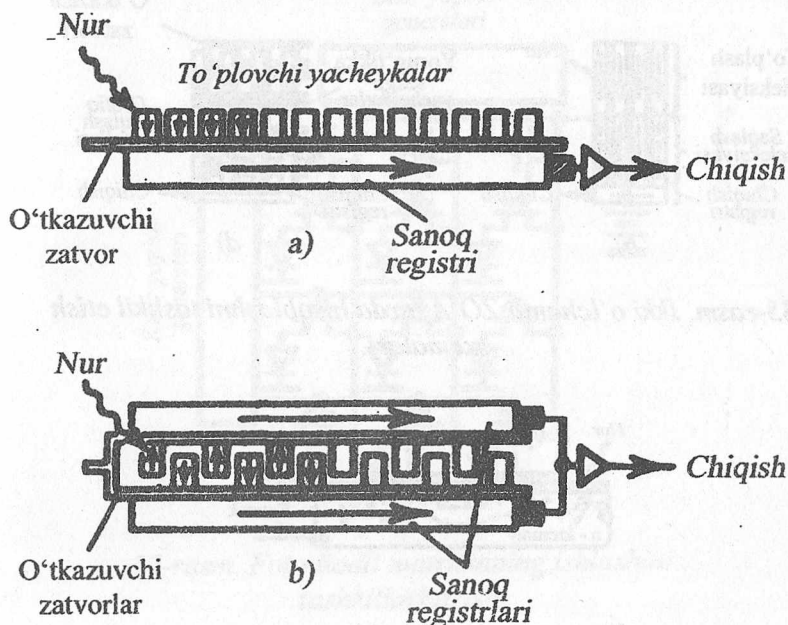
satrlı-kadrli eltuvchi asboblarga nisbatan ikki marta ko'p, natijada eltishning effektivligi kamayadi.

Zaryadlari o'zaro bog'langan asboblari (ZO'A) murakkab integral sxema bo'lib, uning tuzilishini dielektrik va qatlamlaridan biri umumiy hamda bir-biriga juda yaqin joylashgan kondensatorlari zanjiri ko'rinishida tasavvur etish mumkin. Umumiy qatlam sifatida yarimo'tkazgıchli kristalldan yasalgan taglik (4) ishlatiladi. Boshqa qatlamlari (1, 2, 3) kristall sathini qoplab turuvchi oksidli dielektrik parda ustiga metall dan surtilib yasalanadi. Bunday MOYa-kondensator elektrodlariga taglikka nisbatan siljıtuvchi manfiy kuchlanish U_0 berilganda taglik sirtida qashshoqlashgan qatlam (5) hosil bo'ladi. Agar endi elektrodlardan biriga, masalan, elektrod (1) ga absolyut qiymati bo'yicha siljıtuvchi kuchlanishdan kattaroq kuchlanish U_1 qo'yilsa, bu elektrod tagidagi qashshoqlashgan soha nisbatan chuqurroq bo'lib qoladi va asosiy bo'lmagan eltuvchi, ya'ni musbat zaryadlangan kovaklar uchun potensial chuqurchani hosil qiladi. Elektrodlar biri-biriga juda yaqin joylashgan bo'lsa, zaryadlar bitta chuqurchadan ikkinchisiga siljib o'tishiga imkon yaratiladi. Zaryadlarni siljitish uchun ikkita yonma-yon joylashgan elektrodga bir xil kuchlanish berish kerak, undan so'ng ulardan biridagi kuchlanish kamaytiriladi, natijada uning tagidagi zaryadlar qo'shni potensial chuqurchaga sitib chiqariladi. Elektrodlardagi kuchlanishni shunday tarzda o'zgartirgan holda ular tagidagi to'plangan zaryadlarni siljitish mumkin bo'ladi. Qashshoqlashgan soha va potensial chuqurchalarni fazoviy chegaralash uchun himoyalovchi oksid qatlam qalinroq qilinadi.

ZO'Alarda uch fazali ulanish eng ko'p tarqalgan, bunda barcha elementlar uchta shina orqali uch guruhga birlashtiriladi. Bitta tekislikda shinalar kesishib o'tmasligi uchun ularni turli tekisliklarda hosil qilinib, dielektrik bilan bo'lib tashlanadi. Ikki fazali ulanish ham mavjud, bunda zaryadlar qarama-qarshi tomonga siljishiga yo'l qo'ymaslik uchun elektrod nosimmetrik bo'lishi shart (nosimmetrik potensial chuqurcha hosil qilish uchun).

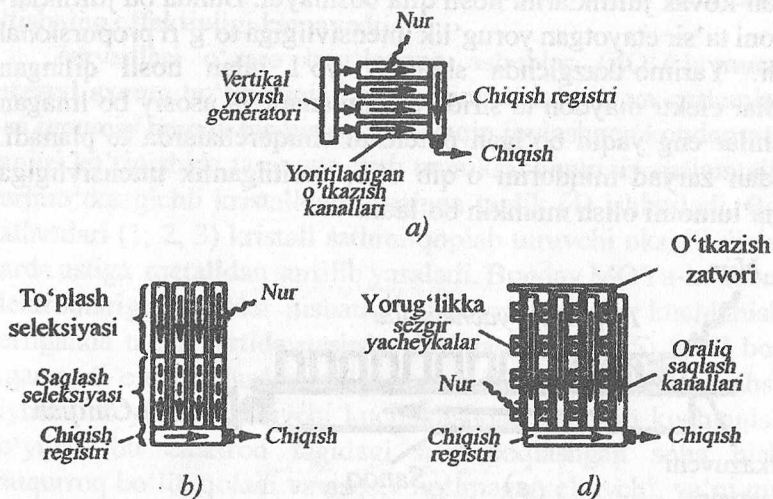
Bitta potensial chuqurchadan ikkinchisiga zaryad siljitishida uning qiymati deyarli o'zgarmaydi. ZO'Aga ma'lumot (zaryad) kiritilishining bir necha usuli mavjud. Ulardan biri – taglik sirtiga yorug'lik nurini yo'naltirish, unda yorug'lik kvantlari taglikda

elektron-kovak juftliklarini hosil qila boshlaydi. Bunda bu juftliklarning soni ta'sir etayotgan yorug'lik intensivligiga to'g'ri proporsional bo'ladi. Yarimo'tkazgichda shunday yo'l bilan hosil qilingan zaryadlar elektr maydon ta'sirida taqsimlanadi va asosiy bo'lmagan eltuvchilar eng yaqin bo'lgan potensial chuqurchalarda to'planadi. ZO'Adan zaryad miqdorini o'qib olib, yoritilganlik intensivligiga doir ma'lumotni olish mumkin bo'ladi.

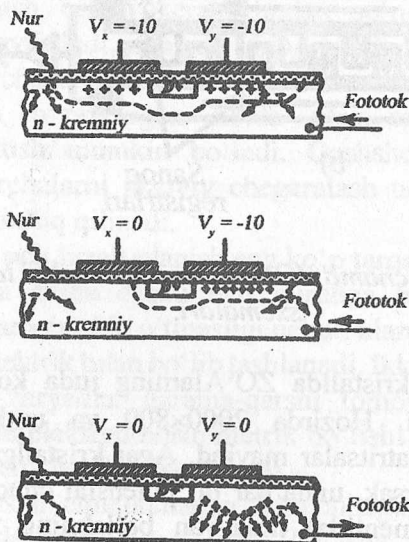


34-rasm. Bir o'lchamli ZO'A larda hisoblashni tashkil etish sxemalari.

Amalda bitta kristallda ZO'Alarning juda ko'p miqdordagi tuzilmasi yaratiladi. Hozirda 2000×800 va undan ham ko'p elementlarga ega matritsalar mavjud. Agar kristallga biror tasvirni proyeksiyalab tushirsak, unda har bir potensial chuqurchada (ya'ni har bir ZO'A elementida) muayyan bo'lakning yoritilganligiga proporsional zaryad hosil bo'ladi, boshqacha qilib aytilsa, tasvirning «elektron relyefi» yuzaga keladi.

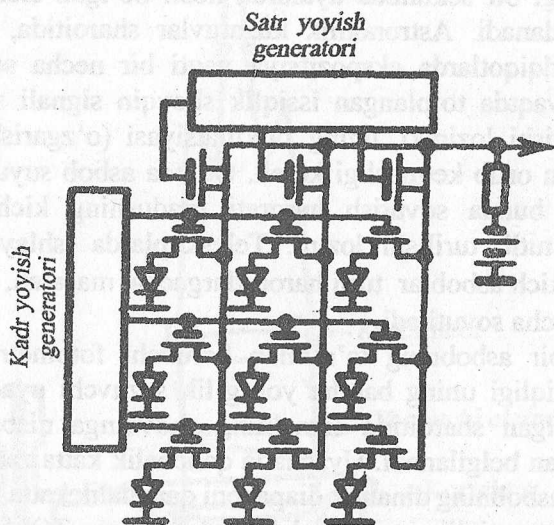


35-rasm. Ikki o'lchamli ZO'A larda hisoblashni tashkil etish sxemalari.



36-rasm. Zaryadlari injeksiya qilinadigan ZO'A uyachaning ishlash sxemasi.

ZO'Ada hosil bo'lgan zaryadlarga yorug'lik boshqa ta'sir etmasligi uchun yorug'lik manbani olib tashlaylik. Endi boshqaruvchi impulslar yordamida zaryadlarni ZO'A zanjiri bo'ylab siljitib, oxirgi elementida qayd etib turamiz. Qurilmaning chiqishida kristallga proyeksiyalangan tasvirga mos signallar ketma-ketligini, ya'ni videosignalni olamiz.



37-rasm. Fotodiodli matritsaning ishlashini tashkillashtirish.

Bayon etilgan qurilmalarda ma'lumot o'qilishi ZO'A-tuzilma uzluksiz yoritilganligida, hech qanday mexanik to'siqlarsiz amalga oshiriladi, bu esa ularning tezkor ishlashini va chidamliligini ta'minlaydi. Buning uchun yorug'lik ta'sirida zaryadlar hosil qiluvchi yorug'lik sezuvchi elementlar seksiyasidan tashqari kristallda ZO'A-tuzilmaning tarkibiy qismi sifatida xotira seksiyasi ham yaratiladi. Barcha yorug'lik sezuvchi elementlarda hosil bo'lgan zaryadlar bir vaqtning o'zida xotira seksiyasiga tushadi, aynan o'sha yerdan ular videosignalni shakllantirish uchun chiqishga uzatiladi. Xotira elementlaridan ma'lumot o'qib olinayotgan paytda yorug'lik

sezuvchi elementlar keyingi telekadr tasviriga mos zaryadlarni to'plab turadi.

ZO'A ning qorong'ulik (issiqlik) shovqin signali I_m eltuvchilarni issiqlik generatsiyasi bilan bog'liq. U qabul qilgichning haroratiga bog'liq bo'lib, asbobni juda past haroratlarda sovutish yo'li bilan uni bir necha tartibga kamaytirish mumkin. Qorong'ulik toki kattaligi bir sekundda uyalarda hosil bo'lgan elektronlar soni bilan ifodalanadi. Astronomik kuzatuvlar sharoitida, va ayniqsa, spektral tadqiqotlarda ekspozitsiya vaqti bir necha soatni tashkil etadi. Bu vaqtda to'plangan issiqlik shovqin signali shu darajada kichik bo'lishi lozimki, uning fluktuatsiyasi (o'zgarishlari) o'qish shovqinidan ortib ketmasligi kerak. Odatda asbob suyuq azot bilan sovutiladi, bunda sovutish harorati gradusning kichik ulushlari aniqligida tutib turilishi lozim. Teleskoplarda ishlaydigan qattiq jisimli uzatkich asboblari turli haroratlarga, masalan, -188°C dan -100°C gacha sovutiladi.

Har bir asbobning ta'minlab beruvchi fotometrik o'lchashlarining aniqligi uning barcha yorug'lik sezuvchi uyachalar hajmi deyarli to'lgan sharoitida signalning shovqinga nisbatiga teskari kattalik bilan belgilanadi. Uyachada qanchalik katta zaryad to'plash imkoni va asbobning dinamik diapazoni qanchalik katta bo'lsa, asbob shuncha katta aniqlikni ta'minlab beraoladi. Biroq ZO'Alarda amalda yuqori fotometrik aniqlikni ta'minlash uchun bu asboblarda o'lchash ishlarini olib borish uslubiyatiga qat'iy rioya qilish zarurdir. U quyidagilardan iborat:

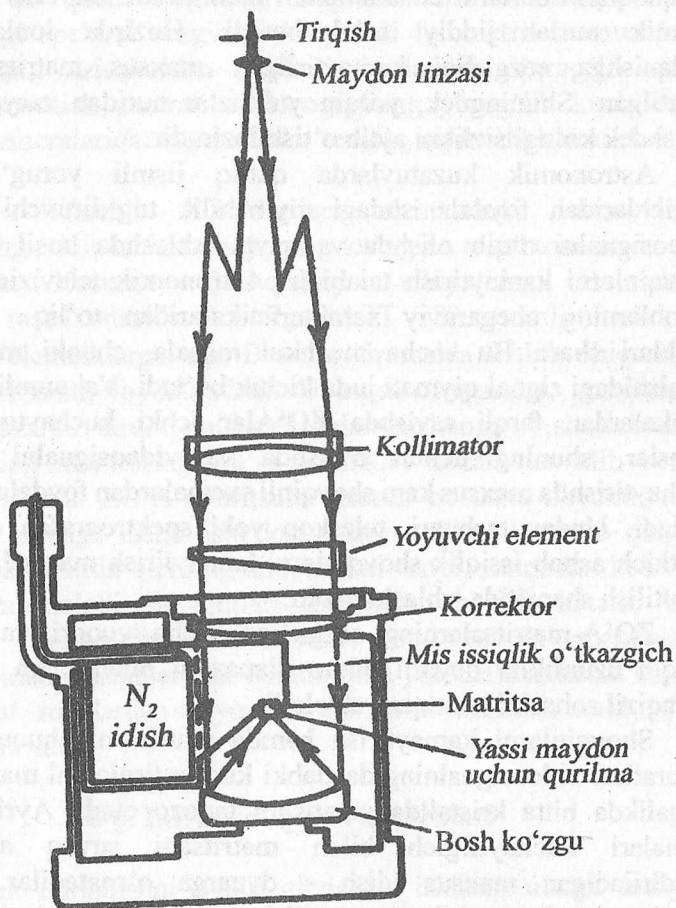
- 1) Obyektni kuzatish boshlashdan avval asbobdagi oldingi tasvir qoldiqlarini tozalab tashlash maqsadida bir necha marotaba o'qish jarayonini amalga oshirish lozim.

- 2) Videosignal o'qishini davom ettirgan holda asbobni bir tekisda yoritish va signalni kompyuter xotirasiga kiritish. Fotometrik aniqlik qanchalik yuqori talab etilsa, yoritilish shunchalik tekis bo'lishi lozim. Bu amal «yassi maydon» kiritish (flat field) deb nomlanadi.

- 3) O'rganilayotgan obyekt tasviridan ma'lumot to'plash jarayonini amalga oshirish, o'qish va kompyuter xotirasiga kiritish.

- 4) Obyektdan hosil bo'lgan videosignalni qat'iy har bir uyachadagi «yassi maydon» videosignaliga taqsimlashni amalga

oshirish. Bu amal bilan matritsaning maydon bo'ylab turlicha sezgirliги hisobga olinadi.



38-rasm. ZO'A li spektrografni sovutishning optik sxemasi.

Obyekt tasvirlari xalal beruvchi omillari ustida kuzatilayotgan bo'lsa, shu xalallarni qayd etish amali qo'shilib, xalal va obyekt kuzatuvlaridan hosil bo'lgan tasviri videosignalidan shu xalallar videosignalini ayirish amallari bajariladi.

Aytib o'tilgan amallardan tashqari hosil bo'lgan tasvirni qayta ishlashda matritsaning ayrim uyachalari kiritishi mumkin bo'lgan tasvir buzilishlarini hamda kosmik nurlar tomonidan yuzaga keltirgan chaqnoqlarni bartaraf etish amallari ham kiradi. ZO'Alar ishlashiga kosmik nurlar jiddiy xalal beradi. Hozirda ionlashtiruvchi nurlanishga sezgirliги kamaytirilgan maxsus matritsalar ham yaratilgan. Shuningdek, yorqin yulduzlar nuridan zaryad yoyilib ketishdek ko'ngilsizlikni aytib o'tish lozimdir.

Astronomik kuzatuvlarda qattiq jisimli yorug'lik qabul qilgichlaridan foydalanishdagi qiyinchilik tug'diruvchi narsa bu videosignalni o'qib olishda va qayta ishlashda hosil bo'ladigan shovqinlarni kamaytirish talabidir. Astronomik televizion tizimlar asboblarning chegaraviy xarakteristikalaridan to'liq foydalana olishlari shart. Bu ancha mushkul masala, chunki matritsaning chiqishidagi signal qiymati juda kichik bo'ladi. Vakuumli uzatuvchi trubkalardan farqli ravishda ZO'Alar ichki kuchaytirishga ega emaslar, shuning uchun o'qishda va videosignalni birlamchi kuchaytirishda maxsus kam shovqinli sxemalardan foydalanish lozim bo'ladi. Undan tashqari, teleskop yoki spektrografda o'rnatilgan uzatkich asbob issiqlik shovqinlarni kamaytirish maqsadida chuqur sovutilish sharoitida ishlashi lozim.

ZO'A-matritsalarining sezgirliги ancha yuqori va ko'rinma to'liq uzunliklar deyarli butun diapazoni bilan birga spektrning infraqizil sohasini ham qamrab oladi.

Shovqinlarni kamaytirish hamda matritsani chuqur sovutish zarurlari videosignalning dastlabki kuchaytirgichini matritsa bilan birgalikda bitta kristallda yaratishni taqozo etadi. Ayrim chet el firmalari kuchaytirgich bilan matritsani suyuq azot bilan to'ldiriladigan maxsus idish – dyuarga o'rnatadilar. Dyuarlar matritsaning haroratini nazorat qilish va stabillashtirish sistemalariga ega bo'ladi, bunda haroratni o'zgartirmay tutib turishning aniqlik darajasi gradusning yuzdan bir ulushiga yetishi mumkin. Teleskop harakatlanganda yorug'lik qabul qilgichi o'rnatilgan dyuar vaziyati o'zgarib boradi, shuning uchun uning fazoda ixtiyoriy vaziyatida ishlash qobiliyati saqlanib turishi uchun choralari ko'rilgan bo'ladi.

Qattiq jisimli televizion signal shakllantirgichlarining spektral sezgirliги astronomiyada qo'llaniladigan boshqa yorug'lik qabul

qilgichlarning spektral xarakteristikalaridan farqlanadi. Shuning uchun fotometrik tadqiqotlarda olingan ma'lumotlarni o'Ichovdoshlik (kalibrovka) qilish masalasi jiddiy bo'lib qoladi. Gap shundaki, bu qabul qilgichlar eng samarali ishlatadigan rang tizimlaridagi spektral sezgirliги ko'psonli fotometrik namunalarda berilgan rang tizimlaridan sezilarli farqlanadi. Yorug'lik qabul qilgichni sovutish zarurati spektrografning yorug'lik kuchi katta bo'lgan kameralarida ishlatishida texnik qiyinchiliklarni keltirib chiqaradi.

Ikki o'Ichamli ZO'Alardan astronomik kuzatuvlarda foydalanishga doir ishlari dunyoning ko'pgina rasadxonalarida olib borilmoqda. Xususan, Qashqadaryo viloyatidagi Balandtog' Maydanak rasadxonasida o'rnatilgan AZT – 22 rusumli teleskopida 2000×800 elementlarga ega Brocam firmasida ishlab chiqarilgan ZO'A-matritsadan foydalaniladi. U asosan kvazarlar, gravitatsion linzalar, blazarlar, tarqoq yulduz to'dalar va shunga o'xshash boshqa obyektlarning monitoring, ya'ni surunkali kuzatuvlar olib borish uchun ishlatiladi. ZO'A-matritsalar asosan bevosita obyektlarning tasvirlarini olishga ishlatilishi lozim degan fikr o'rnashib qolgan. Bunday sharoitlarda ularning shovqinlari tungi osmondan keluvchi foton oqimi xalalli shovqinlari tomonidan bosilib ketadi. Ular yordamida optik diapazonda radio va rentgen manbalarni aynanlashtirish masalalari hal etiladi, qizil yulduzlar axtarish hamda tor spektral sohalarda sayyoralar diskklarini kuzatish kabi ishlar amalga oshiriladi.

6-§. Infraqizil qabul qilgichlari

Issiqlik nurlanishni qabul qilgichlar ishlashi ularga tushgan barcha nurlanish yutilib issiqlikka aylanish tamoyiliga asoslangan. Biroq faqat qora jismgina unga tushgan barcha nurlanishni yutib qolishga qodir. Real qora jism faqat yetarlicha keng, lekin ma'lum to'lqin uzunliklar sohasidagi nurlanishni yutaoladi. Shundaylardan biri, masalan, qorakuyani ko'rsatishimiz mumkin, u eng qisqa to'lqinlardan tortib $12\ \mu$ gacha bo'lgan to'lqin uzunliklar nurlanishini yutaoladi; undan uzunroq to'lqin uzunliklarga qorakuya shaffofdir. Vakuumda bug'lantirgan va shaffof mineral slyuda plastinkasiga

changlatilgan vismut 1,5 dan 13 μ gacha to'liq uzunliklar oraliqdagi tushgan nurlanishning 99% ni yutib qoladi. Juda mayda donachalar shakliga keltirilgan platinali qurum ham o'zini xuddi shunday tutadi. Yanada uzunroq to'liq uzunliklar uchun qorakuya va suyuq shisha qorishmasidan foydalaniladi.

Yutilgan nuriy energiya qabul qilgichni qizdiradi. Bundan turli oqibatlar, masalan, metall yoki yarimo'tkazgichning elektr qarshiligi o'zgarishi, yaqin-atrof havo qatlamlarining qizishi natijasida ularning molekulalari o'zining impulsini yengil aylanuvchan sistemaga uzataolishi, yoki yopiq hajmda gazning qizishi, bu narsa o'lchash imkoni darajasida bosimning ko'tarilishiga olib keladi, nihoyat, agar ikkita payvandlangan metall qizdirilsa, termoelektr yurituvchi kuch paydo bo'ladi. Shuni ta'kidlab o'tish lozimki, bu asboblarga qo'yiladigan umumiy talab nuriy energiya yutilishida ajraladigan issiqlikni to'plash va imkon qadar bu issiqlik qabul qilgichni tark etishga yo'l qo'ymaslikdan iborat bo'ladi. Natijada qabul qilgichda atrof-muhitga nisbatan qandaydir orttirma harorat hosil bo'ladi, aynan ana shu orttirma ΔT o'lchash mumkin bo'lgan effektlar, ya'ni qarshilik, bosim va h.k. o'zgarishini ta'minlaydi.

Issiqlik qabul qilgichning yutuvchi sirti $S \text{ sm}^2$ yuzaga ega va u tushayotgan nurlanishning k ulushini yutayotgan bo'lsin. Agar energiyani oqimi $F \text{ erg/sm}^2 \cdot \text{sek}$ tashkil etsa, unda qabul qilgich $kSF \text{ erg/sek}$ energiyani yutgan bo'ladi. Ikkinchi tomondan, qabul qilgich issiqlikni yo'qotadi: nurlanish orqali — $E \text{ erg/sm}^2 \cdot \text{sek} \cdot \text{grad}$, konveksiya va havo issiqlik o'tkazuvchanligi orqali — $K \text{ erg/sm}^2 \cdot \text{sek} \cdot \text{grad}$ va gardish hamda eltuvchi uzatkichlar orqali $W \text{ erg/sek} \cdot \text{grad}$ miqdorda energiya yo'qoladi. Issiqlik muvozanati sharoitida issiqlik kelishi va sarflanishi teng bo'lishi lozim:

$$kSF = [(E + K)2S + W]\Delta T. \quad (3.32)$$

Bu formulada biz S emas, balki $2S$ oldik, chunki issiqlik sarflanishi qabul qilgichning ikkala sirtidan, ya'ni oldi va orqa tomonlaridan ketadi. Issiqlik sarflanishi atrof-muhit bilan qabul qilgichning haroratlari ayirmalari ΔT ga proporsional. (3.32) dan qabul qilgichda hosil bo'ladigan harorat orttirmasi ΔT

$$\Delta T = \frac{kSF}{(E + K)2S + W}. \quad (3.33)$$

ga teng. Issiqlik muvozanati yuzaga kelishi uchun ma'lum vaqt talab etiladi, bu asbobning inersialligini belgilaydi. Natijaviy qiymat ΔT ning 90% ga

$$t_0 = 2,30 \frac{C}{(E+K)S+W} \text{ sek} \quad (3.34)$$

vaqtdan so'ng erishiladi, bu yerda, C – issiqlik sig'imi (*erg/grad*). Formulalar (3.33) va (3.34) qabul qilgichning yo'qotishlari maxrajga kiradi. Shunday qilib, sezgirlikni oshirish va inersiya bir-biriga parallel ketadi va issiqlik sig'imi C ni qabul qilgich o'lchamlari hisobiga kamaytirish faqatgina ma'lum chegaragacha mumkin bo'ladi. Bir xil qabul qiluvchi yuzaga ega bir turdagi qabul qilgichlarda sezgirlik muvozanat sodir etilish vaqtning kvadrat ildiziga proporsional bo'ladi, shuning uchun, agar o'lchashni bajarish uchun chegaralangan vaqt ajratilgan bo'lsa, yuqori sezgirli qabul qilgich orqali bitta o'lchash olib boriladimi yoki sezgirli kam qabul qilgichda n ta o'lchash olib boriladimi, farqi bo'lmaydi, chunki n ta o'lchashlardan olingan o'rtachaning aniqligi $\sqrt{n}$ ga proporsional bo'ladi.

Agar issiqlik effekti elektr yo'li bilan galvanometr yordamida o'lchalayotgan bo'lsa, maksimal sezgirlikda galvanometr ko'zgusi havo molekularining broun harakati tufayli tartibsiz tebranib turadi. Shu sababli chegaraviy o'lchaladigan energiya

$$(iV)_{\min} = \frac{2 \cdot 10^{-12}}{\sqrt{t_0}} \text{ erg/sek}, \quad (3.35)$$

ga yetadi, bu yerda, t_0 – o'rnatilish vaqti. Lekin o'lchanadigan issiqlik miqdori xuddi shunday deb bo'lmaydi, chunki issiqlik qabul qilgichlar juda past foydali ish koeffitsiyentiga ega bo'lib, u o'z navbatida $\frac{\Delta T}{T}$ munosabatidan topiladi. Xonaki haroratda va eng kichik o'lchanadigan $\Delta T = 3 \cdot 10^{-6}$ graduslar qiymatida bu kattalik atigi 10^{-8} ga teng, bundan o'lchanadigan eng kichik issiqlik oqimi $2 \cdot 10^{-4}$ erg/sek ni tashkil etadi. Qabul qilgich kuchli sovutilganda yo'qolishlar kamayishi tufayli ΔT ortib boradi, undan tashqari, $\frac{\Delta T}{T}$ nisbat ham ortadi.

Issiqlik qabul qilgichlarni olib ko'raylik.

Bolometr

Ularning ichida eng sezgiri bolometr bo'lib, u fotoqarshilik singari nurlantirilganda elektr qarshiligi o'zgarishi tamoyilida ishlaydi. Faqat fotoqarshilikdan farqli ravishda unda qizdirish oqibatida qarshiligi ortib boradi. Odatda, bolometr metall uchlariga ega o'ta ingichka ($0,1 \mu$ gacha) metall folga tasmasi ko'rinishida tayyorlanadi. Konveksiyadan yo'qolishlarni kamaytirish uchun uni vakuumli idishga solib qo'yishadi. Bolometr Uitston ko'prigi sxemasida qo'llaniladi, bunda ko'priknining ikkita shoxiga ikkita bir xil bolometr ulanadi, lekin ulardan faqat biri nurlantiriladi. Odatda qo'llaniladigan platinali bolometrlarda qarshilikning issiqlik koeffitsiyenti γ 1 gradusga 0,004 ni tashkil etadi. Yarimo'tkazgichli «termistorlar» mavjud bo'lib, ularning bu koeffitsiyenti bir tartibga yuqori hamda ishorasi qarama-qarshidir. Ko'prikdagi muvozanatning biroz buzilishida galvanometrda o'tadigan tok

$$i_g = \frac{1}{4} i_r \frac{\delta r}{r} \quad (3.36)$$

ga teng bo'ladi, bu yerda, i – sxemadan o'tuvchi umumiy tok, r – bolometr qarshiligi va δr – uning o'zgarishi.

$$\frac{\delta r}{r} = \gamma \Delta T \text{ bo'lgani tufayli natijada}$$

$$i_g = \frac{1}{4} i_r \gamma \Delta T.$$

Bunga binoan sxemadan oqib o'tuvchi doimiy tok i qanchalik katta bo'lsa, galvanometrning ko'rsatishlari shunchalik katta bo'ladi. Biroq uni katta qilib bo'lmaydi, chunki u bolometrni qizdiradi. Shuningdek, u bolometr ko'rsatkichlarini o'zgaruvchan tok yordamida kuchaytirilganda, ayniqsa yoritish modulatsiyasining quyi chastotalarida, «tokli shovqin»ni hosil qiladi. Yuqori chastotalarga bolometrning inersialligi xalaqit beradi. Eng yaxshi natijalar modulatsiya chastotasi sekundiga 5 siklni tashkil etganda erishilgan. Amalda shunday yo'l bilan erishilgan nuriy oqimni aniqlash chegarasi 10^{-7} vt/sm^2 ni tashkil etgan.

Termoelementlar

Termoelementlar ikki jinsli metallarning kavsharlanib ulangan joyi qizdirilish natijasida elektr yurituvchi kuch yuzaga kelish tamoyiliga asoslangan nurlanish qabul qilgichlaridir. Odatda, ular

vakuumba joylashtirilgan va uchlari kumush bilan kavsharlangan ikkita ingichka sim yoki metall tasmlari ko'inishida bo'ladi. Metall o'rniga yarimo'tkazgichlar ham ishlatilishi mumkin. Simlarning erkin uchlari galvanometrqa tutashgan tashqi zanjir o'tkazgichlariga ulanadi. Bunda yuzaga keladigan elektr yurituvchi kuch harorat orttirmasi ΔT va muayyan metallar juftliklarining termoelektr yurituvchi kuch e ga proporsional bo'ladi. Oxirgi qiymat mis - konstanta juftligi uchun $4,2 \cdot 10^{-5}$ v/grad, temir - vismut juftligi uchun $8,3 \cdot 10^{-5}$ v/grad, tellur - vismut juftligi uchun hatto $36 \cdot 10^{-5}$ v/grad ga yetadi. Termoelektr tok

$$i = \frac{e\Delta T}{r_t + r_g} \quad (3.37)$$

bo'ladi, bu yerda, r_t va r_g - mos ravishda termoelement va galvanometr qarshiliklari. Odatda $r_t \approx 10 - 50$ om, r_g ning qiymati ham shunday bo'lishi lozim. Kichik qarshilikli galvanometrlarda xususiy tebranishlar davri qisqa bo'ladi, natijada ular bilan ishlaganda o'lchash vaqtini qisqartirishga imkon yaratiladi.

Bir nechta termoelement ketma-ket ulanishi mumkin; unda, masalan, barcha juft uloqli joylari nurlantiriladi, toq ulangan joylari esa panada saqlanadi. Termoelementlar soni n ta bo'lgan bunday termoustunchaning tok kuchi

$$i = \frac{ne\Delta T}{nr_t + r_g} \quad (3.38)$$

ga teng. Bunda r_g qiymati r_t dan ancha katta bo'lganda hamda r_g dan nr_t sezilarli oshib ketmagan taqdirdagina samarali bo'ladi.

Termoelementlarining eng yaxshi nusxalarida sezgirlik 5 v/vt, va hatto 10 v/vt bo'lib, 10^{-9} v chegarasida o'lchovchi eng yaxshi galvanometrlar bilan $2 \div 5 \cdot 10^{-2}$ erg/sek chegaraviy qiymatlarni beradi.

7-§. Radionurlanish qabul qilgichlari

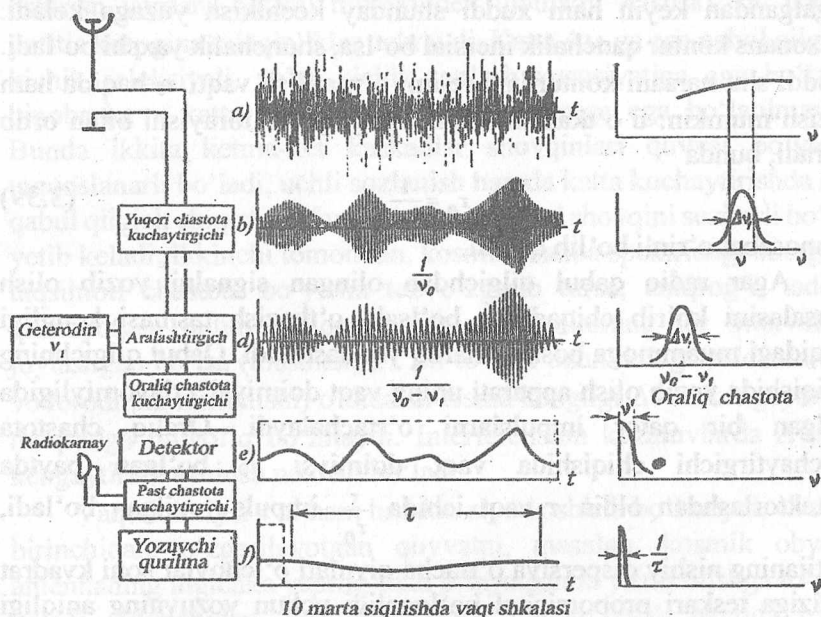
Radionurlanishga kelsak, avvalda biz nazarda tutgan so'z ma'nosidagi radiatsiya qabul qilgichiga ega emasmiz. Radioteleskop antennasi har tomonidan ham kosmosda paydo bo'lgan, ham Yer yuzida hosil bo'lgan (xalallar) turli chastotalarga ega radionurlanish

bilan nurlantiriladi. Elektromagnitli tebranishlarning butun bu xaosidan (tartibsizligidan) radio qabul qilgich maxsus qurilgan tebranma kontur yordamida ichida asosiy chastota ν joylashgan $\Delta\nu$ chastotalar bilan chegaralangan oraliqdagi nurlanishni «tanlab» tortib oladi. Ilgari ko'rsatganimizdek, nurlanishni $\nu \pm \frac{1}{2}\Delta\nu$ oraliqda tanlab olgan radio qabul qilgich nurlanishning optik sohasidagi monoxromatori kabi ish ko'radi. Bunda kosmik obyektlardan kelayotgan nurlanish odatda juda kichik ekanligini nazarda tutish lozim va ularni tashqi xalallar hamda qabul qilgich qurilmaning ichida hosil bo'ladigan xalallar ustida ajratish ancha mushkul bo'lib qoladi. Kosmik radiosignallarni qabul qilish masalasi ma'lum darajada kunduzgi osmonda yulduzlarni kuzatish masalasiga o'xshab ketadi, farqi shundaki, optik kuzatuvlarida ko'z yoki teleskopning ajrataolish kuchi taqqoslab bo'lmaz darajada yuqori, yulduzlarning o'zi esa yorug'likning nuqtaviy manbalari bo'ladi. Ana shuning uchun ham radioteleskopga kelayotgan kosmik signalni o'lchov asbob bilan qayd etish va yozib olish uchun u avval kuchaytirilishi va bir necha marotaba o'zgartirilishi lozim bo'ladi. Shu maqsadlarda qo'llaniladigan usullar va asboblari o'ziga xos murakkab bo'ladi.

Odatda, kosmik radionurlanishning tadqiq qilinadigan chastotalari 10^7 gs ($\lambda = 30$ m) dan 10^{10} gs ($\lambda = 3$ sm) gacha yoki 10 Mgs dan 10000 Mgs gacha oraliqlarda yotadi. Oxirgi yillarda millimetrlil diapazon ham muvaffaqiyatli o'zlashtirilib borilmoqda. Barcha bu chastotalar bevosita qayd etish va yozib olish uchun juda katta chastotalardir. Shuning uchun kosmik signallarni eng avvalo quyiroq chastotalarga o'zgartirish, kuchaytirish, undan so'ng yana past chastotalarga aylantirish, undan keyingina yozib olish mumkin bo'ladi.

Antennaga kelayotgan radionurlanish mumkin bo'lgan barcha chastotalarning (to'liq uzunliklarning) tartibsiz tebranishlaridan iborat bo'ladi. Qabul qilgichning birinchi konturi ν_0 chastotaga sozlanganligi tufayli barcha kelayotgan chastotalardan faqat $\Delta\nu_0$ ga teng nisbatan tor o'tkazish oraliqdagi ν_0 chastotaga ega tebranishlar tanlab olinadi va kuchaytiriladi. Kuchaytirilgandan so'ng signallar aralashtirgichga tushadi, u yerda signal ustiga geterodinda hosil qilingan ν_1 chastotali tebranishlar tushadi. Natijada aralashtirgich

chiqishida $\nu_0 - \nu_1$ chastotalar ayirmalari tebranishlari hosil bo'ladi, ular qabul qilgichning keyingi, oraliq chastotalar kuchaytirgichi kaskadida kuchaytiriladi. Ular ham $\Delta \nu_1$ chastotalar tor intervalida mavjud bo'ladi. Bu tebranishlar detektorlanadi, biroq antennaga tushayotgan nurlanish oqimining fluktuatsiyalari va qabul qilgichning keyingi kaskadlarida namoyon bo'luvchi o'zgarishlar turli chastotalar bilan sodir etiladi, qabul qilgich ulardan 0 dan ν' gacha o'tkazish tasmasida yotgan qismini tanlab oladi. Bu chastotalar tovush diapazonga mansub bo'lib, ularni yozib olish mushkul bo'lsada, ulangan telefon yoki radiokarnay orqali eshitsa bo'ladi, biroq past chastota bo'yicha kuchaytirilib, vaqt doimiysi τ katta bo'lgan inersial moslamaga uzatilsa, tovush tebranishlari o'rtachalanadi va tebranishlarining nisbatan sekin amplitudalari yozib olinadi. Kosmik radiosignallarning yozuvi ana shulardan iborat bo'ladi.



39-rasm. Kosmik radionurlanishni qabul qilish sxemasi.

Ma'lumki, sig'im C va induktivlik L yoki sig'im bilan qarshilik R dan iborat kontur elektromagnit tebranishlarining ma'lum chastotalariga nisbatan qandaydir nisbiy rezonansga ega. Konturning bu chastotalarga sozlanish o'tkirligi o'tkazish tasma kengligi bilan, ya'ni, tebranish kontur qabul qilishi mumkin bo'lgan chastotalar sohasi davomiyligi bilan tasniflanadi. Odatda konturning o'tkazish egri chizig'i tuziladi. U, agarda kontur kirishiga barcha chastotalarda intensivligi bir xil bo'lgan tebranishlar berilganda kontur chiqishida signalning intensivligi chastotaga bog'lanishini ko'rsatadi. Quvvat bo'yicha maksimal o'tkazuvchanlikning yarmiga teng darajadagi o'tkazish tasmasining (polosasining) kengligi o'tkazish kengligi deyiladi. O'tkazish tasmasi kengligi qanchalik tor bo'lsa, muayyan kontur shunchalik uchli sozlanishi mumkin, u shunchalik uzoq tebranib turadi, ya'ni tashqi ta'sir ostida turg'un tebranishlar shunchalik kech sodir etiladi. Ta'sir etuvchi impuls o'z ta'sirini tugatgandan keyin ham xuddi shunday kechikish yuzaga keladi. Rezonans kontur qanchalik inersial bo'lsa, shunchalik yaxshi bo'ladi. Xuddi shu narsani konturdagi rejimi o'rnatilish vaqti τ_0 haqida ham aytish mumkin: u o'tkazish tasma kengligi $\Delta\nu$ torayishi bilan ortib boradi, bunda

$$\tau_0 = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (3.39)$$

munosabat o'rinli bo'lib qoladi.

Agar radio qabul qilgichdan olingan signalni yozib olish masalasini ko'rib chiqadigan bo'lsak, o'tkazish tasmasi kengligi haqidagi muammoga boshqacharoq yondashiladi. Qabul qilgichning chiqishida yozib olish apparati uning vaqt doimiysi τ davomiyligida kelgan bir qator impulslarni o'rtachalaydi. Oraliq chastota kuchaytirgichi chiqishida vaqt doimiysi τ_0 bo'lgan paytda detektorlashdan oldin τ vaqt ichida $\frac{\tau}{\tau_0}$ impuls yozilgan bo'ladi,

natijaning nisbiy dispersiya o'rtacha qiymati o'lchovlar soni kvadrat ildiziga teskari proporsional bo'lganligi uchun yozuvning aniqqligi

$\sqrt{\frac{\tau_0}{\tau}}$ ga yoki $\sqrt{\frac{1}{\Delta\nu_0\tau}}$ ga proporsional bo'ladi. Ravshanki, bu aytilgan

narsalar nafaqat qabul qilgichning xususiy shovqinlariga, balki kosmik radiosignallar tufayli sodir etiladigan fluktuatsiyalarga ham

taalluqlidir. Umumiy holda, agar asbob yozib olgan radiosignal quvvatini S deb, yozuvdagi o'rtacha kvadratik fluktuatsiyani esa ΔS orqali belgilasak, unda

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{\alpha}{\sqrt{\Delta \nu_0} \tau} \quad (3.40)$$

bo'lishi lozim, bu yerdagi, α – bir tartibidagi qandaydir o'lchamsiz ko'paytirgich. Uning kattaligi qabul qilgichning konstruktiv xususiyatlariga bog'liq bo'ladi.

$\Delta \nu_0 = 1 \text{ Mgs}$, $\tau = 10^2 \text{ sek}$, $\sqrt{\Delta \nu_0} = 10^4$ qiymatlarida $\frac{\Delta S}{S} \approx 10^{-4}$ bo'ladi. Lekin kosmik manbalardan kelayotgan nurlanish quvvati odatda, qabul qilgich shovqini quvvatining kichkinagina ulushini tashkil etadi va uning shovqin S ga qo'shgan hissasi ΔS qiymatidan kattaroq bo'lgan taqdirdagina uni aniqlay olamiz.

Bu ishda yoki τ , yoki $\Delta \nu_0$ ni, yoki ikkalasining qiymatini oshirish yordam berishi mumkindek tuyuladi. Afsuski, bu ikkala yo'lda ko'pgina to'sqinliklar uchraydi. Katta $\Delta \nu_0$ ga ega qabul qilgich kichik seleksiyali, ya'ni kichik tanlash xususiyatiga ega bo'ladi, binobarin, u katta kuchaytirish koeffitsiyentga ega bo'la olmaydi. Bunda ikkita ketma-ket kaskadlar shovqinlari quvvat bo'yicha taqqoslanarli bo'ladi, uchli sozlanish hamda katta kuchaytirishda esa qabul qilgich chiqishiga faqat birinchi kaskad shovqini sezilarli bo'lib yetib keladi. Ikkinchi tomondan, kosmik manba spektridagi energiya taqsimoti chastota bo'yicha tez o'zgarib tursa, aniqrog'i, tadqiq qilinayotgan butun radionurlanish chastotalarning tor intervalida joylashgan bo'lsa (masalan, 21 sm to'lqin uzunlikdagi yulduzlararo vodorodning nurlanishi) o'tkazish tasma kengligi $\Delta \nu$ ni kengaytirish maqsadga muvofiq bo'lmaydi. Interferension kuzatuvlarda $\Delta \nu_0$ ni kengaytirish ayniqsa noxush bo'ladi.

Vaqt doimiysi τ ni ham haddan ziyod oshirib bo'lmaydi, chunki birinchidan, o'zgarilayotgan quvvatni, masalan, kosmik obyekt antennaning ingichka yaprog'idan o'tayotganda yozib olishga to'g'ri keladi, ikkinchidan, yozuvning uzoq davom etish paytida biror sabablarga ko'ra qabul qilgichning xususiyatlari o'zgarib qolishi mumkin. Shuningdek, radioto'lqinlarning ionosferadan o'tish sharoitlari ham o'zgarib qolishi mumkin. Bunday o'lchov yoki yozuvlarni bir necha marotaba takrorlash va olingan ma'lumotlarni

o'rtachalab borish to'g'ri bo'ladi, bunda har safar quvvati aniq biror manbani qabul qilish orqali apparaturaning sozligini tekshirib turish lozimdir, xuddi shunga o'xshash tamoyil fotonlarni sanash usuli bilan bajariladigan elektrofotografik o'lchashlarda qo'llaniladi.

Interferometrlar bilan ishlaganda kuchsiz signalni tanlab olishning boshqacha usuli, ya'ni korrelatsion usulidan foydalaniladi.

Interferometrning ikkala yelkasiga tushayotgan signallar $i_1(t)$ va $i_2(t)$ qabul qilgichda uchrashganda, ular qandaydir qarshilik R ga uzatiladi, u qarshilikda

$$R[i_1(t) + i_2(t)]^2 = R\{[i_1(t)]^2 + [i_2(t)]^2\} + 2Ri_1(t) \cdot i_2(t) \quad (3.41)$$

quvvat sochiladi. Uning o'rtacha qiymati signallar $i_1(t)$ va $i_2(t)$ o'zaro bog'langan yoki bog'lanmaganligiga qarab turlicha bo'ladi.

Agar signallar o'zaro bog'lanmagan bo'lsa, unda $i_1(t) \cdot i_2(t)$ ko'paytmaning o'rtacha qiymati nolga teng bo'lib qolishi lozim. Agar bog'langan va signallar bitta manbadan nurlantirilayotgan bo'lsa, ya'ni har doim $i_1(t) + i_2(t)$ va o'rtacha ham

$$\overline{i_1(t) \cdot i_2(t)} = \overline{i^2} \quad (3.42)$$

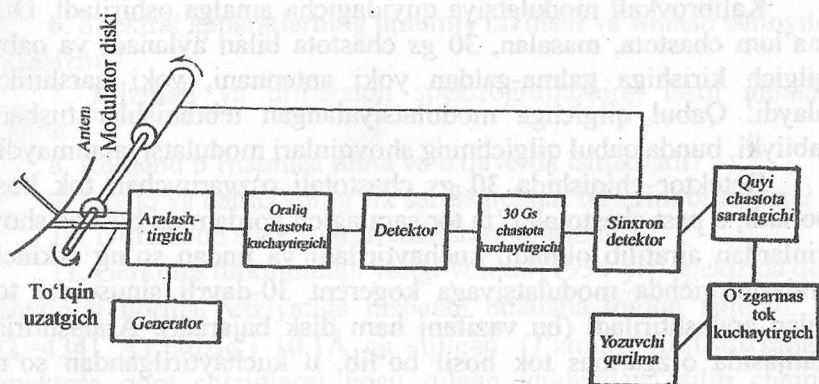
bo'ladi. Amalda manbadan kelayotgan nurlar turli yo'llarni bosib o'tadi, shuning uchun (3.42) tenglik faqat statistik jihatdan to'g'ri bo'ladi. Undan chetlashishning birligi sifatida

$$\frac{\overline{i_1(t) \cdot i_2(t)}}{\overline{i^2}} = \rho. \quad (3.43)$$

munosabat olinadi. Kattalik ρ korrelatsiya koeffitsiyenti deb ataladi va ko'rilgan misolda +1 ga intiladi.

Interferometr antennalarida va yelkalaridagi kuchaytirishning birinchi bosqichlarida hosil bo'ladigan shovqin oqimlarida bog'lanish bo'lmaydi, ular uchun $\rho = 0$, kosmik shovqinlar uchun esa, $\rho = +1$ bo'ladi. Agar interferometrning ikkala yelkasidagi signallarni ko'paytirishni amalga oshiruvchi elektron blokda ulansa, har doim yuqori darajaga ega instrumental shovqin yo'qolib, kosmik manbadan kelayotgan shovqin to'laligicha saqlanib qoladi.

Korrelatsion usul qo'llanilganda foydali signal to'laligicha saqlanib qoladi, aksincha, unga o'xshash usulda, ya'ni fazalarni qayta ulash usulida signal quvvati ikki marta kamayib ketadi.



40-rasm. Modulatsiyali radiometrning sxemasi

Kosmik radionurlanishni miqdoriy o'lchashlarida ma'lum quvvatga ega manba bilan taqqoslash zarur bo'ladi, unda bu taqqoslash antennani kalibrash jarayoni deb ataladi. Radioastronomiyada bu maqsad uchun qabul qilgich kirishiga kirish signal bilan laboratoriya shovqin manbasi galma-galdan ulanish orqali amalga oshiriladigan taqqoslash usulidan foydalaniladi. Shovqin manbasi sifatida uchlarida Naykvist formulasidan aniqlanadigan kuchlanishning doimiy fluktuatsion tebranishlari mavjud qarshilik olinishi mumkin, uning mohiyati quyidagichadir. Agar qarshilik R juda katta bo'lmasa, termik sabablarga ko'ra va shovqin sifatida v dan $v + dv$ gacha chastotalarda namoyon bo'luvchi kuchlanishning o'rtacha kvadrati $\overline{E^2}$

$$\overline{E^2(v)} dv = 4kTR dv \quad (3.44)$$

bo'ladi, bu yerda, k – Bolsman doimiysi, u $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/grad}$ ga teng, T esa absolyut harorat. (3.44) formula Naykvist formulasi deb ataladi.

Fluktuatsion tebranishlar quvvati Joul - Lens qonuniga ko'ra, $\frac{E^2}{R}$ ga teng, ya'ni (3.33) Naykvist formulasiga binoan $4kTd\nu$ ga teng. Biroq qabul qilgich kirishiga qo'yilgan qarshilik unga bu quvvatning faqat choragini beradi:

$$W = kTd\nu \quad (3.45)$$

Kalibrovkali modulatsiya quyidagicha amalga oshiriladi. Disk ma'lum chastota, masalan, 30 gs chastota bilan aylanadi va qabul qilgich kirishiga galma-galdan yoki antennani, yoki qarshilikni ulaydi. Qabul qilgichga modulatsiyalangan tebranishlar tushadi, tabiiyki, bunda qabul qilgichning shovqinlari modulatsiyalanmaydi.

Detektor chiqishida 30 gs chastotali o'zgaruvchan tok hosil bo'ladi, u past chastotali o'ta tor saralagich yordamida boshqa shovqinlardan ajratilib olinadi, kuchaytiriladi va undan so'ng ikkinchi aralashtirgichda modulatsiyaga kogerent 30-davrli sinusoidal tok bilan aralashtiriladi (bu vazifani ham disk bajaradi). Aralashtirish natijasida o'zgarmas tok hosil bo'lib, u kuchaytirilgandan so'ng yozuv moslamaga uzatiladi, undagi chetlashish ishorasi antenna yoki qarshilikdagi shovqinlari ortiqroq ekanligini bildiradi.

Qarshilik o'rniga shovqin generatori sifatida katodli diod lampa yoki gaz razryadli nay olinishi mumkin. Barcha hollarda generatsiya qilinayotgan shovqinlar quvvati generator harorati T bilan belgilanadi, bu narsa antennaga tushayotgan nurlanish quvvatini ifodalashda antenna harorati T_a deb atalmish kattalik bilan ifodalashga sabab bo'ladi. Antenna harorati ostida qabul qilgich kirishida tadqiq qilinayotgan signaldek xuddi shunday quvvatni hosil qiluvchi shovqin generatorining harorati nazarda tutiladi. Shu bilan birga, tadqiqotlar ko'rsatishicha, bu aynan absolyut qora jism ichiga antenna joylashtirilganda shovqin manbasi energiyasiga teng nurlanish olishi uchun jismning haroratining o'zginasi bo'lar ekan. Bu harorat ma'lum ko'rinishda tadqiq qilinayotgan obyekt harorati bilan bog'liqdir.

Nazorat savollari va mashqlar

1. Yorug'lik saralagichlarning qanday turlari bor va ular teleskopning qayeriga qo'yiladi?
2. Yorug'lik saralagichlarining o'tkazish koeffitsiyenti nima?
3. Nur dastasining spektrga yoyish tamoyili nimadan iborat?
4. Spektrograf tuzilishini so'zlab bering.
5. Interferension-qutblagichli yorug'lik saralagichlarning ishlash tamoyilini bilasizmi?

6. Spektral apparatlarning umumiy tuzilishi va ishlash tamoyilini bilasizmi?

7. Prizmali va difraksion spektrograflarning farqi nimadan iborat?

8. Rouland o'rnatmasi nima va u qayerda ishlatiladi?

9. Suyuq va qattiq yorug'lik saralagichlari turlarini bilasizmi?

10. Difraksion spektrograf tuzilishini bilasizmi?

11. Gerkules turkumidagi yangi yulduz (1934-yil) spektrida qora chiziqlar normal vaziyatiga nisbatan binafsha tomon siljigan. Hy ($\lambda=4341 \text{ \AA}$) chizig'i $10,1 \text{ \AA}$ ga siljigan. O'zining yutilishi sababli spektrda qora chiziqlarni hosil qilgan yulduzdan otilib chiqqan gazning tezligi qanday bo'lgan?

12. Oq nur sinish burchagi 60° bo'lgan kronglasli prizмага tushmoqda. Qizil va binafsha ranglar uchun sinish ko'rsatgichlari $n_q=1,524$ va $n_b=1,543$. Binafsha nur minimal og'ish bilan o'tmoqda; prizmadan chiqishda ikkala nur o'zaro qanday burchak δ ni tashkil etmoqda? Agar bu prizmani fokus masofasi 57 sm bo'lgan fotografik kamera oldiga joylashtirilsa, qizil rangdan binafshagacha plastinkadagi yulduz spektrining uzunligi nimaga teng bo'ladi?

13. Kronglasli yoki flintglasli prizmadan foydalanilganda spektrning qizil, yashil, binafsha qismlaridagi D, E, H fraungofer chiziqlariga mos ravishda $n_q=1,526$; $n=1,533$; $n_b=1,547$; yoki $n'_q=1,695$; $n'=1,712$; $n'_b=1,751$ sinish ko'rsatgichlari mos keladi. Flintglasli prizmaning sinish burchagi $\gamma'=12^\circ$ ga teng. Agar chiqishdagi qizil va binafsha nurlar mos tushayotgan bo'lsa, unda kronglasli prizmaning sindiruvchi burchagi nimaga teng? Yashil δ_y va qizil δ_q nurlarning og'ishi nimaga teng?

14. a) Quyoshdan, b) Cen α yulduzidan, d) 25^m yulduz kattalikdagi yulduzdan kelayotgan foton oqimini (fotonlar soni $/(\text{sm}^2 \cdot \text{s})$) chamalab ko'ring.

4-bob. TASVIRGA TA'SIR ETUVCHI AYRIM OPTIK EFFEKTLAR

1-§. Optik aberratsiyalar

Agarda difraksiya hodisalarni inobatga olmasak, biz ideal optik sistemadan kuzatilayotgan narsaning har bir nuqtasi uchun tasvirda aynan yagona bir nuqta mos kelishini (yorug'lik dastasining gomosentrikligi sharti), va xususan, har bir nuqtaviy manba o'lchamga ega bo'lmagan nuqta (stigmatik tasvir) bo'lib tasvirlanishini talab qilishimiz mumkin. Astronomik amaliyotda gomosentriklik sharti quyidagichadir: obyektiv (ko'zgu)ga tushayotgan yassi to'lqin Q sferik to'lqin S ga aylantiriladi, uning markazi Φ aynan tasvirlanayotgan nuqtaviy obyekt tasviri o'rnidir. Amalda esa, ayrim xususiy hollardan tashqari, optik sistema berayotgan tasvir stigmatik bo'lmaydi, nuqta tasviri qandaydir chekli o'lchamlarga ega bo'ladi, ya'ni optik sistemaning aberratsiyalari deb nomlanuvchi qandaydir buzilishlar yuzaga keladi. Geometrik ko'rinishda bu quyidagi holga to'g'ri keladi: obyektiv yoki ko'zgu bilan o'zgartirilgan yassi to'lqin sfera bo'lmay qoladi; uning sirtiga normal bo'yicha nurlarni o'tkazib, ular kesishgan joyda aberratsiya bilan buzilgan hajmli tasvir paydo bo'lgan fazoning butun bir sohasini topamiz. Amaliy optikada aberratsiyani qandaydir ma'lum chegaradan kamaytirish maqsad qilib qo'yiladi, difraksiyadan qutulib bo'lmazligi tufayli bu chegarani difraksion tasvir o'lchamlari bilan bog'lanadi. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, agar to'lqin fronti sistema fokusi markaziga ega sfera S dan chetlashishlari ta'sir etayotgan to'lqin uzunligi λ ning choragidan, ya'ni $\frac{1}{4}\lambda$ Reley mezonidan oshmasa, sezilarli bo'lmaydi. Birinchi darajali optik sistemalar bu shartni qanoatlantiradi.

Optik sistemalardagi eng asosiy aberratsiyalar ikki turga, ya'ni, geometrik va fizik aberratsiyalarga taqsimlanadi; fizik aberratsiyalar turiga xromatik aberratsiya kiradi.

2-§. Xromatik aberratsiya

Xromatik aberratsiyaning manbai yorug'likning sinish koeffitsiyenti n_λ to'liq uzunligi λ ga bog'liqligidir. Shu sababga ko'ra, turli uzunlikdagi to'liqlar obyektivdan turli masofalarda to'planadilar; to'liqning har bir uzunligi o'zining fokusi F_λ ga ega. Yorug'likning akslanishi to'liq uzunligiga bog'liq bo'lmaydi, shuning uchun ko'zguli sistemalarda xromatik aberratsiya kuzatilmaydi, bu esa ularning refraktorlar oldida afzalligidir.

Har doim to'liq uzunligi λ oshganda n_λ kamayadi. Shuning uchun bir linzali obyektivda binafsha ranglar obyektivga yaqinroq joyda, qizili esa, uzoqroqda to'planadi. Teleskopni yorqin yulduzga qaratilgan holda okulyarni optik o'q bo'ylab siljitamiz, obyektivdan uzoqlashgan sari ketma-ket avval tashqi qismlari qizil rangli rangdor gardishga ega binafsha nuqtani, undan keyin havorang, yashil, sariq va nihoyat, katta binafsha rangdor gardishga ega qizil nuqtani kuzatamiz. Bunday bo'lishining sababi shundaki, biz ketma-ket mos ravishda binafsha, yashil, qizil nurlar to'planadigan V , G , R nuqtalarga fokuslagan bo'ldik. Bu so'ngi nuqtada binafsha nurlar halqasining radiusi $(F_R - F_V) \lg w \approx \frac{1}{2}(F_R - F_V)A$ bo'ladi. Tekislik Σ ning qayeridadir eng kichik radiusga ega halqa joylashadi, okulyarni ana shunga fokuslash kerak bo'ladi. Bu halqa difraksion halqadan juda katta bo'lib ketmasligi uchun oddiy krondan tayyorlangan obyektivning fokus masofasi

$$F[sm] \approx 18,6D^2[D\ sm\ da]$$

ga teng yoki biroz kattaroq bo'lishi lozim. $D=10\ sm$ uchun fokus masofasi $18,6\ m$ ga teng, $D=20\ sm$ uchun $F=74,3\ m$ ga teng, yorqinlik kuchi $A=1:372$ ga teng bo'lishi kerak. Bunday uzun teleskoplarni amalda ishlatish imkonini yo'q.

Bu nuqsonni yo'qotish usuli shishalarning ikki xil turlaridan foydalanib obyektivning xromatizmini tuzatishdan (axromatizatsiyadan) iborat. Ma'lumki, to'liq uzunligi λ bo'lgan yorug'lik uchun oddiy sferik linzaning fokus masofasi F_λ linza moddasining sinish koeffitsiyenti n_λ hamda uning oldi va orqa sferik sirtlarining egrilik radiuslari r_1 va r_2 larga quyidagicha bog'liq bo'ladi:

$$\frac{1}{F_{\lambda}} = \varphi_{\lambda} = (n_{\lambda} - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right); \quad (4.1)$$

bu yerda, qavariq tomoni tushayotgan nurga qaratilganda r_1 va r_2 musbat deb hisoblanadi. Kattalik $\varphi_{\lambda} = \frac{1}{F_{\lambda}}$ linzaning optik kuchi deyiladi. Egrilanishlar $c_1 = \frac{1}{r_1}$ va $c_2 = \frac{1}{r_2}$ linzaning to'liq egrilanishi $C = c_1 - c_2$ ga umumlashtirsak, formula (4.1) ni

$$\varphi_{\lambda} = (n_{\lambda} - 1)C \quad (4.2)$$

deb yozishimiz mumkin.

Shishaning nurni sindirish xususiyatini tasniflash uchun kattalik n_D , ya'ni Quyosh spektridagi D chiziqni ($\lambda = 589 \text{ m}\mu$ to'liq uzunligi) sinish koeffitsiyentidan foydalaniladi. Ko'z Quyosh spektridagi C (H_{α} , $\lambda = 656 \text{ m}\mu$, qizil soha) va F (H_{β} , $\lambda = 486 \text{ m}\mu$, havorang soha) chiziqlar orasida maksimal spektral sezgirlikga ega, bu sohadan tashqaridagi ikkala tomonga ko'zning sezgirliги keskin kamayib ketadi. Shuning uchun, obyektivning xromatik xususiyatlarini bilish uchun materialning ana shu aytilgan ikkita chiziq orasida sinish koeffitsiyenti qanchalik o'zgarishi muhim ahamiyatga ega:

$$\Delta n = n_F - n_C. \quad (4.3)$$

Egriliklari C_1 va C_2 , optik kuchlari φ_1 va φ_2 , D chiziq uchun sinish ko'rsatkichlari mos ravishda n_1 va n_2 , formula (4.3) dagi ma'noda sinish ko'rsatkichlari ayirmalari Δn_1 va Δn_2 ga ega bo'lgan ikkita linzani ketma-ket qo'yaylik. Belgilaymiz:

$$\nu_1 = \frac{n_1 - 1}{\Delta n_1}; \quad \nu_2 = \frac{n_2 - 1}{\Delta n_2}.$$

Bu murakkab linzaning D chiziqdagi loyihalashtirilgan fokus masofasini uzunlik birligi sifatida qabul qilamiz:

$$\varphi_1 + \varphi_2 = 1. \quad (4.4)$$

Formula (4.1) ga muvofiq, ikkita to'liq uzunliklaridagi optik kuchlarining ayirmalari $C \Delta n$ ga teng. Bizning ikkala linzamiz C va F chiziqlar uchun bu ayirmani bartaraf etsinlar degan masalani qo'yamiz, ya'ni $C_1 \Delta n_1 + C_2 \Delta n_2 = 0$; lekin (4.2) shartini qo'llasak, bizga

$$\frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{\varphi_2}{v_2} = 0. \quad (4.5)$$

shartni beradi. (4.4) va (4.5) larni birgalikda yechimini topamiz va

$$\varphi_1 = \frac{v_1}{v_1 - v_2}; \quad \varphi_2 = -\frac{v_2}{v_1 - v_2}; \quad (4.6)$$

$$C_1 = \frac{\varphi_1}{n_1 - 1}; \quad C_2 = \frac{\varphi_2}{n_2 - 1}, \quad (4.7)$$

olamiz. Turli xil shishalar v ning turli qiymatlariga ega bo'lganliklari uchun (4.6) real ma'noga ega. Har doim $v > 0$ bo'lgani uchun, kattaliklar φ_1 va φ_2 turli ishoraga ega bo'ladilar, ya'ni bitta linza musbat bo'lsa, ikkinchisi manfiydir. Eng ko'p kron ($v \approx 58$) va flint ($v \approx 36$) turidagi shishalardan tayyorlangan linzalar qo'llaniladi. Bunda $\varphi_1 \approx 2,6$ va $\varphi_2 \approx -1,6$, $F_1 \approx 0,38$ va $F_2 \approx -0,63$. Krondan tayyorlangan oldidagi linza o'ta qisqa fokusli bo'ladi, chunki ikkinchi, manfiy flintli linza uning optik kuchini keskin kamaytiradi.

Shunday qilib, biz ko'rib chiqqan ikki linzali obyektiv, ya'ni dublet, qizil va havorang nurlarni bir nuqtaga to'playdi, oraliq nurlar esa, obyektivga biroz yaqinroq masofada yig'iladilar. Binafsha hamda eng chekka qizil nurlar obyektivdan ancha yiroqda to'planadi. Obyektiv o'qi bo'ylab tasvirning spektral yoyilishi bir linzali obyektivga qaraganda ancha kamayadi. Ilmiy ibora bilan aytilsa, obyektivda faqat ikkilamchi spektr qoladi, obyektivning o'zi esa axromatik dublet yoki axromat deb nomlanadi.

Obyektivning fokus masofasiga to'lqin uzunligining bog'lanishini ifodalovchi egri chiziq xromatik egri chiziq deyiladi. Fokus masofasi ekstremumga (bu holda minimumga) erishgan to'lqin uzunligi ko'zning sezgirliги maksimal bo'lgan to'lqin uzunligiga, ya'ni 555 mμ ga teng bo'lishi shart. Biroq $F_{\min}$ ni biroz uzunroq, masalan, 575 mμ gacha uzaytirish maqsadga muvofiqdir, bu flintli linzaning optik kuchini biroz oshirish hisobiga erishiladi.

Tasvirga olishga mo'ljallangan astronomik dubletlarni tayyorlashda oddiy fotoemulsiyaning maksimal sezgirliги $G'(H_\gamma, \lambda = 434 \text{ m}\mu)$ chizig'iga yaqinroq joylashganligini, 500 mμ dan kattaroq to'lqin uzunliklarida esa, uning sezgirliги juda kichikligini hisobga olish lozim. Fotografik dubletlar uchun nur F va simobli lampa nurini

($\lambda = 405 \text{ m}\mu$) bir nuqtaga to'plash qabul qilingan, F_λ ning minimumi esa, G' chiziqqa to'g'ri keladi.

Zamonaviy optiklar o'z ixtiyorlarida har xil xususiyatlarga (n va v qiymatlarga) ega shishalarning ko'p turlariga egalar, bu esa, dubletlarning ikkilamchi spektrlarini oddiy kattaligidan $\frac{7}{10}$ gacha kamaytirishga imkon beradi. Bu obyektivlar yarimaxromat deb nomlanadi. Ikkilamchi spektrning kamaytirish masalasini uch linzali obyektivlar, ya'ni apoxromatlar yaxshiroq hal qila oladilar.

Axromatik dubletda xromatik aberratsiya difraksion tasvirni sezilarli buzmaydigan fokus masofa kattaligi

$$F \text{ sm} = 1,12D^2 (D \text{ sm da}).$$

shartga javob beradi.

Bu munosabatga ko'ra, dublet yakka linzaga nisbatan taxminan 16 marta yaxshiroq bo'ladi. Shunga qaramay, $0,5 \text{ m}$ obyektivda xromatik aberratsiya faqatgina 28 m fokus masofada (optik kuch 1:58), bir metrli obyektivda esa $F = 112 \text{ m}$ (optik kuch 1:112) unchalik sezilmaydi. Bunday diametrli real teleskoplar kichikroqdirlar (102 sm Yyerlik refraktorda $F = 19,3 \text{ m}$, $A = 1:19$), shuning uchun ularda xromatik aberratsiya ancha sezilarlidir. Aynan shu narsa refraktorlarning tabiiy ravishda o'sishiga to'sqinlik qildi, 100 yildan ziyod o'tgan vaqtda bu refraktor dunyoda eng ulkan refraktor bo'lib qoldi, reflektorlarning o'lchamlari esa ortgandan ortib bormoqda.

Ulkan teleskop – refraktorlarning universalligini oshirish maqsadida vizual xromatik korreksiyaning fotografik etib o'zgartiruvchi linzalar bilan ta'minlanadilar. Bunday linzalar nisbatan uncha katta bo'lmagan o'lchamlarga ega, ular to'planadigan nur dastasiga, okulyarga yaqinroq joyda o'rnatiladilar.

3-§. Sferik aberratsiya

Parabolik ko'zgudan, ya'ni aylanish paraboloid shaklidagi ko'zgudan akslanishni olib ko'raylik. Bunda simmetriya o'qi parabola o'qi bo'lib, u bir vaqtning o'zida ko'zguning bosh optik o'qi hamdir. Parallel nurlar dastasi bosh o'q bo'ylab yo'nalgan bo'lsin. Parabolaning geometrik xossalardan, ya'ni akslanish burchagi

tushish burchagiga tengligi shartidan barcha bu nurlar parabola fokusi Φ ga kelib tushishi ma'lum. Yana parabola fokus Φ nuqta va to'g'ri chiziq, ya'ni direktrisa QP dan teng masofalarda joylashgan nuqtalar geometrik o'rni ekanligi ham ma'lum. Ko'zguga tushayotgan yassi to'lqin akslanadi, to'lqin QP yassi fronti esa markazi Φ bo'lgan qat'iy sferik tautoxron dastaga aylanadi, chunki tushayotgan yassi to'lqindagi ixtiyoriy tanlangan nurlar fokusda bir vaqtning o'zida to'planadi.

Agarda paraboloidni xuddi shunday egrilanishga ega aylanish sferaga almashtirsak, akslangan nurlarning gomosentrikligi, ya'ni Φ nuqtada yakka to'planishi buziladi, Φ nuqtada o'qqa yaqin paraksial nurlar to'plansa, o'qqa olisroq nurlar esa, ko'zguga yaqinroq joyda to'planadi. Paraksial nurlarning fokusida tasvir endi nuqtaviy bo'lib qolmaydi, u endi sferik aberratsiya bilan buzilgan bo'ladi. Reley mezonidan foydalanib, kichik optik kuchlarda ko'zgu chegarasida paraboloidning sferadan farqi sezilmas bo'ladi, shuning uchun sferik ko'zguni yetarlicha takomillashgan optik asbob bo'laoladi deyishimiz mumkin.

Agarda yassi to'lqin o'z yo'lida parabolik ko'zguni uchratsa, u akslanishdan keyin markazi Φ_0 bo'lgan S_0 sfera shaklida egrilanadi, umuman olganda u sfera bilan uchrashadi, unda ordinata o'qida paraboloiddan

$$\frac{1}{64} \frac{y^4}{F^3}$$

qiymatga oldida joylashadi. Bu esa, to'lqin fronti ideal holdagi sfera uchun ikki marta kattaroq, ya'ni $\frac{1}{32} \frac{y^4}{F^3}$ qiymatga mos keladi. To'lqin

sathi S nuqtalar O va M' orqali o'tadi hamda sfera bo'lmay qoladi. Paraksial nurlar avvalgidek Φ_0 nuqtada to'planadi, o'qdan uzoqroqdagilari, ya'ni y zonadagilar esa, nuqta Φ_y da yig'iladilar. Shunday S_1 sferani tanlash mumkinki, u o'qda S ga tegib tursin va ko'zgu chetida, ya'ni $y = h$ joyda o'rnatilgan M' nuqtada S bilan

kesishsin. Uning markazi $\frac{1}{16} \frac{h^2}{F}$ qiymatga ko'zguga yaqinroq joylashadi, to'lqin sathi esa bu S_1 sferadan

$$\Delta x = \frac{1}{32F^3} (h^2 y^2 - y^4) \quad (4.8)$$

kattalikka yaqinroq bo'ladi, $y = \frac{h}{\sqrt{2}}$ qiymatda maksimumga erishadi, lekin maksimal qiymati

$$\frac{1}{128} \frac{h^4}{F^3} = \frac{1}{2048} \frac{1}{m^3} D$$

dan oshmaydi. Bu qiymatni Reley mezoniga binoan $\lambda/4$ ga tenglashtirib, berilgan D da mumkin bo'lgan m qiymatlarini olamiz.

Sferik sathlarga ega linza ham sferik aberratsiyaga moyil bo'ladi. Nurlarning yo'nalishi eng kichik tasvir halqasi paraksial nurlar yig'iladigan tekislik Σ da emas, balki obyektivga yaqinroq y tekislikda to'planishini ko'rsatadi. Bu halqaning radiusiga doir nazariya quyidagicha ifodani beradi (yoy sekundlarida):

$$\rho'' = \frac{A}{4} \left(\frac{D}{2F} \right)^3 \cdot 206265 = \frac{A}{32m^3} \cdot 206265 = 6446 \frac{A}{m^3},$$

bu yerda, odatdagidek, $m = F : D$, A esa, qandaydir doimiy. Oddiy yassi-qabariq linza uchun u 1,1 ga teng, hatto bunday linza uchun $m = 15$ da $\rho = 2'',1$ bo'ladi, ta'kidlab o'tish joizki, sferik ko'zguda aberratsiya 8 martaba kichikdir. Obyektga qabariq tomoni bilan qaragan yassi-qabariq linza sferik aberratsiya nuqtayi nazaridan eng yaxshi deb hisoblanadi, shunda ham Reley mezoni talabi unda faqatgina o'rtamiyona o'lcham va yorug'lik kuchlaridagina bajariladi. Bunday linzalarning xromatik aberratsiyasi ancha kuchli bo'lgani uchun ular asosan monoxromatik nurlarda kuzatishga yaroqlidir. Axromatik dublet ikkita linzalarnig optik kuchlari moslashtirilganligi tufayli xromatik buzilishlari kamaytirilgan, sathlarining qiyaliklarini tanlash yo'li bilan sferik aberratsiyani ham kamaytirish mumkin. Musbat va manfiy linzalarning aberratsiya ishoralari ham qarama-qarshi bo'lgani uchun bunday imkoniyat paydo bo'ladi.

Sferik aberratsiyaning bartaraf etish imkoniyatlari - ko'zgularda sferik sathlardan parabolik sathlarga o'tish, linzalarda esa, ikkita va undan ortiq linzalarning to'plamlaridan foydalanish, bunda axromatizatsiya masalalari ham o'z yechimini topadi.

Sferik aberratsiyani ko'zgu sathiga tushayotgan to'liq frontini birlamchi deformatsiyalash yo'li bilan bartaraf etishning turlicha

usullari mavjud, ulardan ikkitasi Shmidt teleskopi va Maksutov teleskoplarida amalga oshirilgan.

B.Shmidtning g'oyasi quyidagidan iborat. Sinish ko'rsatkichi n bo'lgan muhitda yorug'lik tebranishlari to'lqin uzunligi λ bo'shliq (havo)ga nisbatan n marotaba qisqaradi. Agarda nurni sinish ko'rsatkichi n bo'lgan va bir tomonida Δ chuqurlikda ariqcha chizilgan yassi parallel plastinkadan o'tishini ta'minlasak, unda nur piastinkadagi Δ masofani v' tezlik bilan o'tishga sarflagan t vaqt oralig'ida plastinkadan tashqarida u Δ dan kattaroq bo'lgan vt yo'lni bosib o'tgan bo'lardi, natijada to'lqin fronti

$$\delta = (v - v')t$$

qiymatga egrilanadi, qalinlik Δ ga nisbatan esa

$$\frac{\delta}{\Delta} = \frac{v - v'}{v'} = n - 1$$

ga teng bo'ladi. Shunday qilib, agarda yassi parallel plastinkadan nurni o'tkaza turib, uning mos joyida defekt Δ hosil qilib, to'lqin frontining ixtiyoriy joyida nurni δ qiymatiga teng tezlashtirish mumkin:

$$\Delta = \frac{\delta}{n - 1}. \quad (4.9)$$

Ko'rinib turganidek, sferik ko'zgudan akslangan to'lqin S_1 sferaga nisbatan (4.8) ifoda orqali aniqlanadigan o'zgaruvchan kattalikka kechikadi. Agarda kechikishni bartaraf etish lozim bo'lsa, unda yassi parallel plastinkaning bir tomondagi sirtini

$$x = \frac{1}{32(n-1)F^3} (h^2 y^2 - y^4) \quad (4.10)$$

ifoda orqali aniqlanadigan shaklga keltirish kerak bo'ladi.

Tenglama (4.10) korreksiyalovchi Shmidt plastinkaning sathlaridan birini aniqlab beradi. Yassilikdan maksimal chetlashishi

$$\frac{D}{(n-1)2048m^3}, \quad (4.11)$$

ga teng, chunki

$$h = \frac{D}{2}.$$

Kattaliklarning so'nggisi korreksiyalovchi Shmidt plastinkasi tayyorlanayotganda shishaning qanday qalinligi olib tashlanishi

lozimligini ko'rsatadi; $m = 2$ va $D = 500 \text{ mm}$ bo'lganda u $0,06 \text{ mm}$ ga yetadi.

Xuddi shu ko'zguni parabolik shaklga keltirish uchun uning chetlarini taxminan shunday qiymatga pasaytirish lozim bo'lardi, biroq paraboloidning eng yaqin sfera S_1 dan chetlashishlari $D/4096 \text{ m}^3$ dan oshmaydi, ya'ni (4.11) dagidan 4 marta kichik bo'ladi. Shunday qilib, sferik aberratsiyani bartaraf etishning sferik sirtning parabolizatsiya qilish usuli amalda Shmidtning korreksiyalovchi plastinkasini tayyorlashdan ko'ra osonroqdir, so'nggisini qilish uchun, avval yassi parallel plastinkani yasab, keyin unga hisoblangan buzilishlarni kiritish darkor.

Sferik ko'zguning sferik aberratsiyasini bartaraf etishning amalda osonroq usulini 1941-yilda D.D.Maksutov tomonidan taklif etilgan. Menisk - ikkala sirtning egrilanishi deyarli bir xil bo'lgan linzadir, ya'ni $C_1 \approx C_2$, shunda $C_1 = C_2 - C_2 \approx 0$, arzigulik xromatizmni qo'shmagan holda o'zining sferik aberratsiyasi bilan sferik ko'zguning sferik aberratsiyasini kompensatsiyalaydi. Hisoblash yo'li bilan menisk sirtlarining egrilanishini va uning sferik ko'zguga nisbatan joylashuvini tanlab ko'zguning fokusida optik o'qdagi aberratsiyasiz tasvirni hosil qilish mumkin.

Ko'zgu yoki obyektivning bosh o'qidan tashqarida hosil bo'ladigan tasvirlarning buzilishlarni ko'rib chiqaylik. Ularning asosiylari koma, astigmatizm, maydon egrilanishi va distorsiyadir.

4-§. Koma

Komada o'qda joylashmagan yorqin nuqta tasvirining buzilishi yorqin yadrodan chiqib kelgan keng dumga ega kometaning shakli ko'rinishida bo'ladi.

Sof holda koma tasviri 60° burchak ostida kesishgan ikkita to'g'ri chiziq va ularga yondashgan aylanadan tuzilgan shakl ko'rinishiga ega; o'qi bosh o'q bilan fokus tekisligi kesishgan tomon yo'nalgan bo'ladi. Tasvirning ikki xili mavjud: komaning uchi bosh o'q tomon yo'nalgan (tashqi koma) va bosh o'qqa teskari, ya'ni ichki koma.

Koma aylana qismining diametri

$$\zeta = 2Bh^2\theta \quad (4.12)$$

ga, komaning uchigacha bo'lgan uzunligi esa

$$\xi = 3Bh^2\theta \quad (4.13)$$

ga teng, bu yerda, B – muayyan obyektiv yoki ko'zguga xos doimiy, h – obyektiv radiusi, θ – obyekt tomon va bosh o'q tomon yo'nalishlari orasidagi burchak. Ta'kidlab o'tish joizki, agar sistemalar yaxshi markazlashtirilmagan bo'lsa, masalan, qo'shaloq apoxromatda musbat va manfiy linzalarning o'qlari ustma-ust tushmasa koma bosh o'qda ham paydo bo'lishi mumkin.

(4.13) formuladan ko'rinib turibdiki, koma optik o'qdan uzoqlashgan sari (θ) ortib boradi va juda katta qiymatga yetishi mumkin. Koma bilan buzilgan tasvirning nosimmetrikligi tufayli o'lchashda mikrometr ipini uning yorqin uchiga nishonga olish qiyinlashadi, sistematik xatolar ko'payadi, natijada koma bartaraf etilmagan obyektiv yoki ko'zgulardan avvalo astrometrik maqsadlarda foydalanish imkoni bo'lmaydi. Aytib o'tish lozimki, koma paydo bo'lishning sabablari sinish yoki akslangandan keyin yig'ilib boruvchi dasta o'qdagi simmetriyasini yo'qotgan bo'ladi, natijada obyektivning turli zonalaridan o'tgan nurlar bosh fokusdan turli masofalarda to'planadilar.

Sferik aberratsiya va koma bartaraf etilgan optik sistemalar aplanatik sistemalar deb nomlanadi. Yorug'lik kuchlari kichik va burchak θ katta bo'lmagan vizual va fotografik kuzatuvlarga mo'ljallangan aplanat obyektivlarning tuzilishi nisbatan sodda. Burchak θ katta bo'lgan taqdirda va ayniqsa, yorug'lik kuchlari katta bo'lgan taqdirda aplanatik shartlarni bajarish oson ish emas. Yorug'lik kuchi katta Pesval obyektivi, Shteyngel, Bush aplanatlari ma'lum va mavjuddir.

Parabolik ko'zguda $F = 1$ bo'lgan taqdirda tashqi koma kattadir:

$$\xi = \frac{3}{16} \frac{\theta}{m^2}.$$

Uning ma'nosi shuki, $\theta = 15'$, ya'ni Oy markazi ko'zgu o'qida joylashganda Oy chetlari chegarasi va $m = 10$ da $\xi = 2''$ bo'ladi, biroq yorug'lik kuchi $m = 5$ da ξ kattalik 7» ga teng bo'lib qoladi, ya'ni Oyni chetlari juda xira bo'lib tasvirlanadi.

Besh metrlik Palomar ulkan teleskopda yorug'lik kuchi $1:3,3$ ga teng bo'lib, nuqsonsiz yaxshi ko'rish maydoni diametri atigi 12 mm ni tashkil etadi, uning fokus masofasi 17 m ga tengligini hisobga olsak, bu atigi $2\frac{1}{2}$ yoy daqiqalarini tashkil etishiga ishonch hosil qilamiz, undan keyin esa koma tasvirni sezilarli darajada buzib yuboradi. Ulkan parabolik ko'zgularda buzilishlarni kamaytirish uchun shishaning bir turidan tayyorlangan ikkita yupqa va bir-biriga yaqin joylashgan, bittasi musbat, ikkinchisi manfiy, yig'indisining optik kuchi nolga teng qo'shimcha Ross afokal sistemalar deb nomlanuvchi sistemalardan foydalaniladi. Ular parabolik ko'zguning bosh fokusida to'planayotgan yorug'lik dastasini tutib qolishadi, 3 linza majmuasi yoki asferik linzalar undan ham yaxshi natija beradi. Ular yordamida Palomar reflektorida yaxshi maydon diametrini 15 sm gacha oshirish imkoni yaratildi, bunda Oy diskining deyarli barchasini sig'dirishga erishildi.

Egrilanish markazida dasta simmetriyasini saqlab qoluvchi diafragmani joylashtirib, sferik ko'zguni batamom komadan xalos etish mumkin. Uning g'oyasi quyidagichadir: ixtiyoriy radius boshqalari bilan teng huquqlidir va bu yerda boshqalardan ajralib turuvchi bosh o'q ham bo'lishi mumkin emas, shuning uchun optik o'qdan tashqari buzilishlar ham bo'lmaydi.

Ikkita ko'zgudan iborat aplanatik sistemalar mavjud. Bunday sistemalar Shvarsschild, Richi, Kretyen, Maksutov, Kudelar tomonidan taklif qilingan.

Komaning yorug'lik kuchiga kvadratik bog'lanishi yorug'lik kuchi kichik bo'lgan sistemalarda komani tuzatishga imkon beradi. Aksincha, astigmatizm deb nomlanuvchi aberratsiya optik o'qdan kattaroq masofalarda hatto yorug'lik kuchi kichik bo'lgan sistemalarda ham xavfli bo'lib qolishi mumkin, chunki u yorug'lik kuchining birinchi darajasi va optik o'qdan chetlashish burchagi kvadratiga proporsionaldir.

5-§. Astigmatizm

Astigmatizm hodisasini ko'rib chiqaylik. Yorqin nuqta linza S dagi bosh o'q O bilan burchak θ hosil qilgan yon o'q O' da joylashgan bo'lsin. Linzaning halqasimon zonasiga tushayotgan nurlarni olib

ko'raylik, bunda zonaning radiusi $h, h_{\max} = \frac{D}{2}$ bo'lsin. Bu ikkala o'qni o'z ichiga olgan tekislikni meridional deb nomlab, S bilan belgilaylik, unga perpendikular tekislik T esa, sagittal bo'lsin. Agarda linzaning bosh o'qini konsentrik aylanalardan va ularni kesib o'tuvchi diametrlaridan iborat shakl markaziga yo'naltirsak, qandaydir nuqtada bu shaklning diametri meridional tekislikda, aylana elementi esa sagittal tekisligida joylashib qolishi mumkin.

Linzada egrilangandan so'ng, meridional tekislikdagi nurlar T fokusda to'planadilar, lekin sagittal nurlar hali yig'ilmagan bo'ladi. Ular o'zining fokusi S da yig'ilganda meridional nurlar yoyilib ketayotgan bo'ladi. Fokus T da nuqta tasviri S tekislikga perpendikular to'g'ri chiziq kesmasi ko'rinishida bo'ladi, fokus S da nuqta tasviri yana to'g'ri chiziq kesmasi ko'rinishida, biroq endi u T tekislikda joylashgan bo'ladi. Fokus T da aylananing har bir nuqtasi tasviri yetarlicha aniq bo'lib ko'rinadigan aylana yoyi bo'ylab cho'ziladi, bu yerdagi nuqta tasviri uning aniq aksi bo'lmay qoladi. Fokus T da aylana diametri keng tasma ko'rinishiga ega bo'ladi. Fokus S da uning aksi kuzatiladi, ya'ni diametr tasviri aniq, aylananing tasviri esa yoyilgan bo'ladi. S va T fokuslar orasida nuqta tasviri turlicha joylashgan ellipsning takrorlangan seriyasidan iborat bo'ladi. Bu seriyadagi eng kichik o'lchamga ega ellips - doira T va S lar orasida joylashgan bo'ladi. Ana shu joyda muayyan linzaning eng yaxshi fokus nuqtasi deb hisoblanadi. Fokus T va S larning orasidagi astigmatik ayirma deb nomlanuvchi bu masofa l qanchalik kichik bo'lsa, shunchalik yaxshi. Agarda linzaning fokus masofasini meridional va sagittal fokuslar orasidagi masofaninig o'rtacha arifmetik qiymatini, ya'ni

$$F = \frac{CS + CT}{2}$$

deb olib, $CS = s$; $CT = t$ belgilaymiz va

$$\omega = \frac{2h}{s+t},$$

ifodaga kiritamiz, unda astigmatik ellipsning katta va kichik yarim o'qlari S fokusdan keyingi x masofada mos ravishda

$$a = \omega(x+l); \quad b = \omega x,$$

bo'ladi, eng kichik yoyilgan doira radiusi esa

$$r = \omega \frac{l}{2} \text{ bo'ladi.} \quad (4.14)$$

To'planayotgan astigmatik dastada to'liq sathi endi sfera emas, balki ikki yoqlama egrilangan sirt bo'lib qoladi. Bu yerdagi asosiy egrilanishlar

$$C_s = \frac{1}{t}; \quad C_t = \frac{1}{s};$$

egrilanish yo'nalishlarining ayirmalari

$$\omega = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{t} - \frac{1}{s} \right) = \frac{h^2}{2} \frac{l}{F^2}.$$

Reley mezoniga muvofiq aynan ana shu qiymat linzaning to'liq tuynugidan $\frac{\lambda}{4}$ ga katta bo'lmashligi lozim, ya'ni $h = \frac{D}{4}$ sharti bajarilishi shart. Demak,

$$\frac{l}{8m^2} \leq \frac{\lambda}{4}$$

yoki

$$l \leq 2m^2 \lambda. \quad (4.15)$$

Astigmatizm difraksion tasvirni buzadi, ya'ni difraksion halqalar diametrlarining yonida kuchaytirilgan bo'lsa, birinchisiga perpendikular boshqa diametrlari yonida esa susaytirilgan bo'ladi, agarda aberratsiyasi eng kichik halqani kuzatadigan bo'lsak, kuchayish ikkala o'zaro perpendikular diametrlar bo'ylab sezilarli bo'ladi.

Linza berayotgan diametr va aylanalarning aniq tasvirlarining vaziyatlarini kuzatar ekanmiz, ular tekislikda joylashmaganligini sezishimiz mumkin, ya'ni oddiy linzada meridional va sagittal nurlarning fokal sathlari botiqligi linzaga qaragan va bir-biriga tegib turgan sferalardir. Agarda ularning egrilanishlarini σ va τ orqali belgilasak, unda sfera nuqtalarining normal sathgacha masofalari

$$PS = \frac{\sigma \theta^2}{2} \quad \text{ba} \quad PT = \frac{\tau \theta^2}{2}$$

bo'ladi, astigmatik ayirma esa

$$ST = l = \frac{(\sigma - \tau) \theta^2}{2} = C \theta^2, \quad (4.16)$$

bu yerda,

$$C = \frac{(\sigma - \tau)}{2}.$$

Eng kichik buzilishlarga ega halqa T va S orasidagi M nuqtada joylashadi, biroq ikkala fokusga urinma bo'lgan plastinkaga bosh fokusda tasvirga tushirayotganimizda M nuqta plastinkadan

$$PM = \frac{\theta^2}{2} \frac{\sigma + \tau}{2} = E \frac{\theta^2}{2} \quad (4.17)$$

kattalik masofada joylashadi, bu yerda qiymat

$$E = \frac{\sigma + \tau}{2}$$

linza maydonining egrilanishi deyiladi.

Ravshanki, agarda σ va τ lar qiymatlari teng va ishoralari qarama-qarshi bo'lsa, maydon egrilanishi nolga teng bo'ladi, plastinkada esa nuqta tasviri halqa ko'rinishda bo'lib, diametri

$$2r = \omega l = \frac{\sigma - \tau}{2} \omega \theta^2 = C \omega \theta^2 \quad \text{bo'ladi.}$$

(Aniqlik kiritadigan bo'lsak, bu ham $2r$ va $2r \cos \theta$ o'qlariga ega ellips bo'ladi). Umumiy holda bu ifoda S va T lar orasida joylashgan sferadagi tasvirlar uchun to'g'ridir, plastinkadagi tasvir esa katta o'qi markazga radial qarshi yo'nalgan ellips shaklida bo'ladi

$$2a = 2\omega PT = \tau \omega \theta^2 = (E - C) \omega \theta^2 \quad [\text{radian}],$$

kichik o'qi esa

$$2b = 2\omega PS = \sigma \omega \theta^2 = (E + C) \omega \theta^2 \quad [\text{radian}].$$

Oddiy yupqa linzada

$$\sigma = -1,7; \quad \tau = -3,7 \quad (F=1 \text{ deb qabul qilingan}).$$

O'rtamiyona axromatik obyektivda

$$\sigma = -1,73; \quad \tau = -3,73;$$

$C=1$; $E=-2,73$; $m=15$ da markazi bosh o'qda joylashgan Oy diski chetlari uchun

$$2a = 0",5; \quad 2b = 0",25,$$

buni qoniqarli deb tan olishimiz mumkin.

Optik-konstruktorlar fokal maydonni yassi qilishga intiladilar, bu ayniqsa keng maydonli fotografik obyektivlar uchun zarurdir. Bu masala hal etilgan obyektivlar anastigmatlar deyiladi. Aytilganlarga binoan, anastigmat bosh o'qidan chetroqda nuqtalarning stigmatik tasvirlarini berishi kerak va bu tasvirlarning o'rni fokal tekislik bo'lishi lozim. Bu maqsad qisman bajariladi. Eng kam yoyilgan halqaning eng kichik diametri beriladi va berilgan ko'rish maydoni

diametrida talab etilgan tasvir o'lchamidan ortmaydigan linzalar majmuasi tanlanadi. Bunda aplanatiklik talabi o'z kuchida qoladi.

Anastigmatlardan «Dagor», «Protar», «Tessar», «Kuk tripleti» obyektivlari ma'lum.

Shu paytgacha biz uchinchi tartibdagi geometrik aberratsiyalar, ya'ni ularning burchak o'lchamlari yorug'lik kuchi A ga proporsional bo'lgan aberratsiyalarni ko'rib chiqqan edik, bu yerda $A = D : F$:

A^3 sferik aberratsiya uchun,

$A^2\theta$ koma uchun,

$A\theta^2$ astigmatizm uchun.

Yanada yuqoriroq tartibdagi aberratsiyalar mavjud bo'lib, ular odatda sezilarli emas. Biz ta'riflab bergan aberratsiya tasvirlari sof holda kam uchraydi va ularning A hamda θ ga bog'lanishi murakkab sistemalarda boshqacharoq ko'rinishda bo'lishi mumkin. Ta'kidlab o'tish joizki, yuqorida keltirilgan mulohazalarimiz faqat monoxromatik nurlanishga taalluqlidir. Xromatizm mavjudligi aberratsiya o'lchamlarini to'liq uzunligi funksiyasi ko'rinishiga ega bo'ladi. Masalan, aniq biror sistemada spektrning bitta sohasi uchun sferik aberratsiya boshqa sohasida saqlangan holda yo'qotilishi mumkin (sferoxromatik aberratsiya). Xromatizm shuningdek, nurlanishning turli spektral tarkibiga ega obyekt tasvirlarining siljishiga olib kelishi mumkin (vaziyat xromatizmi, kattalashtirish xromatizmi), biroq bular faqat astrometrik o'lchashlar uchun ahamiyatlidir. Uchinchi tartibdagi yana bitta geometrik aberratsiya turini, ya'ni distorsiyani ko'rib chiqaylik.

6-§. Distorsiya

Distorsiya nuqta tasvirini buzilishiga olib kelmaydi, balki u nuqtalar konfiguratsiyasini, ya'ni o'zaro vaziyatini buzadi.

Bosh o'qdan burchak θ ga chetlashgan cheksiz uzoqlashgan obyekt tasvirini beruvchi linza L ni faraz qilaylik. Tasvir optik markaz C dan $\xi' = F \lg \theta$ masofada hosil bo'lishi kerak edi, aslida tasvir

$$\xi'' = F \lg \theta (1 + E \lg^2 \theta) = F \lg \theta + E F \lg^3 \theta = \xi' + \frac{E}{F^2} \xi'^3. \quad (4.18)$$

masofada hosil bo'ldi. Ilgari burchak θ dan farqlanuvchi $\lg \theta$ tushunchasi kiritilgan edi, biz uni normal distorsiya deb ataymiz.

Sferani tekislikga proyeksiyalash bilan bog'liq geometrik mulohazalardan kelib chiqadigan fotografik astrometriya formulalarining barchasi normal distorsiyani to'liq hisobga olsa, anomal distorsiyani umuman hisoblash imkoni yo'q, chunki u turli optik sistemalarda nafaqat koeffitsiyent qiymati E jihatidan, balki ishoralari ham ($E \geq 0$) turlicha bo'ladi. Kichik maydonlarda, masalan normal astrograflarning $2^\circ \times 2^\circ$ maydonlarida distorsiya sezilarli emas, biroq uni bartaraf etishning maxsus choralari ko'rilmasa $5^\circ \times 5^\circ$ va undan katta maydonga ega keng burchakli astrograf obyektivlarida distorsiya ancha kuchli bo'lishi mumkin. Zonal astrograf ($D = 160$ mm, $F = 206$ sm, maydon $5^\circ \times 5^\circ$) yoki AFR-1 asboblarida ($D = 240$ mm, $F = 230$ sm, maydon $6^\circ \times 6^\circ$) o'rnatilgan Ross turidagi simmetrik astrografik obyektivlar distorsiyasi deyarli nolga teng. Bunday murakkab sistemalarda distorsiya aynan $\sim \theta^3$ qonuniyatga bo'ysunmasligi mumkin, unda uning tadqiqi ancha qiyinlashadi. Fokal teleskopik sistemalarda obyektiv distorsiyasi uncha katta bo'lmaydi, chunki ularda burchak θ katta emas; okulyar kattagina distorsiyani kiritishi mumkin, lekin u unchalik xavfli emas, chunki undagi distorsiya bir vaqtning o'zida ham tasvirni, ham mikrometr ipini buzadi.

Nazorat savollari va mashqlar

1. Sferik aberratsiya nima va u qanday bartaraf etilishi mumkin?
2. Xromatik aberratsiya nima va u qanday bartaraf etilishi mumkin?
3. Shmidtning korreksiyalovchi plastinkasi va uning ishlash tamoyili nimadan iborat?
4. Obyektivning normal distorsiyasi nima?
5. Koma kelib chiqish sabablari nimadan iborat?
6. Distorsiya nima va uning kelib chiqish sabablarini so'zlab bering.
7. Astigmatizm nima va u qanday bartaraf etiladi?
8. Difraksion halqa nima va u teleskopning ajrataolish kuchiga qanday ta'sir etadi?
9. Difraksiya hodisasi teleskopda qanday kuzatiladi?
10. Optik o'qdan tashqari aberratsiyalar haqida gapirib bering.

11. Agar universal asbob yoki teodolit quvurini avval Yerdagi predmetga qaratib, undan so'ng quvurni vertikal o'q atrofida 180° ga burib, yana predmetga qaratilsa, unda vertikal doiradagi mos keluvchi hisoblanishlarning yarim yig'indisi quvur zenitga qaratilgandek natijani berishini («zenit o'rni»), bu hisoblanishlarning yarim ayirmalari esa predmetning zenit masofasini berishini isbotlang.

12. Optik asbob uchun bosh fokus masofalari F_1 va F_2 bo'lgan ikkita yig'uvchi linza bir-biriga zich qilib qo'yildi. Hosil bo'lgan tizimning bosh fokus masofasi F nimaga teng?

13. Oq nur sinish burchagi 60° bo'lgan kronglasli prizma tushmoqda. Qizil va binafsha ranglar uchun sinish ko'rsatgichlari $n_q=1,524$ va $n_b=1,543$. Binafsha nur minimal og'ish bilan o'tmoqda; prizmadan chiqishda ikkala nur o'zaro qanday burchak δ ni tashkil etmoqda? Agar bu prizmani fokus masofasi 57 sm bo'lgan fotografik kamera oldiga joylashtirilsa, qizil rangdan binafshagacha plastinkadagi yulduz spektrining uzunligi nimaga teng bo'ladi?

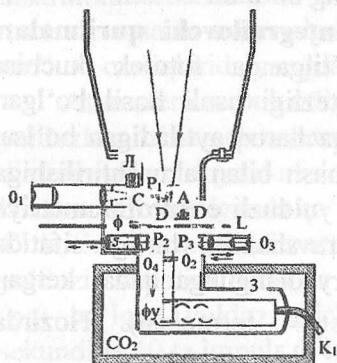
14. Nyuton teleskopidagi botiq ko'zguning fokus masofasi $F=60$ sm ga teng. Kuzatilayotgan narsaning uzoqligi $f=500$ m. Savol: a) tasvir o'qdan $c=15$ sm masofada joylashishi uchun kichik yassi ko'zguni quvur o'qining qaysi nuqtasiga joylashtirish lozim bo'ladi? b) hosil bo'ladigan kichraytirish nimaga teng? d) eng yaxshi ko'rish masofasi $S=24$ sm bo'lganda kichik tasvirni fokus masofasi $f=30$ sm bo'lgan linza orqali qaralganda kattalashtirish nimaga teng?

5-bob. AMALIY ASTROFIZIKANING TADQIQOT USULLARI

1-§. Fotoelektrik fotometriya

Aniqligi bobida fotoelektrik fotometriyaga teng keladigan boshqa usul yo'q. Hozirda elektron jarayonlarni boshqarishdagi erishilgan muvaffaqiyatlari tufayli astronomiyada fotoelektrik usullaridan foydalanish vizual va fotografik usullaridan murakkab emas. Aytib o'tish mumkinki, hozirda elektrofotometr astronomiyada asosiy fotometrik asboblardan biriga aylandi. Zamonaviy yulduzli elektrofotometrlar odatda fotoelektron ko'paytirgichlar (FEK) asosida yig'iladi, ulardan chiqqan fototok o'zgarmas yoki o'zgaruvchan tok kuchaytirgichlari yordamida kuchaytiriladi.

Birinchi holda ko'priksimon sxemalar yoki differensial kuchaytirgichlar qo'llanishi mumkin. O'zgarmas tok kuchaytirgichlarining bartaraf etilishi qiyin bo'lgan nuqsonlaridan biri – "nolning dreyfi", ya'ni fototok bo'lmagan paytda kuchaytirgichda muvozanat astasekinlik bilan buzilib borishidir.



41-rasm. Yulduzlar nurini o'lchovchi elektrofotometr tuzilishi sxemasi.

Kuchaytirgich ham imkon qadar kichik o'tkazish polosasiga ega

O'zgaruvchan tok kuchaytirgichlaridan foydalanish uchun FEKdan chiqqan fototok biror usul bilan muayyan chastota bilan modulyatsiyalanadi. Yulduzli elektrofotometrda signalni modulatsiya qilish uchun fokal tekislikga yaqin joyda teshikchalarga ega tez aylanadigan disk o'rnatiladi, teshiklar orasidagi joylar elektrofotometrga tushayotgan yorug'likni ma'lum chastota bilan to'sib o'tadi va agar disk sinxron motordan aylantirilayotgan bo'lsa, bu chastota yetarlicha o'zgarmas bo'ladi.

bo'lishi va taxminan ana shu chastotada ishlaydigan qilib quriladi. Kuchaytirilgan o'zgaruvchan tok chiqishida detektorlanadi va yozuv yoki hisoblagich apparatga uzatiladi.

Infraqizil sohada ($2 - 5 \mu$) o'lchashlarda yorug'lik oqimi modulatsiyalanishi shart, chunki bu yerda qabul qilgichlar sifatida kuchli shovqin toklarni beruvchi fotoqarshiliklar (masalan, PbS_2) yoki ventilli fotoelementlar (masalan, $InSb$) ishlatiladi, modulatsiya qilinganda bu shovqinlar bartaraf etiladi. Shovqinlarni kamaytirish maqsadida qabul qilgichlar suyuq azot ($-196^\circ C$) va hatto suyuq geliy ($-269^\circ C$) haroratigacha kuchli sovutiladigan uyachalarga joylashtiriladi. Ammo bunda yana bitta mushkullik paydo bo'ladi, yorug'lik oqimining mexanik uzgichi o'zi $0 - +20^\circ C$ haroratda bo'lganligi va yorug'lik oqimiga ta'sir o'tkazishi tufayli $2 - 5 \mu$ sohada eng yorqin yulduzlardan keladigan energiyasidan ham ko'proq nurlantiradi.

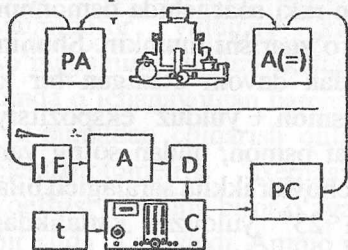
Shuning uchun bunday fotometrlarda yorug'lik oqimining modulatsiyasi boshqacharoq yo'sinda amalga oshiriladi. Uzgich ko'zguli qilib tayyorlanadi, uning orqasida esa, unga parallel ko'zgu o'rnatiladi. Uzgich yulduzdan kelayotgan oqimni yo'naltirgan paytda, uning orasida ko'zgu osmonning qo'shni sohasidagi nurlanishni yo'naltiradi. Ikkala holdagi qabul qilgichning reaksiyasining farqi yulduz nurlanishiga reaksiyasiga teng bo'ladi.

Yulduz elektrofotometriyasida integrallovchi qurilmalar.

Chegaraviy zaif obyektlarga o'tilganda fototok kuchini o'lchash, ya'ni fotoelektronlar o'tish tezligi usuli hosil bo'lgan fotoelektronlar sonini o'lchashga, boshqacharoq aytiladigan bo'lsa, vaqt birligida zaryad to'planishini o'lchash bilan almashtirilishiga o'tish lozim. Aslida aynan shu usuldan yulduzli elektrofotometriya boshlangandi, u paytlari yulduzning ravshanligi birligi sifatida elektrometr ma'lum potentsialgacha zaryadlangunga qadar ketgan vaqt xizmat qilgandi ($m_1 - m_2 = \Delta m = 2,5 \lg \frac{t_1}{t_2}$ formulasi). Hozirda

boshqacharoq usul, ya'ni fotonlar yutilishi tufayli hosil bo'ladigan impulslarni sanash usuli qo'llanilmoqda. Manba o'ta zaif bo'lganda, alohida fotoelektronlarni avtomatik sanagichlar yordamida sanash mumkin. Bunday qurilma fotonlar sanagichi deb nomlanadi.

Fotonlar sanagichi. Bunday asbobning asosini kontrol okulyar, yorug'lik saralagichlari, fotoko'paytirgichlarga ega yulduzli elektrofotometr tashkil etadi. U katta reflektorning birlamchi yoki Nyutoncha fokusida o'rnatiladi. Yorqin obyektlarni fotometrlashda fototokni oddiy kuchaytirish va kuchaytirgichdan so'ng yozuv uskunasi qo'llaniladi.



42-rasm. Fotonlar sanagichi blok sxemasi.

Zaif obyektlarni fotometrlashda elektrofotometrni *FEK* katodidan o'tilib chiqadigan fotoelektronlarni sanashini amalga oshiradigan bloklarning butun bir qator tizimiga ulanadi. Har bir fotoelektrondan *FEK* chiqishida taxminan 10^6 elektronlar paydo bo'ladi, ulardan hosil bo'lgan impuls dastlabki kuchaytirish blokiga tushadi. Ancha

kuchaytirilgan impuls kabel orqali boshqa binoda joylashgan statsionar o'rnatmaga uzatilishi mumkin. U yerda impuls shaklini qisqa chaqnoq va davomiyligi 1 mikrosekundiga teng qiluvchi maxsus blokga tushadi, taxminan 20 v kuchlanishgacha kuchaytiriladi. Undan so'ng impuls termoelektronlar tufayli hosil bo'ladigan kichik amplitudali impulslarni o'tkazmaydigan diskriminatoridan o'tadi. Diskriminatoridan o'tgan barcha impulslar maxsus sanash sxemasiga tushadi, unda ko'rsatgichlar vaqtning ma'lum oraliqlarida yangilanib turadi.

Atmosfera turbulentligi tufayli tasvir noturg'un bo'ladi, bu esa yulduzlarni fotometrlashda yulduzning difraksion diskidan kattaroq diafragmadan foydalanishga majbur etadi. 5-metrli reflektorda kuzatuv olib borilganda qo'yiladigan diafragmaning diametri kamida 4" bo'ladi; bunday diametrli diafragma orqali osmonning integral yulduziy kattaligi $19^m,4$ ga teng. Shu reflektorda ko'k filtr orqali 23^m (pg) bo'lgan yulduz o'lchalganda fotonlar sanagichi osmondan sekundiga 40 ta impuls, 4 impuls – qorong'ulik emissiyasi tufayli va faqatgina 1 impuls yulduzdan sanaydi. Bir sekund davom etgan sanash, ravshanki, xato bo'lishi mumkin. Bunday ahvolda $\pm \sigma_m$ xatolik bilan faqat yulduz hosil qilgan fotoelektronlarni sanash uchun

τ "ekspozitsiya vaqti"ni sarflash lozim bo'ladi, u $\tau_{sek} = \frac{2,34\alpha}{n\sigma_m^2}$

formuladan aniqlanadi, bu yerda, $\alpha \gg 1$. $\sigma_m = 10\%$ $N = 44$, $n = 1$ bo'lganda vaqt 4000 sekundga yoki 1,1 soatga teng. Yulduz fotonlarini "osmon + yulduz" fotonlaridan ajratib olish uchun fotometrni "sof" osmonga ham qaratib turish kerak bo'ladi, bu amalga ham 1,1 soat sarflanadi. Ammo ikki soat ichida osmonning shaffofligi ham, yorqinligi ham kuchli o'zgarishi mumkin. Shuning uchun jarayonni ko'psonli galma-galdan davom etadigan bir xil amallarga maydalanadi: 100 sekund "osmon + yulduz" ekspozitsiya qilinadi, undan so'ng 100 sekund faqat osmon, undan so'ng yana "osmon + yulduz", jami 400 marta. O'lchovlar ikkita saralagich bilan olib borilishi lozim bo'lgani uchun 23^m yulduziy kattalikdagi yulduzni fotometrlash uchun butun tun o'tib ketadi. 5-metrlil teleskopda bu usulda 14^m dan yorqinroq yulduzlarni o'lchab bo'lmaydi, chunki sanagichning ajrataolish kuchi yetmaydi.

2-§. Elektrofotometriyada oqimlar yoki yoritilganliklarni o'lchash

Faqat chegaraviy zaif obyektlarni fotometrlashda yoki topishda elektrofotometriya, fotografik usuli singari, effektlarni to'plashdan foydalanadi. Oddiy sharoitlarda elektrofotometrik usul vizualga o'xshash, chunki ikkala holda ham yorug'lik qabul qilgichiga, ya'ni fotokatodga yoki ko'zning to'rpardasiga tushayotgan oqimning oniy qiymati o'lchanadi. Ko'lam obyektini qabul qilishida ko'z va fotografik plastinka uchun muhimi to'rpardaning yoki fotoemulsiyaning yoritilganligi muhim bo'lib qoladi. Aksincha, elektrofotometrda fotoeffekt faqatgina fotokatodga tushayotgan yorug'lik oqimining kattaligi bilan belgilanadi, bu esa nuqtaviy va ko'lam obyektlarni bevosita taqqoslashga imkon beradi. Ammo teleskopdagi obyektiv yoki ko'zguning o'zgarmas o'lchamlarida oqimlar yoritilganliklarga proporsionaldir, bu o'z navbatida yulduziy kattalik tushunchasini oqimlarga ham tatbiq etishga imkon beradi. Elektrofotometriyada oqimlar o'lchalishi haqida gapirish rusm bo'lgan.

Elektrofotometrik o'lchashlarning reduksiyasi.

$\Delta m = m_2 - m_1 = 2,5 \lg \frac{i_1 - i_r}{i_2 - i_r}$ formulasi ikkita yulduzning yulduziy

kattaliklarini fototoklarga binoan taqqoslash mumkinligini ko'rsatadi. FEK va kuchaytirg'ichning noturg'un ishlashlarining turli sabablariga ko'ra, bu formulani o'lchalayotgan yulduz va radioaktiv lyuminofor yulduziy kattaliklarining ayirmalariga qo'llab, so'nggisining yulduziy kattaligini nolga teng deb qabul qilish va shu tunda o'lchanayotgan barcha yulduzlarning ravshanliklarini ana shu nol-punktdan chiqarish qulaydir. Buning qulay tomoni shundaki, elektrofotometrik sxemasidagi sezgirlik yoki kuchaytirish koeffitsiyentining biror o'zgarishi yulduzga ham, lyuminoforga ham bir xilda ta'sir etadi. Ammo yana bir muhim omil, u ham bo'lsa, Yer atmosferasida yorug'likning zaiflashishi hisobga olinishi zarurdir.

Atmosfera ekstinksiyasini hisobga olish. Bitta elektrofo-tometrik taqqoslashning aniqligi $0^m,005$ ga yetadi, shuning uchun yorug'likning atmosferada so'nishini hisobga olganda uning aniqligi $0^m,001$ dan kam bo'lmasligi lozim. Vizual va fotografik fotometriya usullari ko'rib chiqilayotganda bu muammoga duch kelinmagandi.

Avval ko'rib chiqqanimizdek, Yer atmosferasining shaffoflik koeffitsiyenti o'tayotgan nurlanishning to'lqin uzunligiga bog'liq edi. Tabiiyki, qizil va oq yulduzlar uchun atmosfera tashqarisiga reduksiyasi, garchi ular osmonda yonma-yon joylashgan bo'lsalarda, turlicha bo'ladi. (4.11) va (4.12) formulalarga binoan, bu reduksiyaning qiymati $-2,5 F(z) \lg p$ ga teng, bu yerda, p ga yulduzning rang ko'rsatkichi S ning funksiyasi sifatida qaralmog'i lozim. Moment t dagi zenit masofa z da kuzatilayotgan yulduziy kattalikni $m(z, t)$ orqali, xuddi shu yulduzning atmosferadan tashqari holdagi yulduziy kattaligini m^0 orqali, t momentida S rang ko'rsatkichga ega yulduzning $2,5 \lg p$ qiymatini $\alpha(t, C)$ orqali belgilaylik. Unda ikkita taqqoslanayotgan 1 va 2 yulduz uchun quyidagilarni olamiz:

$$m_1^0 = m_1(z_1, t_1) - \alpha(t_1, C_1) F(z_1), \quad (5.1)$$

$$m_2^0 = m_2(z_2, t_2) - \alpha(t_2, C_2) F(z_2). \quad (5.2)$$

Bu kattaliklarining ayirmalarini hosil qilamiz:

$$\Delta m^0 = m_1^0 - m_2^0 = m_1(z_1, t_1) - m_2(z_2, t_2) - [\alpha(t_1, C_1) F(z_1) - \alpha(t_2, C_2) F(z_2)]. \quad (5.3)$$

Birinchi ayirma o'lchashlardan kelib chiqadi. Ikkinchi ayirmadan, u ancha murakkab bo'lganligi sababli, to'liq ko'rinishda foydalanib bo'lmaydi. Atmosfera shaffofligi bir necha soat davomida o'zgarib, shuningdek, funksiya α rang ko'rsatkichi S ga nisbatan chiziqliydir, deb taxmin qilishga to'g'ri keladi:

$$\alpha(t, C_2) - \alpha(t, C_1) + \gamma \Delta C, \quad (5.4)$$

bu yerda, $\Delta S = S_2 - S_1$.

$F(z_1) - F(z_2)$ ayirmalarini $\Delta F(z)$ orqali belgilab, (5.3) formulani quyidagicha qayta yozib chiqishimiz mumkin:

$$\Delta m^0 = m_1(z_1, t_1) - m_2(z_2, t_2) - \alpha(t_1, C_1) \Delta F(z) + \gamma \Delta C F(z_2). \quad (5.5)$$

Shunday qilib, agar funksiya α va kattalik γ ma'lum bo'lsa, axtarilayotgan ikkita obyektning atmosferadan tashqari yulduziy kattaliklari ayirmalari Δm^0 topilishi mumkin. γ unchalik katta bo'lmagani uchun ΔS ning qiymati taqribiy aniqlanadi. Funksiya α (S_1) ni topish uchun zenit masofa o'zgarib turganda yulduz 1 ning lyuminoforga nisbatan yulduziy kattaligi o'lchanadi. Fotometrik o'lchashlarning yuqori aniqligi α ning kattaligini $F(z)$ kichik o'zgarishlaridayoq, ya'ni kichik muddatda, agar bu vaqt ichida p qiymati o'zgaruvchan bo'lsa, aniqlashga imkon beradi. Yulduzlarning katta sonini qamrab olgan fotometrik katalog tuzishda esa kuzatuv dasturida yuqori aniqlikda m^0 kattaliklari maxsus tanlangan oq va qizil yulduzlarning qandaydir miqdori bo'lishi shart. Ikkala turdagi yulduzlarda α kattaligini taqqoslashdan γ kattaligini aniqlashga imkon beradi. Agar o'zgaruvchan yulduz biror tayanch yulduzga nisbatan bir necha marotaba taqqoslanayotgan bo'lsa, bu yulduzning rangi o'zgaruvchan yulduznikidek bo'lishi talab etiladi. Agar bunday tayanch yulduzni tanlab olish imkoni bo'lmasa, o'zgaruvchan yulduzning rangiga o'xshash osmonning shu sohasida boshqa yulduz tanlab olinadi va uni vaqt-vaqti bilan $\alpha(z, C_2)$ ni topish uchun kuzatilib turiladi. Misol tariqasida turli zenit masofalarda $A0$ spektral sinfidagi yulduzdan $K0$ ga o'tishda va $\gamma = 0,12$ qiymatida yorug'likning yutilishi kattaligi o'zgarishi berilgan:

$z =$	0°	20°	40°	50°	60°	70°
$\gamma \Delta C F(z) =$	$0^\circ,072$	$0,076$	$0,094$	$0,114$	$0,144$	$0,210$

γ ning 0,01 ga o'zgarishida keltirilgan sonlar $\frac{1}{2}$ ga o'zgaradi, ya'ni hatto $z = 0^\circ$ da ham o'zgarishi elektrofotometrik o'lchashning aniqligi $0^m,005$ dan oshib ketadi.

Bundan, yulduziy kattaliklarining elektrofotometrik katalogini tuzish nihoyatda murakkab ish ekanligi va a'lo darajadagi atmosfera sharoitlarini talab etilishi ko'rinib turibdi. Aynan ana shu qiyinchiliklar tufayli uzoq davom etgan vaqtgacha fotoeffekt nisbiy elektrofotometrik o'lchashlarda, o'zgaruvchan yulduzlar ravshanligini o'rganishda yoki rang ko'rsatkichlarini aniqlashda qo'llanilib kelingan. Fotokatodning spektral sezgirligi na fotoemulsiya sezgirligiga, na ko'z sezgirligiga mos tushmaganligi uchun fotoelektrik (p) yulduziy kattaliklar P_g va P_v larni IP_g va IP_v ga yorug'lik saralagichlari yordamida moslashtiriladi.

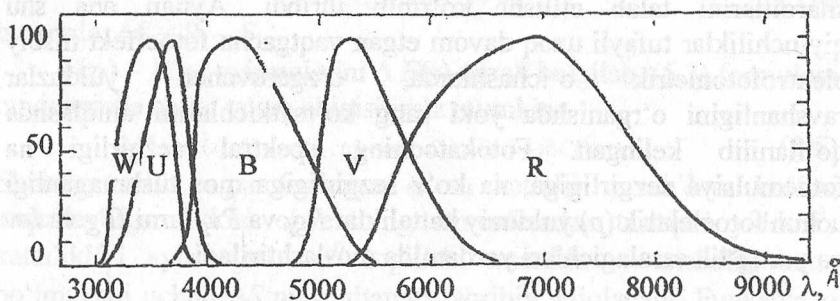
3-§. U, B, V tizim

1950-yilda xalqaro kelishuvlaridan tashqari mutaxassislarning bir guruhi yulduziy kattaliklarining fotoelektrik tizimi asosi sifatida Stebbins, Uitford va Jonsonlar tomonidan aniqlangan Shimoliy Qutbiy Qatordagi to'qqizta yulduzning yulduziy kattaliklarini qabul qildilar. Bu kattaliklar jadvaldagi P va V qatorlarida berilgan. Bu yerda fotoelektrik rang ko'rsatkichlari $C_p = P - V$ ham keltirilgan.

Shimoliy Qutbiy Qator (NPS) dagi standart yulduzlarning (P, V) va (B, V) tizimlaridagi fotoelektrik yulduziy kattaliklari

NPS	6	2r	10	4r	13	8r	16	19	12r
P	$7^m,15$	$7^m,90$	$9^m,17$	$9^m,24$	$10^m,5$ 1	$11^m,4$ 2	$11^m,5$ 6	$12^m,6$ 7	$13^m,7$ 9
C_p	+0,06	+1,57	+0,12	+1,02	+0,24	+1,02	+0,32	+0,41	+1,27
V	7,09	6,33	9,05	8,22	10,27	10,40	11,24	12,36	12,52
B	7,29	7,95	9,34	9,29	10,61	11,49	11,68	12,78	13,84
$B - V$	+0,18	+1,57	+0,28	+1,06	+0,34	+1,09	+0,48	+0,56	+1,34
V	7,11	66,38	9,06	8,23	10,27	10,40	11,20	12,22	12,50
$U - B$	+0,08	+1,79	+0,04	+1,00	+0,25	+0,86	+0,07	+0,13	—

Ushbu P va V kattaliklariga tayangan holda Eggen shimoliy va janubiy yarimsharliklarida 833 ta yulduzning yulduziy kattaliklarini aniqladi. P va V kattaliklari uchun erishilgan aniqlik $\pm 0^m,018$ ga, mustaqil aniqlangan $P - V$ ayirmalari uchun esa $\pm 0^m,008$ ga erishilgan.



43-rasm. Fotometrik sistemalar reaksiyasi egri chiziqlari.

Aytib o'tish joizki, Jonson olib borgan tadqiqotlar IP_g va IP_v tizimda ham, P , V tizimda ham noaniqlik elementi mavjud, u yulduzning $\lambda < 3800 \text{ Å}$ spektr sohasidagi ultrabinafsha nurlanishi ishlatilmasligi tufayli kelib chiqadi. Spektrning bu sohasida yulduzlarning nurlanishi o'ziga xos xususiyatlariga ega, ammo bu xususiyat ayrim yulduzlarda kuzatilsa, boshqalarida kuzatilmaydi (Balmercha sakrash).

Jonson yulduziy kattaliklarining fotoelektrik standartlarini o'rnatilishida $\lambda < 3800 \text{ Å}$ nurlanishidan ko'k yorug'lik saralagichdan foydalanish orqali voz kechishni taklif qildi. Bu yo'l bilan B (blue – ko'k) yulduziy kattaliklar tizimi hosil qilinadi. Ammo asosiysi sifatida vizual sohadagi fotovizual kattaliklar tizimi qo'llanilishi tavsiya etiladi. Ana shunday tarzda V kattaliklar tizimi yuzaga keldi, B ko'k kattaliklar va kolorimetrik usul bilan o'lchangan rang ko'rsatkichlar $B - V$ esa, $B = V + (B - V)$ formulasidan topiladi. Jonsonning V tizimi IP_v tizimiga deyarli mos tushadi, bu quyidagi formuladan ko'rinib turibdi:

$$V = IP_v + 0^m,000 + 0^m,002 (B - V), \quad (5.6)$$

u umumiy yulduzlarning yulduziy kattaliklari taqqoslanishidan olingan. Rang ko'rsatkichi $B - V$ ga kelsak, Jonson Morgan bilan

birgalikda oq A0 yulduzlar uchun rang ko'rsatkichi nolga tengligi eskicha shartini tiklashdi:

$$B - V = 0. \quad (5.7)$$

Bu shart $C = IP_g - IP_v$ xalqaro rang ko'rsatkich tizimida yo'qotilgandi. Jadvalda V va V qiymatlari taqqoslanganda kattaliklarning fotovizual tizimi moslashganligini ko'ramiz, ammo B va P lar taqqoslanganda bu narsa kuzatilmaydi. Shart (5.7) va B tizimida $\lambda < 3800 \text{ \AA}$ nurlanishidan voz kechilishi $B - V$ tizim rang ko'rsatkichlarining internatsional tizimi bilan moslashmaganligiga olib keladi. Bu yerda,

$$C = -0^m,18 + 1^m,09 (B - V) \quad (5.8)$$

munosabat o'rinlidir.

Yulduzning ultrabinafsha nurlanishi o'zi alohida ahamiyatga ega bo'lganligi uchun Jonson va Morganlar yulduzlar nurlanishini ko'k va binafsha (U) saralagichlar bilan ham taqqoslashni o'tkazdilar, bu $U - B$ "ultrabinafsha rang ko'rsatkichlari" yuzaga kelishiga olib keldi; A0 sinfdagi oq yulduzlar uchun:

$$U - B = 0. \quad (5.9)$$

Kattaliklar $U - B$ jadvalning oxirgi qatorida taqqoslash uchun keltirilgan.

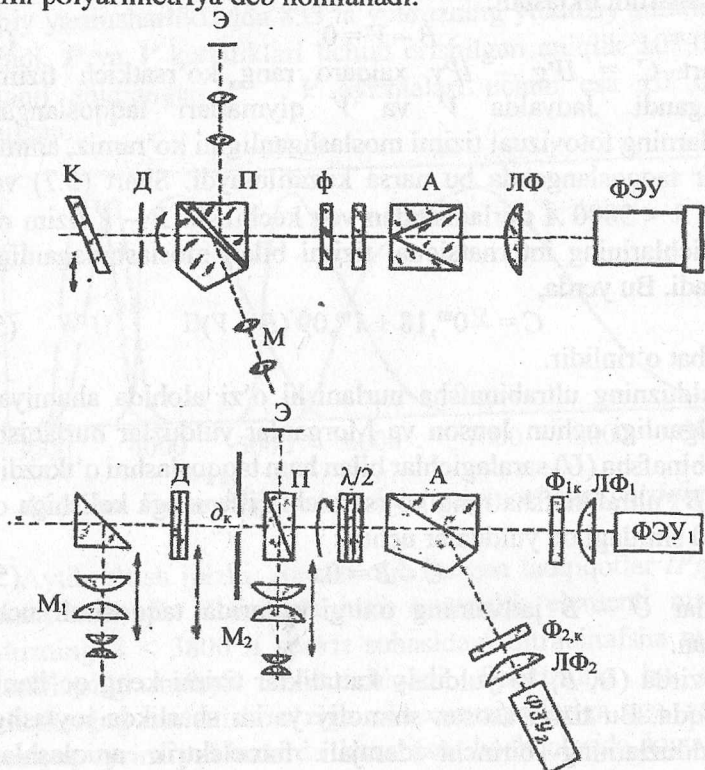
Hozirda (U , B , V) yulduziy kattaliklar tizimi keng qo'llanilib kelinmoqda. Bu tizim asosan shimoliy yarim sharlikda joylashgan 400 yulduzlarning birinchi darajali fotoelektrik aniqlashlarga asoslangan. Ushbu yulduzlar uchun V , $B - V$, $U - B$ kattaliklar katalogi 1955-yilda e'lon qilingan.

Katalogdagi kattaliklarning ehtimolli xatoligi V va $U - B$ uchun $\pm 0^m,02$, $B - V$ uchun xatolik ikki marta kichik.

4-§. Polyarimetriya

1949-yilda ko'pgina yulduzlarning nurlari qisman qutblanganligi aniqlandi. Sayyoralar, shuningdek, Oyning ayrim joylaridan taralayotgan yorug'ligi ham qutblanishga ega ekanligi aniqlangan. Quyosh toji, kometalar va zodiakal yog'duning yorug'liklari ham qutblanganligi ma'lum. Hozirda ayrim tumanliklardan kelayotgan nurlar ham qutblanganligi aniqlandi. Osmon jismlari yorug'ligi

qutblanishini o'lchashlari bilan shug'ullanadigan astrofizikaning bo'limi polyarimetriya deb nomlanadi.



44-rasm. Bir va ikki nurli elektropolyarimetrlar.

Polyarimetrik o'lchashlarning usullari bilan tanishishdan oldin masalaning fizik tomonini ko'rib chiqaylik. Tadqiq qilinayotgan yorug'lik oqimining intensivligi I bo'lsin. Umumiy holda u ikkita tashkil etuvchilardan, ya'ni qutblanmagan I_0 va chiziqliy qutblangan I_p lardan iborat. Ravshanki,

$$I = I_0 + I_p. \quad (5.10)$$

Qutblanish yo'nalishi burchak φ_0 orqali aniqlanadi, bu tebranishlarning bosh tekisligi (bunda elektr vektor tebranishlari eng katta amplitudaga erishadi) tanlangan asosiy yo'nalish bilan hosil qilgan burchakdir. Asosiy yo'nalish sifatida odatda yoritkichni soat aylanasi tekisligi qabul qilinadi; demak, φ pozitsion burchakdir.

Elektr vektor $\vec{E}$ ikkita $\vec{E}_\varphi$ va $\vec{E}_{\varphi+90^\circ}$ tashkil etuvchilariga taqsimlanishi mumkin. Nurdagi yorug'lik intensivliklari tebranish amplitudasi kvadratiga proporsional bo'lganligi uchun

$$I = I_\varphi + I_{\varphi+90^\circ} \quad (5.11)$$

deb yozishimiz mumkin, bu yerda,

$$I_\varphi = \frac{I_0}{2} + I_p \cos(\varphi - \varphi_0), \quad I_{\varphi+90^\circ} = \frac{I_0}{2} + I_p \sin^2(\varphi - \varphi_0). \quad (5.12)$$

$\varphi = \varphi_0$ bo'lgan xususiy hol uchun

$$I_{\varphi_0} = I_{\max} = \frac{I_0}{2} + I_p, \quad I_{\varphi_0+90^\circ} = I_{\min} = \frac{I_0}{2}. \quad (5.13)$$

Yorug'likning qutblanish darajasi yoki sodda qilib, qutblanish deb

$$P = \frac{I_p}{I} = \frac{I_p}{I_0 + I_p} \quad (5.14)$$

kattalikni nomlaylik. U odatda foizlarda ifodalanadi:

$$p\% = 100 P. \quad (5.15)$$

(5.13) formula yordamida qutblanishni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (5.16)$$

Aytilganlardan qutblanishni aniqlashning usuli kelib chiqadi: o'rganilayotgan yorug'lik dastasida analizator (polyaroid, Nikol prizmasi yoki shunga o'xshash narsa) aylantiriladi, maksimal va minimal yorug'lik oqimini o'lchashadi, $I_{\max}$ va $I_{\min}$ erishiladigan analizatorning vaziyatlari qayd etiladi, mana shular φ_0 va $\varphi_0 + 90^\circ$ yo'nalishlarni beradi.

Astrofizik o'lchashlarda ko'pincha

$$\Delta m_p = 2,5 \lg \frac{I_{\max}}{I_{\min}} \quad (5.17)$$

kattalik axtariladi, u R kattalik bilan quyidagi tenglik bilan bog'langan:

$$P = \lg 0,46 \Delta m_p. \quad (5.18)$$

Odatda $\Delta m_p < 0,1$, shuning uchun taqribiy ifodadan foydalanish mumkin:

$$P = 0,46 \Delta m_p. \quad (5.19)$$

Agar analizator sifatida Vollaston prizmasidan foydalanilsa, nur perpendikular tekisliklarda qutblangan ikkita tashkil etuvchi I^0 va I^π

larga taqsimlanadi, unda ulardagi intensivliklar ayirmalarini o'lashash imkoni tug'iladi:

$$\Delta I = I^0 - I^e = I_p \cos 2(\varphi - \varphi_0). \quad (5.20)$$

I_p va φ_0 larni topish uchun o'lashashlarni analizatorning bir-biridan 60° ga farqlanuvchi uchta vaziyatida o'tkazish kifoya. Haqiqatan ham, bu uchta vaziyat uchun (5.20) formulaga binoan:

$$I_1 = \frac{1}{2}[I_0 + I_p + I_p \cos 2(\varphi_1 - \varphi_0)] = \frac{1}{2}I_0 + I_p \cos^2(\varphi_1 - \varphi_0),$$

$$I_2 = \frac{1}{2}(I_0 + I_p + I_p \cos[2(\varphi_1 - \varphi_0) + 120^\circ]) = \frac{1}{2}I_0 + I_p \cos^2(\varphi_1 + 60^\circ - \varphi_0),$$

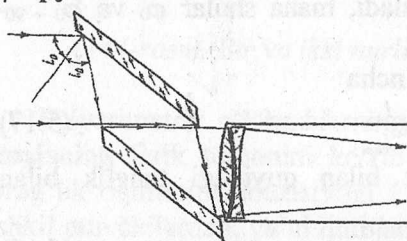
$$I_3 = \frac{1}{2}(I_0 + I_p + I_p \cos[2(\varphi_1 - \varphi_0) + 240^\circ]) = \frac{1}{2}I_0 + I_p \cos^2(\varphi_1 + 120^\circ - \varphi_0),$$

bo'ladi. Trigonometrik o'zgartirishlar Fesenkovning formulalariga olib keladi:

$$P = 2 \frac{\sqrt{(I_1 - I_2)I_1 + (I_2 - I_3)I_2 + (I_3 - I_1)I_3}}{I_1 + I_2 + I_3}, \quad (5.21)$$

$$\operatorname{tg} 2(\varphi_0 - \varphi_1) = \sqrt{3} \frac{I_2 - I_3}{2I_1 - I_2 - I_3}. \quad (5.22)$$

Bu formulalardan ishonchli natijalarni olish uchun juda yuqori darajadagi o'lashashlar o'tkazish lozimdir. Kichikroq aniqlanishlarda o'lashashlarni ko'p pozitsion burchaklarda olib borish kerak, undan so'ng kuzatilayotgan nuqtalar orqali sinusoida o'tkaziladi, uning amplitudasi topiladi va ΔI larda nol yoki maksimumga erishiladigan φ qiymatlari olinadi.



45-rasm. Marblit ko'zgusini polarizatsion o'rnatish.

bir necha mingdan ulushigacha) aniqlikda o'lashashga imkon beradi. Polarimetrlardan foydalanish sohasi sayyoralar va Oydir.

Yulduzlar yorug'ligi qutblanishini o'lashash uchun fotografik usul qulayroq. Yakka-yakka aniqlashlarda berilgan yulduz nurida teleskopning kirish tirqishi tasvirga tushiriladi. Fotoplastinka oldiga

O'lashashlarni vizual, fotografik yoki fotoelektrik usulda olib borish mumkin. Vizual kuzatuvlar uchun polyariskop yoki polyarimetr deb nomlanuvchi asboblardan foydalaniladi. Eng yaxshi polyarimetrlardan Lio polyarimetridir, u R kattaliklarni bir necha promillegacha (ya'ni

aylanadigan polyaroid yoki boshqa analizator qo'yiladi. Yulduzlar yoki Oy, tumanliklar, sayyoralar kabi ko'lamli obyektlarning yorug'ligi qutblanishini ko'psonli aniqlashlarida fotoplastinka kameraning fokusida joylashtiriladi, uning oldida esa, analizator qo'yiladi. Quyosh toji, Oy kabi yorqin obyektlar qutblanishini aniqlashda analizator sifatida kamera obyektivi oldiga qo'yiladigan qora (marblit) shishadan tayyorlangan ko'zgudan foydalanish mumkin. Zaif obyektlar uchun marblit shishadan foydalanib bo'lmaydi, chunki uning akslanish koeffitsiyenti ancha kichik (taxminan 7%).

Qutblanishni o'lchashning eng aniq usuli fotoelektrik usuldir. Buning uchun fotoko'paytirgich oldiga analizator joylashtirilishi mumkin bo'lgan ixtiyoriy elektrofotometrda foydalanish mumkin. Analizatorni yorug'lik dastasi o'qining atrofida aylantirgan holda fototoklar o'lchanadi. Nisbatan aniqroq natijalar maxsus qurilgan elektrofotometrlardan olinadi. Qutblanishning to'liq xarakteristikasini beruvchi turli polyarimetrlar mavjud. Ular odatda murakkab elektron qurilmalardir.

5-§. Spektrofotometriya

Asosiy spektrofotometrik masala osmon yoritkichi spektrining tor yoki keng sohasidagi energiyaning to'liq uzunliklar bo'yicha taqsimotini topishdan iborat bo'ladi. Spektrofotometrik kuzatuvlarining ma'lumotlari osmon jismlarining fizik xossalarini o'rganishda ayniqsa ko'p narsa beradi, ammo ular fotometrik, kolorimetrik yoki polyarimetrik ma'lumotlariga qaraganda qiyinchilik bilan qo'lga kiritiladi.

Mutlaq spektrofotometrik o'lchashlar. Spektrofotometrik aniqlashlar mutlaq yoki nisbiy bo'lishi mumkin. Birinchi holda oqim $F_{\Delta\lambda}$ yoki $F_{\Delta\nu}$ ni energetik birliklarda yoki kosmik obyektning spektrga yoyilgan tasvirining yoritilganligi spektrning yetarlicha tor $\Delta\lambda$ yoki $\Delta\nu$ sohalarida o'lchanadi. Sof holda bu masalani bolometr, radiometr yoki termoelement yordamida amalga oshirish mumkin, ammo uning uchun qo'llaniladigan qabul qilgich (detektor) kalibrlangan bo'lishi lozim, ya'ni berilgan quvvatdagi oqimda (masalan, erg/sek yoki vt da) ularning ko'rsatkichi birliklar

shkalasiga qanchalik mos kelishi ma'lum bo'lishi kerak. Bunda osmon jism spektrida energiya taqsimotini o'rganish uchun faqatgina detektorning kalibrovkasi yetarli bo'lmaydi, chunki kelayotgan nuriy energiya dastasi teleskopga yetmasdanoq, to'liq uzunliklariga bog'langan holda birmuncha o'zgarishlarga duch keladi.

Absolyut spektrofotometriyada, shuningdek, vizual, fotoelektrik va fotografik usullardan foydalanish ham mumkin. Bu — nurlanishni qabul qilgichining selektivligini, ya'ni spektral sezgirligining o'zgaruvchanligini inobatga oluvchi geteroxrom fotometriya usullaridir. Haqiqatan ham, ma'lum mashqlar bajarilgandan so'ng ko'z yordamida spektrning turli sohalari, masalan, yashil va sariq sohalarining yorqinliklarini taqqoslash mumkin bo'ladi, ammo bunda yorqinliklarining tengligi ushbu sohalarining energetik yorqinligi ham teng degan ma'no kelib chiqmaydi, chunki ko'z yashil rangli nurga ko'proq sezgirdir.

Shuning uchun nurlanishni qabul qiluvchi detektorlarni har bir spektral oraliqda standartlashtirish yoki kalibrlash lozim bo'ladi, ya'ni teleskopning kirish tirqishiga tushgan *erg/sek* yoki *erg* larga muayyan to'liq uzunlikda qanday fotografik yoki fotoelektrik effekt mos kelishini bilishni talab etadi. Bunday masalaning hal etilishi xuddi shunday apparatura bilan spektrida energiya taqsimoti ma'lum bo'lgan manba ham kuzatilishini taqozo etadi. Natijada, bunday mutlaq o'lchashlar nisbiy o'lchashlarga aylanadi.

Nisbiy spektrofotometrik o'lchashlar. Nisbiy spektrofotometrik o'lchashlar sof holda biroz osonroq kechadi, ularda o'lchalayotgan manbaning asosiy manbaga, ya'ni taqqoslash spektriga nisbatan hosil qilayotgan oqimlari yoki yoritilganliklarining nisbatlari $F_{\lambda}^0 d\lambda : F_{\lambda}^k d\lambda$ olinadi, bunda asosiy (yuqori indeks nol) manba barcha obyektlar uchun umumiy bo'ladi. $F_{\lambda}^0 d\lambda$ ning mutlaq kattaligini bilish shart emas. Ko'rsatilgan munosabat logarifm yordamida yulduziy kattaliklar shkalasiga o'tkazilishi mumkin:

$$\Delta m_{\lambda}^{(i)} = 2,5 \lg \frac{F_{\lambda}^{(0)} d\lambda}{F_{\lambda}^{(i)} d\lambda}. \quad (5.23)$$

Ikkinchi, k -manba uchun

$$\Delta m_{\lambda}^k = 2,5 \lg \frac{F_{\lambda}^{(0)} d\lambda}{F_{\lambda}^{(k)} d\lambda}, \quad (5.24)$$

bunda i va k manbalarining ayirmalari

$$\Delta m_{\lambda}^{(k)} = \Delta m_{\lambda}^{(i)} - \Delta m_{\lambda}^{(k)} = 2,5 \lg \frac{F_{\lambda}^{(k)} d\lambda}{F_{\lambda}^{(i)} d\lambda} \quad (5.25)$$

bo'ladi.

Agar $F_{\lambda}^{(0)} d\lambda$ ning birligi mutlaq o'lchamlarida ma'lum bo'lsa, unda $\frac{F_{\lambda}^{(0)} d\lambda}{F_{\lambda}^{(0)} d\lambda}$ orqali $F_{\lambda}^{(0)} d\lambda$ ham xuddi shu o'lchamda topiladi.

Garchi fotografik va vizual kuzatuvlarida solishtirma yoritilganlik, fotoelektrik kuzatuv va issiqlik detektorlar qo'llanilganda solishtirma oqim chiqsada, spektrofotometrik o'lchashlarda chiqqan natijalarni odatda solishtirma intensivlik deb yuritiladi. Dastalarning geometrik o'lchamlari teng bo'lgan taqdirda yoritilganlik va intensivlik oqimlari ham teng bo'ladi, shuning uchun ham intensivlik atamasi qo'llaniladi.

Shunday qilib, spektral solishtirma intensivliklar I_{λ} nisbatlarini aniqlash amalidan spektrofotometrik o'lchashlar kelib chiqadi. Astrofizik amaliyotda qo'llaniladigan uslubiyat laboratoriyada qo'llaniladigan uslubiyatidan deyarli farq qilmaydi, bunda ular faqat Yer atmosferasida yorug'lik kamayishini hisobga olish bilan farqlanadi, chunki fotometriyada to'lqin uzunligi funksiyasida bo'lgan shaffoflik koeffitsiyentlarni bilishni taqozo etadi.

6-§. Kolorimetriya va ko'prangli fotometrik tizimlar.

Yulduzlarning ranglarini chamalash

Yuqorida aytilganidek, yulduzlar spektridagi energiya taqsimoti yulduz haroratining funksiyasi bo'lib, u bevosita yulduz rangi bilan bog'langan. Yorug'lik manbalarining ranglarini o'rganuvchi astrofizika bo'limi kolorimetriya deb nomlanadi. XIX asr oxiri – XX asr boshlarida yulduzning fizik holati haqida obyektiv xarakteristikalarini ko'paytirish maqsadida yulduzlarning ranglarini ko'pgina olimlar aniqlashga harakat qilishgan. Ammo rang sifatiiy tushunchadir, miqdoriy hisob-kitoblarga esa faqatgina sonli qiymatlarga ega kattaliklar kiritilishi mumkin. Buning uchun har bir rang uning ketma-ketligidagi ma'lum tartib raqam bilan ifodalanishi mumkin. Bunga misol qilib Ostxoffning ranglar shkalasini ko'rsatish mumkin, unda sof oq rang bilan sarg'ish tus izlari mavjud qizil rang orasida to'qqizta bosqich o'rnatilgan:

$0^s, 1^s, \dots, 9^s$.

Normal yulduzlarning ranglari bu ketma-ketlikga joylashaoladi. Har bir kuzatuv Ostxoffning bu shkalasini o'ziga moslashtirib olishi mumkin.

Potsdamlik kuzatuvlar *PD* katalogdagi yulduzlarni kuzatishlarida rang chamalashlarini 19 ta bosqichli shkalasi bo'yicha olib borishgan, bunda bosqichlar harfli belgilarga ega, masalan, *W* (*Weiß*), *CW* (*Gelb-Weiß*) va h.k. Bu shkala ancha notekis.

Yulduzlar rangidagi chamalashlarning subyektivligidan qutulish ehtiyoji Vilzing va V.G.Fesenkovlar tomonidan vizual astronomik kolorimetrlar yaratilishiga olib keldi.

Yulduzlar ranglarini kolorimetr orqali o'lchash juda qiyin ish va uni faqat malakali kuzatuv uddalashi mumkin. Ulardan tashqari, fotografik usullar ham mavjud, ammo hozirda ular ham o'tkazilmay qo'yildi.

Effektiv to'lqin uzunlik. Ranglarning subyektiv sezilishi qizil, yashil va ko'k ranglarga sezgir bo'lgan uch xil qabul qilgichlarning turlicha ta'sirlanishiga asoslangan. Yulduz ranglarini aniqlash ularning nurlanishlarini spektrning yetarlicha keng ikkita sohalarida taqqoslanishiga asoslangan, bunga misol sifatida rang ko'rsatkichlarini olishimiz mumkin. Ammo yulduzning rangi haqida nurlanishining bitta xarakteristikasidan, ya'ni muayyan qabul qilgichga eng effektiv ta'sir etayotgan to'lqin uzunligidan xulosa chiqarishimiz mumkin. Bu to'lqin uzunlik effektiv to'lqin uzunlik deb nomlanib, λ_{eff} yoki λ_e orqali belgilanadi.

Effektiv to'lqin uzunlikni empirik aniqlanishi quyidagichadir. Obyektiv yoki ko'zgu oldiga panjara qo'yilsa, fokusda nol tartibli tasvirdan tashqari, yulduz spektrining birinchi, ikkinchi va h.k. tartiblari ham hosil bo'ladi. Kichik dispersiyada birinchi tartibli spektrning tasviri biroz cho'zilgan to'g'ri shaklga ega. Ularni turli saralagichlar orqali ko'radigan bo'lsak, tasvirlar orasidagi masofa turlicha bo'ladi, ya'ni muayyan filtrda ko'zga eng katta ta'sir etayotgan to'lqin uzunligi λ_e ga mos ravishda, ko'k filtrda kichikroq, qizil filtrda kattaroq.

U holda mos keluvchi formulani $[s = F \tan \varphi \approx F \sin \varphi = \frac{\lambda F}{l+d}, (5.26)]$ quyidagicha qayta yozib chiqishimiz mumkin:

$$S = \frac{2\lambda_e F}{c}, \quad (5.27)$$

bu yerda, $c = l + d$ – panjara doimiysi, $S = 2s$ esa, bitta yulduzning birinchi tartibli spektrlari orasidagi o'lchangan masofa. Biroq turli spektral sinfga mansub yulduzlarning λ_e si turlicha bo'lishi lozim, chunki ulardan birlari qizil, boshqalari binafsha nurlanishga boy bo'ladi, shuning uchun fotografik plastinkada o'lchangan masofalari S turli yulduzlarniki har xil chiqadi, o'lchalgan S orqali hisoblab topilgan effektiv to'lqin uzunlik

$$\lambda_e = S \frac{c}{2F} \quad (5.28)$$

bo'ladi va u yulduzning rangini yoki ma'lum darajada uning spektral sinfini tasniflaydi.

$\frac{c}{F} = \gamma_{100}$ va $l = d$ qiymatlarini olish eng qulay, chunki bunda panjaraning tayoqchalari va ularning orasidagi masofa bir xil bo'ladi. Ammo, bunda ham o'lchangan birinchi tartibli spektrlar erkin obyektivga qaraganda $2^m,5$ ga zaiflashgan bo'ladi. Formula (5.28) obyektiv yoki ko'zguning optik o'qida joylashgan yulduz tasviriga qo'llaniladi, xuddi shu plastinkadagi boshqa obyektlarga tuzatmalar kiritilishi lozim. Kattalik S ni ayniqsa katta aniqlikda o'lchanishi lozim, chunki oddiy "ko'k" plastinkalarda A spektral sinfdagi yulduzdan K spektral sinfgacha λ_e atigi $200 - 300 \text{ \AA}$ ga o'zgaradi, bu esa, S ning atigi $40 - 60 \mu$ ga o'zgarishiga mos keladi. Plastinkada yulduzning vaziyatidan tashqari, o'lchangan λ_e lar yana ko'pgina faktorlarga, masalan, yulduz tasviri ekspozitsiyasiga, fokusirovkaga, zenit masofaga, atmosferadagi dispersiyaga hamda qo'llanilayotgan asbobga bog'liq bo'ladi. Natijada turli observatoriyalarda turli asboblarda olingan effektiv to'lqin uzunliklar tizimlari bir-biridan keskin farqlanadi, bu narsa quyidagi jadvalda yaqqol ko'rinadi:

Spektral sinf	B	A	F	G	K	M
Lik reflektorda λ_e	4232	4271	4326	4455	4512	4550
Insbruk refraktorda λ_e	4057	4141	4162	4257	4312	4330

Effektiv to'lqin uzunlikning nazariy tushunchasiga tez-tez to'qnash kelinadi. Avval optikada $q\lambda$ va atmosferada $p\lambda(z)$

qo'llanilgan o'tkazish koeffitsiyentlari belgilanishlaridan foydalanamiz, s_λ orqali nurlanishni qabul qilgich (bu yerda fotoplastinka) sezgiriligini, $E(\lambda)d\lambda$ orqali Yer atmosferasi chegarasidagi λ dan $\lambda + d\lambda$ gacha to'liq uzunliklar oralig'idagi muayyan manbadan energetik yoritilganlik kattaligini belgilaylik.

Xuddi shu to'liq uzunliklar oralig'idagi teleskopning kirish tirqishi yoritilganligi $E(\lambda) \cdot p_\lambda(z) d\lambda$ bo'ladi. Agar kirish tirqishining yuzasi S bo'lsa, vaqt birligi orasida nurlanish qabul qilgichgacha energiya $E(\lambda) p_\lambda(z) S q_\lambda d\lambda$ (oqim) yetib keladi. Nurlanish qabul qilgichi foydalangan oqimni $F(\lambda) d\lambda$ orqali belgilaylik. U quyidagiga teng bo'ladi:

$$F(\lambda) d\lambda = SE(\lambda) p_\lambda(z) q_\lambda s_\lambda d\lambda. \quad (5.29)$$

Muayyan manba ($E(\lambda) d\lambda$) ning effektiv to'liq uzunligi λ_e ni atmosfera (p_λ) va optika (q_λ) larining berilgan o'tkazuvchanligida, qabul qilgichning berilgan spektral sezgiriligi (s_λ) da to'liq uzunliklar λ larning o'rtacha salmog'i sifatida aniqlash tabiiydir, bunda salmoqlari ishlatilayotgan oqim $F(\lambda) d\lambda$ ga proporsional bo'ladi:

$$\lambda_e = \frac{\int_0^\infty \lambda F(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty F(\lambda) d\lambda}. \quad (5.30)$$

Amalda integrallash qabul qilgichning sezgiriligi s_λ noldan farq qilingan chegaralari ichida amalga oshiriladi.

Fotografiyadan foydalanilganda fotografik effekt nafaqat emulsiyaning spektral sezgiriligiga, balki xarakteristik egri chizig'i orqali aniqlanadigan zichlik D ning yoritilganlikga bog'lanishi hamda emulsiyaning ekspozitsiya vaqtiga bog'liq bo'ladi.

Yuqorida bayon etilgan effektiv to'liq uzunlik λ_e ni empirik aniqlash usuliga binoan uning matematik ta'rifi quyidagicha bo'ladi:

$$\lambda_e = \frac{\int_0^\infty \lambda D\{F(\lambda)\} d\lambda}{\int_0^\infty D\{F(\lambda)\} d\lambda}, \quad (5.31)$$

bu yerda, $D\{F(\lambda)\}$ fotografik tasvirning zichligi, u fotoqatlamga ta'sir etgan energiya miqdori sifatida berilgan.

λ_e ning to'liq ifodasi quyidagi formula orqali beriladi:

$$\lambda_e = \frac{\int_0^{\infty} \lambda E(\lambda) p_{\lambda}(z) q_{\lambda} s_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} E(\lambda) p_{\lambda}(z) q_{\lambda} s_{\lambda} d\lambda}. \quad (5.32)$$

So'nggi formulalarining kamchiligi zenit masofaga bog'lanishidir.

Hisoblashlarda atmosferaning qandaydir o'rtacha shaffofligidan kelib chiqqan holda zenit masofani taxminan o'rtacha, masalan, $z = 45^\circ$ deb qabul qilinadi.

Birinchi yaqinlashuvda yulduz mutlaqo qora jism singari nurlantiradi deb qabul qilinadi, unda $E(\lambda)d\lambda$ uchun mos keluvchi harorat T qiymatiga ega Plank funksiyasi ($\pi B_{\lambda} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1}$) qo'yiladi.

Rang ko'rsatkichlarni elektrofotometrik aniqlash.

Yulduz rangining miqdoriy ifodasi avval kiritilgan $m_{pg} - m_v, B - V, m_v - m_{pr}$ va shunga o'xshash rang ko'rsatkichlarini beradi, bunda ularni aniqroq va qayta ishlashda osonroq bo'lgani uchun elektrofotometrik o'lchashlardan olish afzaldir.

Faraz qilaylik, fotokatodi oldiga galma-galdan ko'k va sariq saralagichlar qo'yib surma-seziyli fotoko'paytirgich orqali yulduzning fototokini o'lchayotgan bo'laylik. Bu holda galvanometr ko'rsatishlari orasidagi nisbat $\frac{g_{ko'k}}{g_{sariq}}$ ning o'zi yulduzning rang

ko'rsatkichini tasniflaydi, bu nisbatning 2,5 logarifmi esa, ko'rilyotgan saralagich va qabul qilgich sistemasida rang ko'rsatkichi sifatida olinishi mumkin. Bu sistemada standart rang ko'rsatkichlari ma'lum bo'lgan qanchadir yulduzlarning rang ko'rsatkichlarini o'lchab, ikkala sistema orasida (5.30) va (5.32) turdagi tenglamalar orqali bog'lanishni topish mumkin.

Shunday qilib, k, l, m saralagichlar mavjud bo'lsin, ulardan foydalangan holda muayyan yulduzdan galvanometrning $g_k, g_l, g_m, \dots$ ko'rsatishlarini olaylik. « $k - l$ » rang ko'rsatkich quyidagi formuladan topiladi:

$$C_M = 2,5 \lg \frac{g_l}{g_k} + const. \quad (5.33)$$

Bu formuladagi konstanta oq yulduzlar uchun rang ko'rsatkichi nolga teng bo'lishi kabi an'anaviy shartni qondirish uchun kiritiladi.

Spektrning ikkita sohasida aniqlangan yulduziy kattaliklarining ayirmasi, odatda, yulduzning fizik xususiyatlarini ta'riflash uchun yetarli emas. Shuning uchun avval fotoqizil yulduziy kattaliklar m_{pr} va fotografik tizim U, G, R , undan so'ng fotoelektrik U, B, V tizimlar paydo bo'ldi, natijada $U - B, B - V$ va shunga o'xshash qiymatlar juftligi orqali yulduz nurlanishi haqida spektrning ikkita emas, balki uchta sohasidan ma'lumotga ega bo'lamiz.

Zamonaviy fotoko'paytirgichlarda sezgirlik sohasini kengaytirish yulduzlar nurlanishini spektrning yangi sohalarida o'lchashga, binobarin, yangi rang ko'rsatkichlar aniqlanishiga olib keldi. Bunga ikki xil yondashuv mavjud. Birinchidan, vizual va fotografik kabi yangi va yangi fotografik tizimlar tuzishni maqsad qilib qo'yish mumkin, ikkinchida esa, kuzatuvlardan bitta fotografik tizimni, masalan, V ni o'rnatib, unga qo'shimcha $U - B, B - V, V - R$ va h.k. rang aniqlashlar kiritiladi. Birinchisida ko'prangli fotometriya, ikkinchisida kolorimetriya masalalari yechiladi. Ravshanki, alohida B va V kattaliklarga ega bo'lib, ularning ayirmalari $B - V$ ni topishimiz mumkin, V va $B - V$ larni o'lchab esa, V ga qo'shimcha sifatida B ning kattaligini ham topishimiz mumkin. Ikkinchi yo'lning afzalligi uning aniqligidadir, chunki $B - V$ lar ayirmalarini o'lchash aniqroq amalga oshiriladi.

Olti rangli kolorimetriya. Sof kolorimetrik masala sifatida Stebbins, Uitford va Kronlarning olib borgan tadqiqotlarni ko'rsatish mumkin, bunda kislorod-seziyli fotokatod va oltita turli yorug'lik saralagichlar (olti rangli kolorimetriya), ya'ni U (ultrabinafsha), V (binafsha), B (ko'k), G (yashil), R (qizil), I (infraqizil) dan foydalanilgan.

Fotokatod va saralagichning har bir kombinatsiyasi uchun (5.30) yoki (5.32) formulalardan effektiv to'liq uzunlik aniqlanishi mumkin; olti rangli kolorimetriyada λ_e U uchun $0,35 \mu$ dan B ning $0,48 \mu$ orqali I uchun $1,03 \mu$ gacha o'zgaradi.

Jadvalda olti rangli kolorimetriyaning kolorimetrik natijalari keltirilgan.

Fotoelement oldidagi saralagichni almashtirib, unga ta'sir etayotgan effektiv to'liq uzunligi λ_e ga bog'liq spektr sohasi

o'zgartiriladi. Bunda yulduzning nuri galvanometr g ga turlicha ta'sir etadi, ko'rsatmalarini logarifmlarga o'tkazib, atmosfera ekstinksiyasi uchun tuzatmalar kiritiladi. $\Delta m^0 = -2,5 \lg \frac{I_0}{I} = -2,5 \lg p$ (5.13) formulaga binoan, atmosferadan tashqari $\lg I^0$ qiymatini olish uchun zenitdagi $\lg I_0$ qiymatiga 0,4 Δm^0 ni qo'shish lozim, bu yerda Δm^0 – zenitdagi yutilish, zenit masofa z dagi yutilishni inobatga olish uchun esa faktor $\sec z$ ni ham qo'shish kerak bo'ladi. Shunday qilib, $\lg g_0 = \lg g + 0,4 \Delta m^0 \sec z$ bizga yulduz atmosferadan tashqari kuzatilgandagi galvanometr ko'rsatmalarining logarifmini beradi. Kattaliklar $\lg g_0$ muayyan instrument va berilgan saralagichlar bilan yulduzdan kelayotgan yorug'lik oqimlarini tasniflaydi, shuning uchun ularni yulduziy kattalik m_U, m_V, m_B va h.k.larga o'tkazish mumkin. Ammo bunday kattaliklarni qo'lga kiritish oson ish emas. Osonroq'i $\lg g_0$ kattalikning U dan R gacha o'zgarib borishini kuzatishdir, zero, ular yulduzning rangini tasniflaydi. Jadvaldan ko'rinib turibdiki, $\lg g_0$ ning o'zgarishini olish uchun B, G, R saralagichlardan olingan o'rtachadan ayirmalari olinadi va 2,5 ga ko'paytirib, Δm ayirmalariga o'tkaziladi. Olingan Δm lar masalani yechadi, ammo avval rang ko'rsatkich nolga teng bo'lishi kerak degan shartni qabul qilganimizdek, olti rangli kolorimetriyada dG6 spektral sinfdagi standart yulduzning barcha $\Delta m_U, \Delta m_B$ va h.k. lar nolga tenglashtirib olinadi. O'rtacha dG6 yulduz bu aniqlashlarda quyidagi $\Delta m g$ larga ega bo'lgan:

+0^m,06; +0^m,14; -0^m,17; +0^m,01; +0^m,16; +0^m,17.

Standartga keltirish uchun bu kattaliklar berilgan yulduzning mos keluvchi $\Delta m g$ laridan ayiriladi. Shunday qilib, yulduzning yakuniy ranglari spektrning oltita sohasida olinadi.

Qutbiy yulduzning ranglarini aniqlash 18.08.1944-y.

	U	V	B	G	R	I
$\lambda_e m \mu$	353	422	488	570	719	1030
$\left(\frac{1}{\lambda_e}\right)^{\mu-1}$	2,83	2,37	2,05	1,75	1,39	0,97
Zenitdagi yutilish Δm^0	0 ^m ,530	0 ^m ,292	0 ^m ,180	0 ^m ,136	0 ^m ,058	0 ^m ,030

Galvanometr g ning ko'rsatishlari	27,8	50,1	74,4	65,8	58,4	60,8
$\lg g$	1,444	1,700	1,872	1,818	1,766	1,784
Atmosfera chegarasiga reduksiya $0,4 \Delta m^0 \text{ sec } z$	0,382	0,210	0,130	0,098	0,042	0,022
$\lg g^0$	1,826	1,910	2,002	1,916	1,808	1,806
$\lg (B, G, R) - \lg g^0$	+0,083	-0,001	-0,093	-0,007	+0,101	+0,103
Δmg	+0,21	0,00	-0,23	-0,02	+0,25	+0,26
Standartga keltirish uchun tuzatmalar	-0 ^m ,06	-0 ^m ,14	+0 ^m ,17	-0 ^m ,01	-0 ^m ,16	-0 ^m ,07
Yakuniy ranglar	+0 ^m ,15	-0 ^m ,14	-0 ^m ,06	-0 ^m ,03	+0 ^m ,09	+0 ^m ,19
Boshqa paytda olingan ranglar	+0 ^m ,18	-0 ^m ,14	-0 ^m ,06	-0 ^m ,00	+0 ^m ,06	+0 ^m ,17
O'rtacha	+0 ^m ,165	-0 ^m ,14	-0 ^m ,06	-0 ^m ,015	+0 ^m ,075	+0 ^m ,18

Jonsonning ko'prangli tizimi. Jonsonning ko'prangli fotometriyasi tuzilishi murakkabroq, u Jonson – Morganning U, B, V va Kron va Smitlarning R, I tizimlarini uzoq infraqizil $\lambda = 5 \mu$ to'lqin uzunligidagi sohasigacha davom ettiradi. Ravshanki, bu yerda bitta qabul qilgich bilan bunday katta sohani kuzatib bo'lmaydi. Bunda uchta fotometr qo'llaniladi: bittasi ikkita fotoko'paytirgichli, ya'ni surma-seziyli fotoko'paytirgichi bilan U, B, V uchun va kislorod-seziyli fotoko'paytirgichi bilan R va I uchun (λ_e mos ravishda 642 va 840 m μ), ikkinchisi oltingugurt-qo'rg'oshinli qarshilik bilan I, J, K sohalari uchun ($\lambda_e = 0,84; 1,16; 2,14 \mu$) va uchinchisi surma-indiyli fotoelementi bilan J, K, L, M sohalari uchun ($\lambda_e = 1,16; 2,14; 3,37$ va 5μ). Shunday qilib, Jonsonning U, B, V, R, I, J, K, L, M tizimida aslida uchta mustaqil fotometrik tizim birlashtirilgan, ular orasida ishchi spektral qismlar ustma-ust tushishi tufayli har bir kuzatilayotgan yulduz uchun o'zaro bog'langan U – B, B – V, V – R, V – I, V – J, V – K, V – L, V – M ayirmalar qiymatlarini chiqarish mumkin. Infraqizil sohada ishlaydigan qabul qilgichlarning sezgirligi chegaralanganligi tufayli K tizimda hatto 82-dyuymli reflektor bilan ham 5^m,5 dan zaifroq yulduzlarni o'lchashga imkon bo'lmaydi, M tizimda esa, 0^m – 1^m – 2^m ga ega eng yorqin yulduzlarni o'lchash mumkin.

Hozirda eng keng ko'prangli fotometrik katalog – U, B, V, R, I tizimida 1325 ta yulduz uchun Tonansil va Arizona rasadxonalarida tuzilgan katalogidir.

Rang ko'rsatkichi va yulduziy kattalikni nazariy ifodalash. Yulduziy kattalik va rang ko'rsatkichning nazariy ifodasini olib ko'raylik. Avval kiritilgan belgilarga binoan "k tizimidagi" yulduziy kattalik quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$m_k = -2,5 \lg \int_{\lambda_{1k}}^{\lambda_{2k}} F(\lambda) d\lambda + \text{const} = -2,5 \lg \int_{\lambda_{1k}}^{\lambda_{2k}} E(\lambda) p_k(z) q_k s_k d\lambda + \text{const}. \quad (5.34)$$

Konstanta shartli ravishda qabul qilingan nol-punktini e'tiborga olish uchun kiritiladi. Integrallanish qabul qilgichning sezgirligi noldan farqlanadigan chegarada olib boriladi. (5.34) hamda (5.31) – (5.33) formulalarda spektral additivligi tamoyilini haqli deb qabul qilgandik, bunga binoan qabul qilgichga ta'sir etuvchi murakkab oqimning jami ta'siri bu oqimning monoxromatik yig'indilari ta'sirlari summasining qabul qilgichning mos keluvchi spektral sezgirliklariga ko'paytmasiga teng. Nurlanishning real qabul qilgichlari bu tamoyilning haqligiga shubha solmaydi.

"l tizimidagi" yulduziy kattalik xuddi shunga o'xshash ifodaga ega:

$$m_l = -2,5 \lg \int_{\lambda_{1l}}^{\lambda_{2l}} E(\lambda) p_l(z) q_l s_l d\lambda + \text{const}. \quad (5.35)$$

"ka minus el" rang ko'rsatkichi bu ikkala formulalarining ayirmalaridan kelib chiqadi:

$$C_{kl} = 2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_{1l}}^{\lambda_{2l}} E(\lambda) p_k(z) q_k s_k d\lambda}{\int_{\lambda_{1k}}^{\lambda_{2k}} E(\lambda) p_l(z) q_l s_l d\lambda} + \text{const}. \quad (5.36)$$

Bu yerda rang ko'rsatkichning atmosfera holatiga va zenit masofaga bog'lanishi yaqqol ko'rinadi. Bu bog'lanishni bartaraf etish uchun kuzatilayotgan g_k va g_l kattaliklarga atmosfera tufayli zaiflashuvi uchun $m_i^0 = m_i(z_i, t_i) - \alpha(t_i, C_i) F(z_i)$ ga (5.36) ko'rinishdagi formulalar yordamida tuzatmalar kiritish lozim.

Izofotli to'lqin uzunlik. Muayyan fotometrik tizimni tasniflashga (5.32) yoki (5.33) orqali aniqlanadigan effektiv to'lqin uzunlik yetarlicha yaroqlidir, ammo u yulduzlar spektrlaridagi energiya taqsimotiga kuchli bog'langan bo'ladi. Izofot to'lqin uzunlik bu kamchilikdan ozoddir.

Yulduzning monoxromatik yulduziy kattaligini λ_j to'liq uzunligida aniqlaylik:

$$m(\lambda_j) = -2,5 \lg E(\lambda_j) + \text{const.} \quad (5.37)$$

Ikkita yulduz uchun bu kattaliklarining ayirmalari

$$\Delta m(\lambda_j) = -2,5 \lg \frac{E_1(\lambda_j)}{E_2(\lambda_j)} \quad (5.38)$$

ga teng bo'ladi. Ikkinchi tomondan, berilgan fotometrik tizimda xuddi shu ikkita yulduzning yulduziy kattaliklarining ayirmalari Δm ga teng. Agar

$$\Delta m(\lambda_i) = \Delta m \quad (5.39)$$

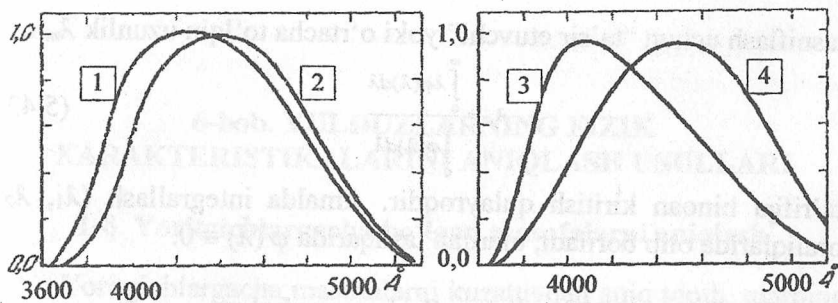
sharti har doim bajariladigan λ_i to'liq uzunlik topilsa, bu λ_i to'liq uzunlik ko'rilayotgan tizim uchun izofotli to'liq uzunlik deyiladi. Boshqacharoq aytiladigan bo'lsa, biror fotometrik tizimning izofotli to'liq uzunligi ikkita ixtiyoriy olingan yulduzlarning monoxromatik yulduziy kattaliklari ayirmalari xuddi shu yulduzlarning berilgan sistemadagi, ya'ni nurlanishning yetarlicha keng spektral sohasi uchun yulduziy kattaliklar ayirmalariga teng to'liq uzunlikdir. Turli spektral sinflarga mansub yulduzlarning izofotli to'liq uzunliklari bir-biridan biroz farq qiladi. Masalan, garvardcha vizual tizim (*HR*), fotografik (*King* tizimi) hamda internatsional fotovizual va fotografik izofotli to'liq uzunliklar spektral sinf bilan quyidagicha bog'langan:

Sp. sinf	B0	A0	F0	G0	K0	M0
<i>HR</i>	525	530	532	534	535	535 mμ
<i>Ipv</i>	541	543	543	544	544	545
<i>King</i>	415	424	430	433	435	436
<i>Ipg</i>	417	422	425	429	434	-

O'rtacha olinganda, izofotli va effektiv [(5.38) ma'nosida] to'liq uzunliklar tengdir

Tizim uchun	<i>HR</i>	<i>Ipv</i>	<i>King</i>	<i>Ipg</i>	<i>V</i>	<i>B</i>	<i>U</i>
λ_i	529	544	425	423	552	445	368
λ_e	538	543	434	427	550	450	360

Izofotli to'liq uzunlikning nazariy ifodalanishi quyidagi formula bilan beriladi:



46-rasm. Sensibilizatsiya qilinmagan fotografik emulsiyaning filtr bilan kombinatsiyasidan reaksiyasidagi boshqa faktorlarning ta'siri.

$$E(\lambda_i) = \frac{\int_0^{\infty} E(\lambda) p(\lambda) q_{\lambda} s_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} p(\lambda) q_{\lambda} s_{\lambda} d\lambda}, \quad (5.40)$$

ya'ni λ_i to'liq uzunligi qiymati yulduz nurlanishi qabul qilgichga ta'sir etayotgan o'rtacha salmoqli ta'siriga teng. (5.40) formula yuqorida V va B tizimlar uchun keltirilgan λ_i qiymatlarini hisoblashda, (5.16) formula esa, λ_e ni hisoblashda qo'llanildi. Agar s_{λ} ni ko'rinish koeffitsiyenti K_{λ} ga teng deb olib, o'rtacha inson ko'zi uchun xuddi shu kattaliklarni aniqlamoqchi bo'lsak, $\lambda_i = 560 \text{ m}\mu$ va $\lambda_e = 557 \text{ m}\mu$ ekanligini topamiz. Ko'rinish turibdiki, λ_i bo'yicha garvardcha tizim o'rtacha vizualdan IP_v yoki V larga nisbatan ko'proq farqlanishini ko'ramiz.

Tabiiyki, izofotli to'liq uzunliklar effektiv to'liq uzunliklaridan biroz farqlanadi, chunki vizual tasvir, shuningdek, fotografik tasvir ham yuzaga kelishda ishtirok etadigan to'liq uzunliklar ham kichikdir.

O'rtacha to'liq uzunlik. Berilgan fotometrik qurilmaning o'zgarmas xarakteristikasi sifatida s_{λ} q_{λ} hamda atmosferaning zenitdagi p_{λ} shaffofligi o'zgarmas kattaligi ko'paytmalari xizmat qilishi mumkin. Shunday qilib, kattalik

$$\varphi(\lambda) = s_{\lambda} q_{\lambda} p_{\lambda} \quad (5.41)$$

ko'rilyotgan fotometrik o'rnatmaga berilgan to'liq uzunlik λ dagi energetik teng nurlanish effektivligi ta'sirini ko'rsatadi. Unda uni

tasniflash uchun “ta’sir etuvchi” yoki o’rtacha to’lqin uzunlik λ_m ni

$$\lambda_m = \frac{\int_0^{\infty} \lambda \varphi(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} \varphi(\lambda) d\lambda} \quad (5.42)$$

ta’rifga binoan kiritish qulayroqdir. Amalda integrallash (λ_1, λ_2) oraliqlarida olib boriladi, ulardan tashqarida $\varphi(\lambda) = 0$.

Nazorat savollari va mashqlar

1. Oddiy rang ko’rsatkichi nima?
2. Asosiy rang ko’rsatkichi nima?
3. «ka minus el» rang ko’rsatkichi ma’nosi nimadan iborat?
4. Jonsonning ko’prangli tizimi haqida nimalarni bilasiz?
5. Olti rangli kolorimetriyaning ahamiyati nimadan iborat?
6. Spektrofotometriyaning vazifalari nimadan iborat?
7. Nurlanishning qutblanishini qanday aniqlash mumkin?
8. Atmosfera kuzatuvlarga qanchalik ta’sir etishini qanday chamalash mumkin?
9. Elektrofotometrda oqimlar qanday o’lchanadi?
10. Fotonlar sanagichi qayerda va qachon ishlatilishi mumkin?
11. Diametri $D = 1$ m va balandligi $H = 30$ m bo’lgan quvurning tagida tungi osmondan hosil bo’ladigan yoritilganlikni toping. Zenitda Vega yulduzi ($0,14^m$) o’tayotganda bu yoritilganlik qanchaga o’zgaradi? Zaif yulduzli fonga ega tungi osmonning yorqinligi $B = 2 \cdot 10^{-8}$ sb ga teng deb olinsin.
12. a) parabolik ko’zgu va b) sferik ko’zgu yordamida tuzilgan tasvirda koma kuzatiladimi?
13. Teleskop yordamida olib borilayotgan kuzatuvda kuzatuvchi okulyarni chorak millimetrga surib ko’rdi va tasvir tiniqligida o’zgarish sezmad. Teleskopning yorug’lik kuchi haqida qanday xulosa chiqarish mumkin?
14. Astrograf fokusida o’rnatilgan xira shishada hosil qilingan Oyning tasvir o’lchami 5 sm. Astrografning fokus masofasi nimaga teng?
15. Agar obyektiv markazi dumaloq ekran bilan to’silsa, fokusdan tashqari hosil qilingan yulduzning tasviri qanday o’zgaradi? Fokusdagi tasvirga nima qiladi?

6-bob. YULDUZLARNING FIZIK XARAKTERISTIKALARINI ANIQLASH USULLARI

1-§. Yoritgichlarga bo'lgan masofalarni aniqlash

Yoritgichlarga masofalarni kuzatuvdan aniq topib, ularning fizik ko'rsatkichlarining haqiqiy qiymatini hisoblab chiqish mumkin. Masalan, biror sayyoragcha bo'lgan masofalarni istalgan vaqt uchun kuzatuvdan topsak, unda uning Quyosh atrofida harakat orbitasining parametrlari aniq hisoblanadi. Boshqa bir misol sifatida bizga yaqin va uzoq bo'lgan yulduzlarni ulargacha bo'lgan masofani bilmay turib taqqoslab bo'lmashini aytishimiz mumkin. Yaqindagi mitti yulduzdan kelayotgan nurlanish uzoqdagi gigant yulduz nurlanishidan ravshan bo'lishi mumkin, chunki yoritilgan masofaning kvadratiga (!) teskari proporsionaldir.

Kuzatilayotgan yoritgich Quyosh sistemasidagi sayyorami, yaqin yoki uzoq yulduzni yoki boshqa galaktikami ekaniga qarab turli usullar qo'llaniladi. Bu usullarni shartli ravishda prinsipial jihatdan kamida quyidagi turlarga bo'lish mumkin:

1. Parallaks usuli
2. Absolyut yulduziy kattalik usuli
3. Dopler effekti usuli

Quyida bu usullar turlarini qisqacha ayrim hollarini ko'rib chiqaylik.

1. **Parallaks usuli.** Hammamizga yaxshi ma'lumki, agar ko'zimizni galma-galdan birini yumib keyin ikkinchisini yumsak va har safar bir jism vaziyatiga qarasak, u oldin chapda keyin o'ngda kuzatilib, o'rnini keskin o'zgartiradi. Bu jism qanchalik yaqin bo'lsa shunchalik u keskin "sakraydi" va qanchalik bizdan uzoq bo'lsa shunchalik o'rnini kam o'zgartiradi. Ana shu effektini amalda qo'llash uchun parallaks tushunchasi kiritiladi.

Umumiy ta'rif: Berilgan bazis masofani yoritgichdan ko'rinma burchagi shu yoritgichning parallaksi deyiladi.

Ta'rif. Yer radiusini yoritgichdan ko'rinma burchagi shu yoritgichning sutkalik parallaksi deyilib, adabiyotda p harfi bilan belgilanadi.

Sutkalik parallaks usulini qo'llash uchun Yer sirtida ixtiyoriy bir geografik meridianda joylashgan ikkita K_1 va K_2 kuzatuvchi turgan nuqtalari olinib, shu joylardan yakka bir yoritgichning osmon meridianini kesib o'tish momentidagi zenit masofalari z_1 va z_2 aniqlanadi. Shu joylarning geografik kenglamalari φ_1 va φ_2 bo'lsa, unda bu yoritgichning toposentrik og'ish koordinatalari $\delta_1 = \varphi_1 - z_1$, $\delta_2 = \varphi_2 - z_2$ ga teng. Sutkalik parallaks tushunchasi yordamida osongina yoritgichning gorizontal sutkalik parallaksi uchun quyidagi formula topiladi:

$$p = \frac{\delta_2 - \delta_1}{\sin z_1 - \sin z_2}$$

Natijada Yer radiusi $R_\oplus$ aniq ma'lum bo'lgani sababli yoritgichgacha masofa

$$r = \frac{R_\oplus}{\sin p} = \frac{206265}{p} R_\oplus$$

formula yordamida topiladi. Ushbu sutkalik parallaks usuli faqat Quyosh sistemasi a'zolarigacha bo'lgan masofani aniqlash uchun ishlatiladi. Bu usul bilan yulduzlargacha masofani aniqlash mumkin emas, chunki ular shu darajada uzoqki, Yerning radiusi sifatida olingan bazis o'ta kichikdir. Shuning uchun yulduzlargacha masofani o'lchash maqsadida Quyoshdan Yergacha bo'lgan masofa, 1 astronomik birlik (a.b.) ishlatiladi.

Ta'rif. Yer orbitasining o'rtacha radiusi 1 a.b.ni yoritgichdan ko'rinma burchagigacha shu yoritgichning yillik parallaksi deyiladi va adabiyotda π harfi bilan belgilanadi.

Quyosh, yoritgich va Yer markazida joylashgan uchburchakdan π burchak sinusi uchun formulani yozib, undan $\sin \pi \approx \pi$ bo'lgani sababli, osongina quyidagi munosabat topiladi:

$$r = \frac{1}{\pi''} [\text{pk}]$$

Bu yerda, π yoy sekundi birligida olinadi, chunki shunda masofa r parsek deb pk birligida topiladi. Ma'lumki, yillik parallaksi bir yoy sekundiga teng bo'lgan jismgacha masofa bir parsek deyiladi, 1 pk = 206265 a.b. = 3,26 yorug'lik yili. Demak, ushbu masofa birligi nomi parsek ikkita (parallaks va sekund) so'zlardan olinib tuzilgan.

Kuzatuvlarga ko'ra, bizdan 1 pk masofagacha birorta ham yulduz yo'qligi sababli umumiy holda yulduzlar uchun $\pi < 1''$. Bizga eng yaqin yulduz (Sentavrning Proksimasi) uchun masofa 1,33 pk. Galaktikamiz obyektlarigacha masofa kpk da, undan tashqaridagilar kpk va Mpk da qaraladi.

II. Absolyut yulduziy kattalik usullari. Birinchi bobda berilgan ta'rifga ko'ra, absolyut yulduziy kattalik M va masofa r orasidagi bog'lanish $M = m - 5 \lg r + 5$ formulasidan masofani topsak bo'ladi: $0,2(m - M + 5) = \lg r$.

Ushbu ifodadan yoritgichgacha masofani hisoblash uchun uning ko'rinma va absolyut yulduziy kattaliklarini bilish yetarlidir. Ko'rinma kattalik m doim osongina yetarlicha ma'lum bo'lgan yoritgichlarning ko'rinma kattaliklari bilan solishtirish usulini qo'llab topiladi. Yagona muammo ushbu yoritgichning absolyut yulduziy kattaligini topishda xolos. Masalan, qo'yilishiga qarab ushbu kattalik mos ravishda turli yo'l bilan aniqlandi.

II.1. Sefeidalar usuli. Kuzatuvlardan sefeidalarining pulsatsiya davrlarining logarifmi bilan absolyut yulduziy kattaliklar M orasida chiziqli bog'lanish mavjudligi statistik usulda topilgan. Demak, sefeidaning pulsatsiya davri kuzatuvdan aniqlansa, unda ushbu bog'lanishda mos keluvchi absolyut yulduziy kattalik qiymati osongina topiladi. Agar biror yulduzlar to'dasi yoki boshqa galaktikada sefeida kuzatilsa, unda bu to'da yoki galaktika uchun masofani $\lg r = 1 + 0,2(m - M)$ formuladan topish mumkin.

II.2. Yangi va o'tayangi yulduzlar usuli. Astrofizik kuzatuvlardan yaxshi ma'lumki, yangi va o'tayangi yulduzlar hodisalari yulduzning to'satdan portlashi va uning qobig'ini fazoga tashlab yuborishi sababli ro'y berib, shunga mos ravishda yulduz ravshanligi oshib, absolyut yulduziy kattaligi M ning qiymati manfiy tomonga vaqt davomida siljib boradi. Ularning absolyut yulduziy kattaligi o'rta hisobda 12^m ga o'zgaradi. Xususan tez kunda ravshanlik maksimumga erishib, so'ng uzoq yillar davomida u boshlang'ich holatga qaytadi. Shunisi qiziqki, yangi va o'tayangi yulduzlar hodisalari tanib tinchib qayta o'z holiga yetib kelishi bo'yicha ular bu jarayonining tez va sekin ro'y beruvchi turlariga bo'linadi. O'z holiga tez qaytib keluvchi yangilari uchun absolyut yulduziy kattalikning maksimumdagi qiymati o'rta hisobda -9^m bo'lsa, asta-sekin qaytib

keluvchilar uchun bu kattalik $-5^m,4$ ga teng. Xuddi shunday turlar o'tayangilar uchun tez evolutsiyalanuvchilar uchun o'rta hisobda maksimal kattalik $-18^m,9$ bo'lsa sekin evolutsiyalanuvchilar uchun esa u $-17^m,5$ ga teng. Demak, aynan maksimal absolyut yulduziy kattalik momentida unga mos kelgan ko'rinma yulduziy kattalik m ning qiymati osongina har kungi vizual kuzatuvlardan aniq topilsa, unda yuqoridagi formula yordamida masofa hisoblab topiladi.

II. 3. Spektr-yorqinlik diagrammasi usuli. Bunda yulduzning spektri o'rganilib, u qaysi spektrga taalluqli ekani hamda qaysi ketma-ketlikka mansubligi topilsa, unda spektr-yorqinlik diagrammasi orqali uning absolyut yulduziy kattaligi hisoblab topiladi. Natijada yana yuqoridagi formula yordamida masofa aniqlanadi.

III. Dopler effekti usuli. Bunda shaxsan yoritgichning fazodagi harakati tufayli uning spektridagi qator o'z chiziqlarining siljishi $\Delta\lambda$ qiymati aniqlanib, Doplarning

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}$$

formulasidan nuriy tezlik aniqlanishiga asoslangan. Odatda, bu usul 10 Mpk masofadan boshlab yetarlicha aniq ma'lumot beradi, masofa esa Xabbl qonuni $v = Hr$ yordamida topiladi.

2-§. Yulduz o'lchamlarini aniqlash

Agar yulduzgacha masofa va uning harorati ma'lum bo'lsa, unda $(M_v = \frac{29500}{T} - 5 \lg R - 0,08)$, $(M_p = \frac{36700}{T} - 5 \lg R - 0,72)$, $(M_v = \frac{28260}{T} - 5 \lg R - 0,01)$, $(M_b = \frac{36190}{T} - 5 \lg R - 0,73)$ va $(M_r = 42,08 - 10 \lg T - 5 \lg R)$ formulalarining biridan yulduzning chiziqliy radiusi (diametri) ni topish mumkin bo'ladi. Ikki rangli fotometrik o'lchashlar rang ko'rsatkichini topishga imkon beradi, agar absolyut yulduziy kattalik ma'lum bo'lsa, yuqorida ko'rsatilgan formulalardan yulduzning radiusi kelib chiqadi.

$(\lg T = 2,638 - 0,1(m_r - \Delta m_r) - \frac{1}{2} \lg d)$ formuladan yulduzning burchak diametri d'' ni topamiz:

$$\lg d'' = 5,276 - 0,2m_b - 2 \lg T. \quad (6.1)$$

Ushbu ifodaning o'ng tomonida kuzatiladigan kattaliklar bo'lishi uchun ($C = M_p - M_v = \frac{7200}{T} - 0,64$) yoki ($B - V = \frac{7900}{T} - 0,72$) tengliklaridan foydalanamiz:

$$C \text{ rang ko'rsatkichining garvardcha tizimidan } T = \frac{7200}{C + 0,64},$$

$$B - V \text{ rang ko'rsatkichlari tizimidan } T = \frac{7900}{(B - V) + 0,72}.$$

Undan tashqari, vizual va bolometrik yulduziy kattaliklarni bog'lovchi (yoki $\left. \begin{array}{l} m_b = m_v + \Delta m_b, \\ m_b = m_{pv} + \Delta m_b. \end{array} \right\}$) ni kiritamiz. Undan quyidagi ifodalarni olamiz:

$$\lg d'' = -2,44 - 0,2(m_v + \Delta m_b) + 2 \lg (C + 0,64), \quad (6.2)$$

$$\lg d'' = -2,54 - 0,2(m_{pv} + \Delta m_b) + 2 \lg (B - V + 0,72). \quad (6.3)$$

Ikkinchi tomondan, ($M_v = \frac{29500}{T} - 5 \lg R - 0,08$) formuladan quyidagini olamiz:

$$\lg R = \frac{5900}{T} - 0,2M_v - 0,02. \quad (6.4)$$

Ammo ($C = M_p - M_v = \frac{7200}{T} - 0,64$) formula bo'yicha

$$\frac{5900}{T} = 0,82C + 0,52. \quad (6.5)$$

Ikkita so'nggi ifodani birlashtirib, quyidagini topamiz:

$$\lg R = 0,82C - 0,2M_v + 0,50. \quad (6.6)$$

Fotovizual yulduziy kattaliklar M_{Ip_v} va rang ko'rsatkich C_I larning xalqaro qiymatlari hamda $B - V$ tizimlaridan quyidagilarni topamiz:

$$\left. \begin{array}{l} \lg R = 0,70C_I - 0,2M_{Ip_v} + 0,60, \\ \lg R = 0,72(B - V) - 0,2M_v + 0,51. \end{array} \right\} \quad (6.7)$$

Bir astronomik birlikda Quyoshning radiusi 215 marta joylasha olganligi sababli yulduzning ko'rinma burchak diametri d'' chiziqliy radius R bilan bog'lanishi quyidagi tenglikdan topiladi:

$$d'' = \frac{2}{215} \pi R, \quad (6.8)$$

bu yerda, π – yulduzning yillik parallaksi. Undan tashqari, absolyut yulduziy kattalik M va ko'rinma kattaligi m o'zaro $M = m + 5 + 5 \lg$

π munosabat bilan bog'langan, uni quyidagicha qayta yozishimiz mumkin:

$$m = M - 5 \lg \pi - 5. \quad (6.9)$$

(6.8) formulani logarifmlaymiz:

$$\lg d'' = \lg \pi + \lg R - 2,03. \quad (6.10)$$

Bu yerga $\lg R$ o'rniga (6.6) dagi ifodasini olib qo'yamiz:

$$\lg d'' = 0,82C - 0,2m_v - 2,53, \quad (6.11)$$

(6.7) dan esa

$$\left. \begin{aligned} \lg d'' &= 0,70C_I - 0,2m_{pv} - 2,43, \\ \lg d'' &= 0,72(B - V) - 0,2V - 2,52. \end{aligned} \right\} \quad (6.12)$$

Yulduzlarning diametrlarini empirik aniqlashning muhimligi
Yulduzning harorati va rang ko'rsatkichini bog'lovchi formulalar shartlilikini inobatga olgan holda, R va d'' lar uchun chiqarilgan formulalarni ham taqribiy deb qabul qilinmog'i lozim. Shuning uchun R va d'' larni biror taxminsiz chiqariladigan vositalarni topish zarur. R ni topishda bunday vosita sifatida qo'shaloq tutuluvchan yulduzlarning fotometrik va spektral kuzatuvlari bo'lishi mumkin. Yulduzning burchak diametri yulduz interferometri yordamida topilishi mumkin.

Ikki yorqin yulduzni olib ko'raylik, ulardan biri qaynoq (Sirius), ikkinchisi sovuq (Antares) bo'lsin. Birinchisi uchun $m_{pv} = -1^m,43$ va $C_I = -0^m,18$, ikkinchisining $m_{pv} = 0^m,98$ va $C_I = +1^m,72$ bo'lsin. (3.10.12) formuladan foydalanib, ko'rinma diametrni olamiz:

Sirius, $d'' = 0'',0054$, Antares, $d'' = 0'',038$.

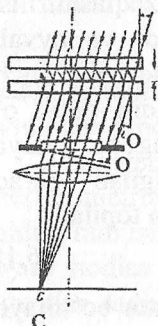
Shuning o'zida ularni kirish tuynugi D sm bo'lgan teleskop orqali kuzatishda yulduz difraksion diskining burchak diametri quyidagicha topiladi:

$$2\alpha'' = \frac{28}{D}$$

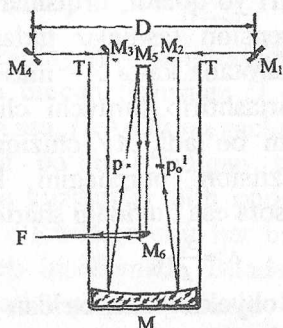
va 2,5-metrli teleskopda $0'',11$ hamda 5-metrli teleskopda $0'',056$ ga teng. Boshqacharoq aytiladigan bo'lsa, 5-metrli teleskopda Antaresning difraksion diski geometrik diskidan katta, Siriusning kuzatuvlari esa, undan ham katta xatolikka uchraydi.

Yulduz interferometri

Ingichka tirkishsimon tuynuklar A va V ga ega shaffof bo'lmagan ekran bilan yopilgan obyektiv yoki ko'zgu fokusidagi yorug'lik interferensiyasini ko'rib chiqaylik. Manba cheksiz katta masofada joylashgan nuqtaviy obyekt bo'lsin deb faraz qilamiz. Yorug'likning parallel dastasi tirqishlardan o'tib difraksiyalanadi, dastlabki yo'nalishini o'zgartirgan difraksiyalangan dastalar fokus tekisligida interferensiyalanadi. AF va BF nurlar uzunligi bir xil, shuning uchun F nuqtaga tebranishlar bir xil fazada keladi. Aksincha, G nuqtada, ya'ni $AG - BG = \lambda/2$ da ikkala nur qarama-qarshi fazada keladi, nuqta H da yurishning ayirmasi $AH - BH = \lambda$ va h.k. Ravshanki, fokus tekisligining F nuqtasida yorqin tasma, G nuqta oldida qora, H oldida yana yorqin va h.k. bo'ladi.



47-rasm.
Fabri-Pero
interferometri.



48-rasm. Olti metrli
Maykelson va Piza
periskop interfero-
metri sxemasi.

Nuqta G dagi x masofa quyidagidan aniqlanadi

$$AG - BG = 2KG$$

demak,

$$2KG = \frac{\lambda}{2} \quad (6.13)$$

bo'lishi lozim. Ikkinchi tomondan, AFC va FGK uchburchaklar o'xshash, shuning uchun

$$2\overline{KG} = \frac{D}{F}\overline{FG}. \quad (6.14)$$

Ikkita so'nggi formula-lardan

$$x = \overline{FG} = \frac{1}{2}\lambda \frac{F}{D} \quad (6.15)$$

kelib chiqadi. Obyektiv S ning optik markazidan bu masofa α burchagi ostida ko'rinadi, u $\sin \alpha = \frac{x}{F}$ shartidan topiladi. Demak,

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{D}. \quad (6.16)$$

Bu yerda, α radianlarda ifodalangan; α ning yoy sekundlaridagi ifodasi (6.16) ni 206265 ga ko'paytirish yo'li bilan olinadi. Vizual kuzatuvlar uchun

$\lambda = 0,55 \cdot 10^{-4} \text{ sm}$ ni ham kiritamiz va quyidagini olamiz:

$$\alpha'' = \frac{5,7}{D}. \quad (6.17)$$

Qo'shaloq yulduzlarni o'lchashda yulduz interferometri

Yorug'likning ikkinchi nuqtaviy manbasi birinchidan (6.17) dagi α'' qiymatga teng Δ'' burchak masofada joylashgan bo'lsin. Unda markaziy yorqin tasma G nuqtaga tushadi, birinchi qora esa, F nuqtaga va h.k. Natijada birinchi va ikkinchi manbalarning interferensiyasi tasmlari bir-birini qoplab ketadi. Amalda bu quyidagicha bo'ladi. Osmonda ikkita yulduz bo'lsin. A va V tirqishlarni bir-biriga simmetrik holda obyektiv markazidan uzoqlashtiramiz. Ularning orasidagi qandaydir $D \text{ sm}$ masofada interferensiyasi tasmlar tasviri yo'qoladi, tirqishlar uzoqlashtirilishi davom ettirilganda interferensiyasi tasmlar tiklanadi va avvalgi masofaga qaraganda ikki marotaba katta AV masofada eng kuchli ko'rinadi. Bunda AV ni birlashtirib turuvchi chiziqni optik o'q bo'ylab albatta burish lozim bo'ladi. AV chiziqligining bu vaziyati qo'shaloq yulduzning pozitsion burchagini belgilab beradi, komponentalar orasidagi masofa esa quyidagi shartdan topiladi:

$$\Delta'' = \frac{5,7}{D}. \quad (6.18)$$

Tirqishlar orasidagi masofa obyektiv diametridan katta bo'lmaydi. Demak, (6.18) formula ushbu sistema ajrataoladigan eng kichik burchak masofani beradi. Uni oddiy teleskopning ajrataolish kuchi $[\Delta'' = \frac{12}{D[\text{sm}]}]$ bilan taqqoslab, ko'rishimiz mumkinki, tirqishlardan foydalanish teleskopning ajrataolish kuchini ikki marta oshirar ekan. Bu, albatta, komponentalar ravshanligi bir-biriga yaqin bo'lgan taqdirda haqlidir.

Yulduzlar diametrini o'lchashda qo'llaniladigan yulduz interferometri

Agar yakka yulduz ko'rilyotgan bo'lsa, uni ikkita palladan iborat va ulardan kelayotgan nur ikkita yulduzdan kelayotgan deb olinadi. Ushbu ikkita palla orasidagi masofa og'irliklari markazi orasidagi masofaga teng deb hisoblanadi. Diski tekis yoritilgan yulduzda u

$$2 \int_0^r 2x \sqrt{r^2 - x^2} dx : \frac{1}{2} \pi r^2 = \frac{8r}{3\pi} = 0,85r, \quad (6.19)$$

ga teng bo'ladi, bu yerda r – yulduz radiusi. Demak, yulduzning difraksion diski kuzatilganda tirqishlar D sm masofagacha ochilgan bo'lsa, unda mos keluvchi kattalik α'' ni (6.19) dagi yulduzning yarim disklari markazidagi burchak masofaga tenglashtirish lozim:

$$\frac{5,7}{D} = 0,85r'',$$

bundan yulduzning burchak diametri kelib chiqadi:

$$d'' = 2r'' = \frac{13,4}{D[sm]}. \quad (6.20)$$

Diskning cheti butkul qoraygan yulduz uchun (6.19) formula yaroqsizdir, bu yerda, 0,85 ko'paytirgichi o'rniga 0,74 deb olish lozim bo'ladi va unda (6.20) formula o'rniga quyidagidan foydalaniladi:

$$d'' = \frac{15,4}{D[sm]}. \quad (6.21)$$

Antares kuzatilayotganda interferensiya yuzaga kelishi uchun (6.20) formulaga binoan tirqishlar $D = 350$ sm masofaga, (6.21) formulaga binoan esa, $D = 400$ sm gacha ochilishi lozim bo'ladi.

Atmosferada bo'lib o'tadigan turbulent hodisalari tufayli interferometrlarda kuzatuvlar olib borish ancha mushkul, natijada yulduz radiusini o'lchashga doir har bir kuzatuv ma'lum darajada noyob hodisa deb hisoblanadi. Bunda ayrim qizil o'tagigant va gigantlar radiuslari topilgan (jadval). Ularning chiziqliy radiuslari Quyosh radiusi ulushlarida $R = 107,5 \frac{d''}{\pi''}$ formula orqali [(6.8) formulaga qaralsin] hisoblangan. Bu natijalar unchalik ishonchli emas, chunki olisdagi yulduzlarning π lari aniqligi kichik.

6-metrli va 15-metrli interferometrlar yordamida aniqlangan ayrim yulduzlarning burchak diametrlari va chiziqliy radiuslari

Yulduzning nomi	d''	π''	R
6-metrli			
Nahang Mirasi	0'',056	0'',015	400 $R_{\odot}$
Betelgeyze	0,047	0,005	1010
Antares	0,040	0,006	720
Gerkules α si	0,030	0,008	400
Pegasa β si	0,021	0,015	150
Aldebaran	0,020	0,048	45

Arktur	0,020	0,090	24
15-metrl			
Andromeda β si	0,0108	0,043	27
Nahang α si	0,0094	0,015	67
Betelgeyze	0,034	0,005	730
Antares	0,028	0,006	500

3-§. Yulduz haroratlarini aniqlash usullari

Spektrofotometrik va kolorimetrik o'lchashlardan yulduzlar haroratlarini topish mumkin. Bunday aniqlashlar yulduz nurlanishi mutlaqo qora jism nurlanishiga o'xshash degan taxminlarga asoslangan. Agar yulduzlarning nurlanishlari spektrining yaqin ultrabinafsha sohasidan qizilgacha bo'lgan qismidan foydalansak, aniqlanayotgan haroratlarning haqiqiysidan chetlashishlari yetarlicha kichik bo'lishi mumkin.

Yulduzlar haroratini spektrofotometrik ma'lumotlardan aniqlash

Dastavval spektrofotometrik ma'lumotlardan haroratlarni aniqlash usullarini ko'rib chiqaylik.

Qora yoki yorqinlik haroratini har qanday ko'lamli obyektga (6.16) formulani tatbiq etgan holda aniqlash mumkin. Ammo barcha yulduzlardan faqat Quyoshning solishtirma sirtiy yorqinligini aniqlash mumkin, bunda masalani Quyosh diskining ayrim qismlari uchun ham va o'rtacha butun disk uchun ham hal etish imkoni bor. Olingan natijalar bir-biridan juda kuchli farqlanadi. Shunday natijalardan biri jadvalda keltirilgan.

Agar yulduzlarning spektrlarida absolyut spektrofotometrik o'lchashlar amalga oshirilgan bo'lsa, bu usulni radiusi va ungacha bo'lgan masofasi ma'lum yulduzlarga tatbiq etish mumkin bo'ladi.

Rang haroratini aniqlash usullari ancha keng tarqalgan, chunki ularni o'zi yoritilib turadigan barcha osmon jismlarga tatbiq etish mumkin. Bu holda yulduz nurlanishining absolyut qiymati emas, balki solishtirma spektral intensivligi I_λ to'lqin uzunligiga mos keladi. I_λ kattaliklari nisbatan keng spektral oraliqda bir nechta to'lqin

uzunlik λ lar uchun qiymatlari topilgan bo'lsa, rang haroratini aniqlash osonlashadi. Potsdam rasadxonasida vizual spektrofotometrik o'lchashlarda haroratlarni quyidagicha aniqlashgan.

Spektrning ikkita qismida Quyoshning yorqinlik haroratlarni aniqlash

	$\lambda = 4300 \text{ \AA}$	$\lambda = 5500 \text{ \AA}$
1. Fraunhofer chiziqlarning ta'siri bartaraf etilmagan holda Quyoshning butun diski bo'ylab o'rtacha sirtiy yorqinligidan	5910° K	5930° K
2. Xuddi shu narsa braunhofer chiziqlari ta'siri bartaraf etilganda	6130	6020
3. Fraunhofer chiziqlar ta'siri bartaraf etilmaganda Quyosh diski markazining sirtiy yorqinligidan	6230	6240
4. Xuddi shu narsa fraunhofer chiziqlari ta'siri bartaraf etilganda	6480	6360

O'lchashlar yulduz va taqqoslash manbalarining solishtirma yoritilganlik E_λ va E_λ^0 larning nisbatlarini beradi:

$$p_\lambda = \frac{E_\lambda}{E_\lambda^0}, \quad (6.22)$$

bunda E_λ kattaliklarga ekstinksiya va optikadagi yo'qolishlariga tuzatmalar kiritilgan. Kattaliklar E_λ^0 ma'lum, kattaliklar E_λ esa, Plank qonuni (6.6) ga binoan o'zgarib boradi deb taxmin qilinadi:

$$E_\lambda = \frac{K}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}\right)^{-1}. \quad (6.23)$$

Bu yerda, s'_1 o'rniga K faktori kiritildi, chunki yulduzning o'lchamini va ungacha bo'lgan masofani bilmay turib, yulduzdan kelayotgan oqimining geometrik zaiflashuvini bilib bo'lmaydi, bunda u barcha to'liq uzunliklar uchun bir xil deb taxmin qilinadi. (6.1) va (6.2) formulalarni logarifmlash orqali quyidagini topamiz:

$$\lg p_\lambda + \lg E_\lambda^0 = \lg K - 5 \lg \lambda - \frac{c_2}{T} \frac{\text{Mod}}{\lambda} - \lg \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}\right). \quad (6.24)$$

Agar kattalik $\lg K$ ma'lum bo'lsa, $\frac{c_2}{T_s}$ ni aniqlash mumkin, bu yerda, T_s — yulduzning qora harorati. Ammo K ni bilmagan holda rang harorati T_s ni yulduz spektrida o'lchalgan bir qator nuqtalardan aniqlash mumkin. Ya'ni

$$\varepsilon = \frac{c_2}{T_c} \quad (6.25)$$

belgilanishni, shuningdek, $k = \lg K$ ni kiritamiz; har bir o'lchangan nuqta λ_j uchun:

$$k - \frac{0,434}{\lambda_j} \varepsilon = \lg p_{\lambda_j} + \lg E_{\lambda_j}^0 + 5 \lg \lambda_j + \lg \left(1 - e^{-\frac{\varepsilon}{\lambda_j}} \right). \quad (6.26)$$

Spektrning beshta yoki o'nta nuqtalarida o'lchashlarga ega bo'lib, eng kichik kvadratlar usulida mos ravishda ε kattalikka nisbatan (6.26) ko'rinishdagi beshta yoki o'nta tenglamani yechish mumkin.

Kolor-ekvivalent

Kattalik ε yulduzning kolor-ekvivalenti deb nomlanadi. Konstanta s_2 ni aniqlash mushkul bo'lganligi uchun ko'p holda spektrofotometrik o'lchashlarning natijalarini harorat bilan emas, balki kolor-ekvivalent bilan ifodalanadi. Topilgan ε va qabul qilingan s_2 qiymatlaridan haroratning turli qiymatlari chiqib keladi. Potsdamdagi vizual o'lchashlardan kolor-ekvivalentni aniqlash xatoligi $\pm 0,33$ ga yetadi. Bundan, yakka holda yulduz haroratlarni aniqlash katta xatolik bilan kechadi, ayniqsa qaynoq yulduzlarning haroratini aniqlash xatoligi 50% ga yetadi. Shuning uchun bir xil spektrga ega yulduzlar guruhleri uchun haroratning o'rtacha qiymatlarini topish qulayroqdir. Yulduz haroratlarining shkalasi shu yo'sinda hosil qilinadi. Jadvalda yulduziy haroratlarining Brill tomonidan qayta ishlangan (ikkinchi ustun) Potsdamlik shkalasi keltirilgan. Bu natijalar bilan Gettingenda Rozenberg tomonidan olib borilgan fotografik spektrofotometrik kuzatuvlari (uchinchi ustun) ertangi spektral sinfga mansub yulduzlardagi haroratlari bilan keskin farqlanishini ko'rish mumkin.

Brill tomonidan qayta ishlangan yulduz haroratlari shkalasi

Spektr	Vilzing (Potsdam)	Rozenberg (Gettingen)	Spektr	Vilzing (Potsdam)	Rozenberg (Gettingen)
B0	12300° K	30000° K	G0	5980° K	6000° K
B5	11450	18000	G5	5250	5200
A0	10250	12000	K0	4570	4570
A5	9000	9000	K5	3860	3840
F0	7950	7850	M0	3550	3580
F5	6880	6930			

Sempson tomonidan biroz keyinroq bajarilgan o'lchaslar qaynoq yulduzlar uchun Potsdamlik va gettingenlik shkalalari oraliqidagi natijalarni ko'rsatadi:

Spektr	B0	B5	A0	A5	F0	F5	G0
T° K	20000	15900	12600	10300	8600°	7300°	6200°
	°	°	°	°			

Harorat shkalalarining bir-biriga mos kelmaslik sabablari.

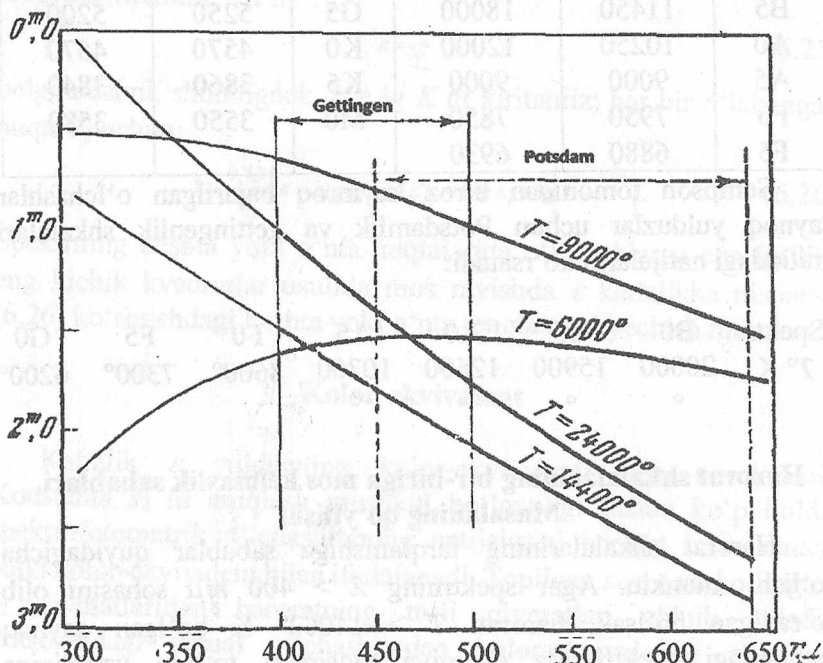
Masalaning qo'yilishi

Harorat shkalalarining farqlanishiga sabablar quyidagicha bo'lishi mumkin. Agar spektrning $\lambda > 400 \text{ m}\mu$ sohasini olib ko'radigan bo'lsak, harorati $T > 14000^\circ \text{ K}$ bo'lgan qaynoq jismlardagi spektrlarida energiya taqsimoti to'liq uzunligiga bog'lanib o'zgarishi kichik ekanligini ko'ramiz. Bunday yulduzlarda haroratlarni chamalash o'ziga xos mushkulliklarga uchraydi. Gettingenda ishlatilgan 400 – 500 $\text{m}\mu$ soha Potsdamda ishlatilgan 451 – 642 $\text{m}\mu$ sohaga mos kelmaydi, chiqqan natijalar keskin farqlanadi, ammo mantiqan ikkala shkaladan foydalanilganda bir xil natija chiqishi lozim degan fikr keladi.

Bunday chetlashishlar spektrofotometrik gradiyentlar aniqlashlarida yaqqol ko'zga tashlanadi. (6.27) formulada ko'rganimizdek, turli haroratga ega ikkita manbaning yulduziy kattaliklari ayirmalari Δm_λ chizmadagi $1/\lambda$ kattaliklari ro'parasida to'g'ri chiziqdan kam farqlanadigan egri chiziq ko'rinishida tasvirlanishi lozim. Egri chiziqning har bir berilgan joyida urinmaning

koeffitsiyenti gradiyentlar ΔF_λ larining 1,086 marotabalik ayirmalariga teng bo'lishi lozim (6.27 ga qarang):

$$\frac{d\Delta m_\lambda}{d(1/\lambda)} = 1,086 \Delta \Phi_\lambda. \quad (6.27)$$



49-rasm. Turli haroratlardagi absolyut qora jism spektrida energiya taqsimlanish chiziqlari.

Bunda spektrofotometrik gradiyent F_λ ning o'zi (6.28) tenglik bilan aniqlanadi:

$$F_\lambda = \frac{c_2}{T} \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \right)^{-1}. \quad (6.28)$$

Odatda spektrofotometrik gradiyentlar bitta tayanch yulduzga yoki bir xil spektral sinfga mansub yulduzlar guruhiga nisbatan aniqlanadi. Har bir yulduz uchun

$$\Phi_\lambda = \Phi_\lambda^0 + \Delta \Phi_\lambda, \quad (6.29)$$

bu yerda, Φ_{λ}° tayanch yulduzning gradiyenti. Agar Φ_{λ}° noto'g'ri aniqlangan bo'lsa, yulduziy haroratlarning barcha jamlanmasi noto'g'ri aniqlangan bo'ladi.

Jadvalda turli harorat va to'liq uzunliklar uchun F_{λ} ning nazariy qiymatlari keltirilgan.

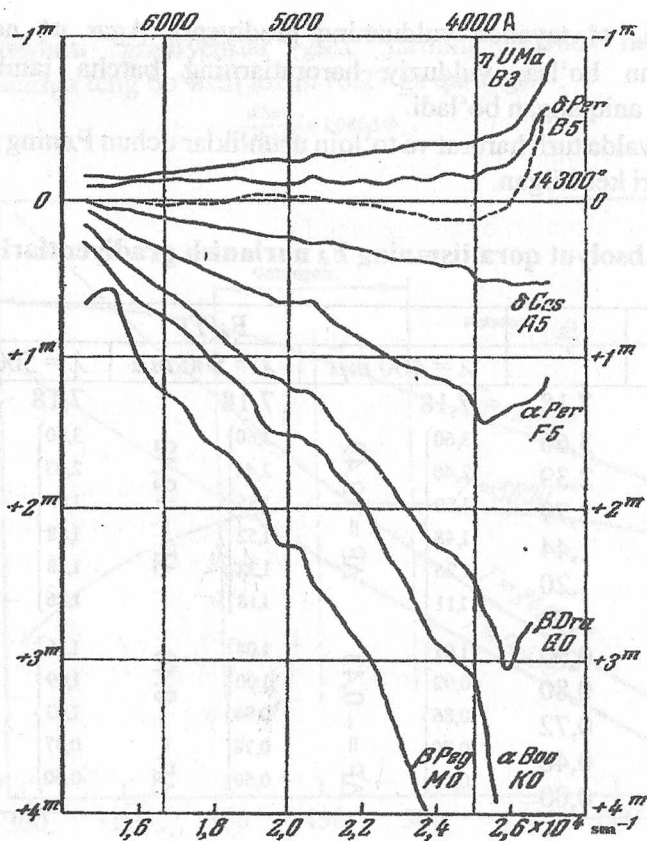
Absolyut qora jismning F_{λ} nurlanish gradiyentlari

T	$\frac{c_2}{T}$	$F_{\lambda}(T)$		
		$\lambda = 400 \text{ m}\mu$	$\lambda = 500 \text{ m}\mu$	$\lambda = 500 \text{ m}\mu$
2000°	7,18	7,18	7,18	7,18
4000	3,60	3,60	3,60	3,60
6000	2,39	2,40	2,41	2,43
8000	1,79	1,80	1,85	1,89
10000	1,44	1,48	1,52	1,58
12000	1,20	1,26	1,32	1,38
14000	1,02	1,11	1,18	1,26
16000	0,90	1,01	1,08	1,16
18000	0,80	0,92	1,00	1,09
20000	0,72	0,86	0,94	1,03
30000	0,48	0,70	0,78	0,87
∞	0,00	0,40	0,50	0,60
		$\Delta F = +2,49$	$\Delta F = +2,42$	$\Delta F = +2,34$
		$\Delta F = -0,43$	$\Delta F = -0,40$	$\Delta F = -0,38$

Faraz qilaylik, A va K ikkita spektral sinfga mansub yulduzlar bo'lsin; ularning λ to'liq uzunlikdagi yulduziy kattaliklari mos ravishda $m_{\lambda A}$ va $m_{\lambda K}$ bo'lsin. Ularning $\Delta m = m_{\lambda A} - m_{\lambda K}$ ayirmalari $1/\lambda$ ortishi bilan kattalashib boradi, chunki to'liq uzunlik qisqarishi bilan A yulduz yorqinlashib boradi; shuning uchun $\frac{d\Delta m}{d(1/\lambda)}$ hosila musbat bo'ladi, binobarin, nisbiy gradiyent ΔF_{λ} ham musbatdir. So'nggisi nazorat qilinsa,

$$\Delta \Phi_{\lambda} = \frac{c_2}{T_K} - \frac{c_2}{T_A}.$$

Aksincha, V yoki O spektral sinfidagi yulduzning gradiyenti A sinfidagi yulduzga nisbatan manfiy bo'ladi.



50-rasm. $1/\lambda$ fuksiyada A0 spektral sinf yulduzlarga nisbatan boshqa yulduzlar spektrida energiya taqsimlanishi.

Bu yerda kutilayotgan chetlashishlarni $\lambda - 1 > 2,6$ ga nisbatan, ya'ni $\lambda < 380 \text{ m}\mu$ larda kuzatishimiz mumkin. Harorati $T = 14300^\circ$ bo'lgan mutlaqo qora jismdagi nurlanishda ham bu sohada chetlashishlarni ko'rishimiz mumkin. Bundan, A0 spektral sinfdagi yulduzning $\lambda < 380 \text{ m}\mu$ da nurlanishida qarama-qarshi chetlashishlar — depressiya kuzatilishini kutishimiz mumkin. Haqiqatan ham, A0 yulduzlarda $\lambda < 380 \text{ m}\mu$ da Balmer seriyasidagi quyuqlashgan chiziqlar uzluksiz fonni yashiradi, Balmer seriyasi chegarasi

joylashgan $\lambda = 365 \text{ m}\mu$ da esa, spektr intensivligi tushishi kuzatiladi, bundan, $\lambda < 380 \text{ m}\mu$ spektr sohasi haroratlarni spektrofotometrik usul bilan aniqlashga umuman yaroqsizdir. $V8 - A0 - A5$ yulduzlarda u Balmer chiziqlari va sakrashli bilan buzilgan bo'lsa, $F5 - K5$ yulduzlarda o'ta boy fraungofer spektri, ya'ni metall va molekular birikmalar tasmalari bilan buzilgandir.

Haroratlarni kolorimetrik aniqlanishi

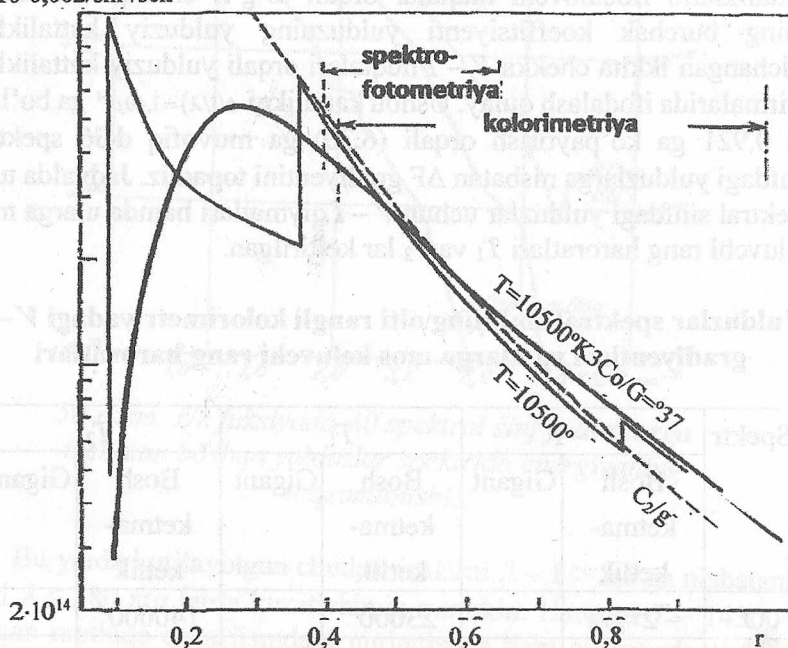
Aytib o'tish joizki, avval tilga olingan olti rangli kolorimetriya spektrofotometrik gradiyentlarni juda keng spektral oraliqda topishga imkon beradi. Turli yulduzlar uchun $1/\lambda$ funksiyadagi Δm_λ kattaliklarni ifodalovchi nuqtalar orqali to'g'ri chiziq o'tkaziladi, uning burchak koeffitsiyenti yulduzning yulduziy kattaliklari o'lgangan ikkita chekka $V - I$ nuqtalari orqali yulduziy kattaliklari ayirmalarida ifodalash qulay. Ushbu kattalikni $\Delta(1/\lambda) = 1,40\mu^{-1}$ ga bo'lish va 0,921 ga ko'paytirish orqali (6.30) ga muvofiq dG6 spektral sinfdagi yulduzlarga nisbatan ΔF gradiyentini topamiz. Jadvalda turli spektral sinfdagi yulduzlar uchun $V - I$ qiymatlari hamda ularga mos keluvchi rang haroratlari T_1 va T_2 lar keltirilgan.

Yulduzlar spektral sinfining olti rangli kolorimetriyadagi $V - I$ gradiyentlari va ularga mos keluvchi rang haroratlari

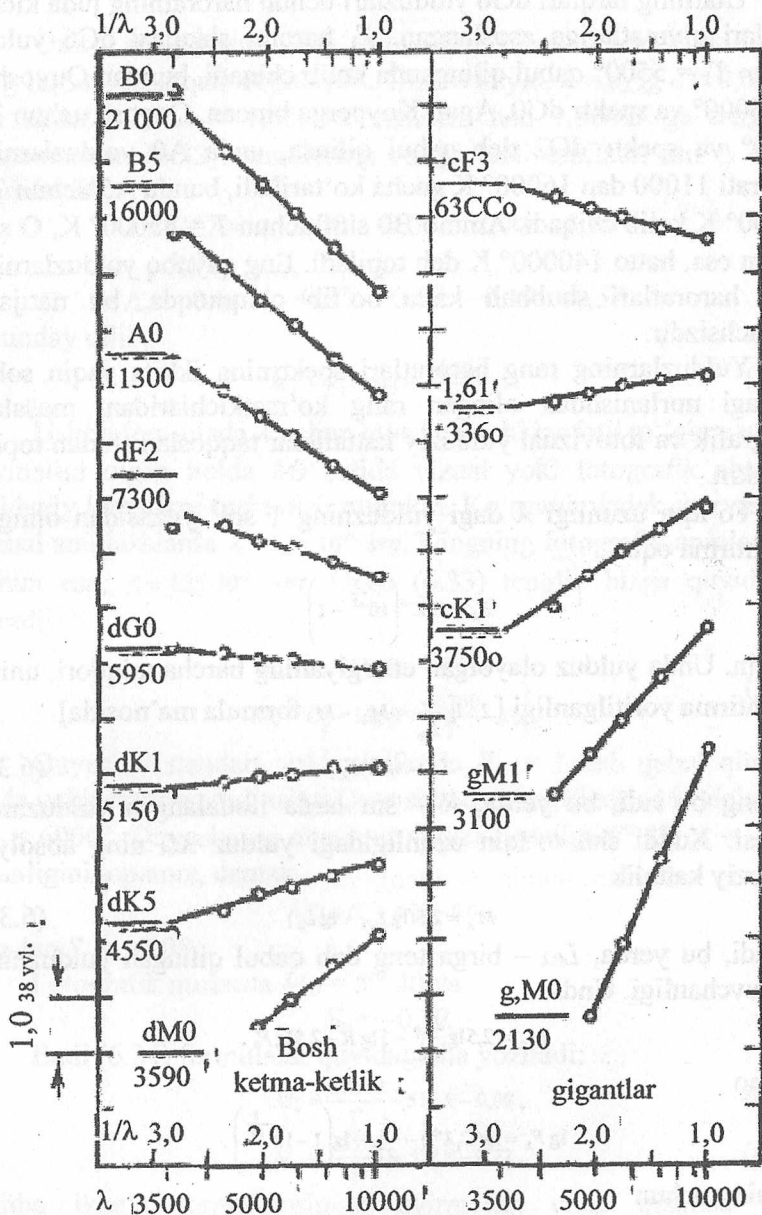
Spektr	$V - I$		T_1		T_2	
	Bosh ketma-ketlik	Gigant	Bosh ketma-ketlik	Gigant	Bosh ketma-ketlik	Gigant
O	$-2^m,52$		23000°		140000°	
B0	$-2_m,47$		21000		85000	
B5	$-2^m,24$		16000		34000	
A0	$-1^m,96$		11000		16000	
A5	$-1^m,30$		8700		11200	
F0	$-0^m,92$		7300		9000	

F5	- 0 ^m ,52		6400		7600	
G0	- 0 ^m ,28	+ 0 ^m ,30	5950	5100	6900	5780
G5	- 0 ^m ,05	+ 1 ^m ,00	5570	4360	6420	4830
K0	+ 0 ^m ,16	+ 1 ^m ,68	5280	3830	6020	4180
K5	+ 0 ^m ,80	+ 2 ^m ,30	4550	3440	5080	3730
M0	+ 2 ^m ,04	+ 2 ^m ,86	3590	3160	3900	3400
M5		+ 4 ^m ,00		2170		2880

$1 \cdot 10^{60,002}/\text{sm}^2/\text{sek}$



51-rasm. Yulduz temperaturasini aniqlash usullari.



52-rasm. Olti rangli kolorimetriyada dG6 yulduzni spektrofotometrik solishtiruvi.

Ularning farqlari dG6 yulduzlari uchun haroratning juda kichik farqlari qiymatlariga asoslangan. T_1 harorat shkalasi dG6 yulduz uchun $T_1 = 5500^\circ$ qabul qilinganda kelib chiqadi, bundan Quyoshda $T = 6000^\circ$ va spektr dG0. Agar, Koyperga binoan, Quyosh uchun $T = 6700^\circ$ va spektr dG2 deb qabul qilinsa, unda A0 yulduzlarning harorati 11000 dan 16000° K gacha ko'tariladi, bunda A5 uchun $T = 11000^\circ$ K kelib chiqadi. Ammo B0 sinf uchun $T = 85000^\circ$ K, O sinf uchun esa, hatto 140000° K deb topiladi. Eng qaynoq yulduzlarning rang haroratlari shubhali katta bo'lib chiqmoqda, bu natijalar ishonchsizdir.

Yulduzlarning rang haroratlari spektrning ikkita yaqin soharlaridagi nurlanishdan olingan rang ko'rsatkichlaridan, masalan, fotografik va fotovizual yulduziy kattaliklar taqqoslanishidan topish mumkin.

To'lqin uzunligi λ dagi yulduzning 1 sm² yuzasidan olingan solishtirma oqim

$$F_\lambda = C_1 \lambda^{-5} \left(10^{\frac{k}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}$$

bo'lsin. Unda yulduz olayotgan energiyaning barcha miqdori, uning solishtirma yoritilganligi $[2,5 \lg \frac{L}{L_\odot} = M_\odot - M]$ formula ma'nosida]

$$L_\lambda = 4\pi R^2 F_\lambda, \quad (6.30)$$

ga teng bo'ladi, bu yerda, R — sm larda ifodalangan yulduzning radiusi. Xuddi shu to'lqin uzunligidagi yulduz M_λ ning absolyut yulduziy kattalik

$$M_\lambda = 2,5(\lg L_{0\lambda} - \lg L_\lambda) \quad (6.31)$$

bo'ladi, bu yerda, $L_{0\lambda}$ — birga teng deb qabul qilingan yulduzning yorituvchanligi. Unda

$$M_\lambda = 2,5 \lg \frac{L_{0\lambda}}{4\pi} - 5 \lg R - 2,5 \lg F_\lambda.$$

Ammo

$$\lg F_\lambda = \lg(C_1 \lambda^{-5}) - \frac{k}{\lambda T} - \lg \left(1 - 10^{-\frac{k}{\lambda T}} \right).$$

Shuning uchun

$$M_\lambda = 2,5 \lg \frac{L_{0\lambda} \lambda^5}{4\pi C_1} - 5 \lg R + 2,5 \frac{k}{\lambda T} + 2,5 \lg \left(1 - 10^{-\frac{k}{\lambda T}} \right). \quad (6.32)$$

Oxirgi tenglikning o'ng tomondagi birinchi had butkul λ ga bog'liq; uni S_λ orqali ifodalaylik. Undan keyin, $k = c_2 \lg e = 0,624$ (λ sm larda!), $2,5 k = 1,56$, va uchinchi had $1,56/\lambda T$ ga teng. Bu argumentdan (6.32) tenglikning oxirgi hadi topiladi, uni Δ orqali ifodalaylik:

$$\begin{array}{cccccc} 1,56/\lambda T = & 4,00 & 3,00 & 2,00 & 1,00 \\ & 5,0 & & & \\ \Delta = & -0,01 & -0,03 & -0,07 & -0,19 & -0,55 \end{array}$$

Shunday qilib,

$$M_\lambda = C_\lambda - 5 \lg R + \frac{1,56}{\lambda T} + \Delta. \quad (6.33)$$

Ushbu formulada λ uchun mos keluvchi izofotli to'liq uzunligi qiymatini olgan holda M_λ ostida vizual yoki fotografik absolyut yulduziy kattalikni tushunish mumkin. Ko'rganimizdek, garvardcha vizual aniqlashlarda $\lambda_1 = 5,29 \cdot 10^{-5}$ sm, Kingning fotografik aniqlashlari uchun esa, $\lambda_2 = 4,25 \cdot 10^{-5}$ sm. Unda (6.33) tenglik bizga quyidagini beradi:

$$\left. \begin{array}{l} M_v = C_v - 5 \lg R + \frac{29500}{T} + \Delta_v \\ M_p = C_p - 5 \lg R + \frac{36700}{T} + \Delta_p \end{array} \right\} \quad (6.34)$$

Quyoshni standart yulduz sifatida $R_\odot = 1$ deb qabul qilamiz, unda yulduzlarning radiuslari Quyosh radiusi birliklarida ifodalanadi, $T_\odot = 6000^\circ$, Quyoshning absolyut vizual kattaligi $4^m,83$; $\Delta = -0,01$ ekanligini topamiz, demak

$$4,83 = C_v + 4,92 - 0,01,$$

bundan $S_v = -0,08$.

Fotografik nurlarda $M_\odot = 5^m,40$ va

$$S_r = -0,72.$$

Endi (6.34) formulalar quyidagicha yoziladi:

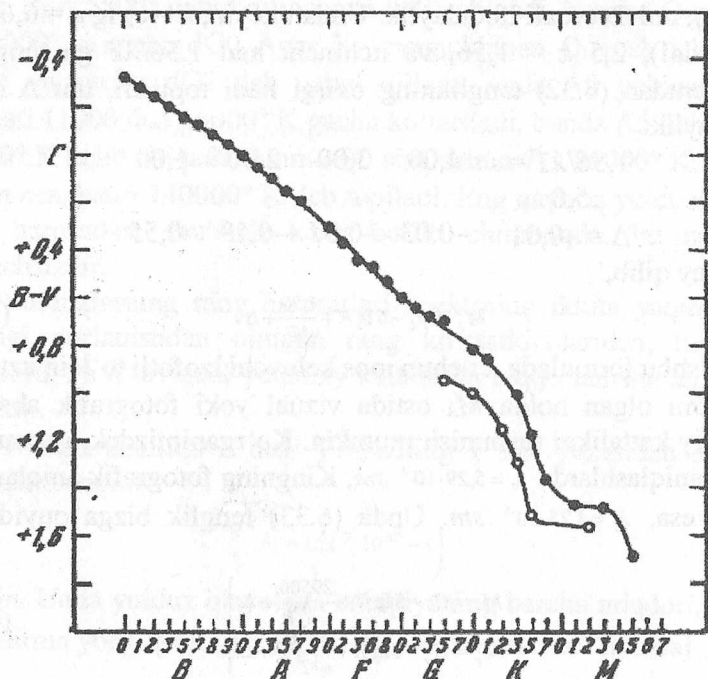
$$M_v = \frac{29500}{T} - 5 \lg R - 0,08, \quad (6.35)$$

$$M_p = \frac{36700}{T} - 5 \lg R - 0,72. \quad (6.36)$$

Ushbu ikkala formulalarining ayirmalari chap qismida rang ko'rsatkich S ni beradi:

$$C = M_p - M_v = \frac{7200}{T} - 0,64. \quad (6.37)$$

(U, B, V) tizimida uchchala tenglama quyidagicha yoziladi:



53-rasm. $B - V$ normal rang ko'rsatkich va spektral sinflar bog'lanishi.

$$M_V = \frac{28260}{T} - 5 \lg R - 0,01, \quad (6.38)$$

$$M_B = \frac{36190}{T} - 5 \lg R - 0,73, \quad (6.39)$$

$$B - V = \frac{7900}{T} - 0,72, \quad (6.40)$$

xalqaro rang ko'rsatkichlar tizimida esa, so'nggi tenglik quyidagicha ko'rinishga kiradi:

$$C = IP_g - IP_v = \frac{8150}{T} - 0,83.$$

Bu yerda barcha formulalarida Δ hadni kiritmagandik.

Yulduzlarning normal ranglari

Shunday qilib, yulduzning rang ko'rsatkichi haroratni chamalashga imkon beradi. Spektral sinf funksiyasidagi yulduziy harorat shkalasini tuzish uchun normal ranglar tizimini, ya'ni har bir

spektral sinfga mos keluvchi ranglarni bilish lozim. Bu masala birinchi ko'rishda sodda bo'lib ko'rinsada, ko'p yulduzlarning ranglari qizarishni yuzaga keltiruvchi yulduzlararo muhitning tanlab olinuvchi yutilishi bilan buzilgan bo'ladi. Ayrim yulduzlarda bu qizarish shunchalik katta bo'lishi mumkinki, masalan, B0 spektral sinfdagi yulduz sariq rangga ega bo'lishi mumkin. Bunday anomal hollar tezda aniqlanishi mumkin, biroz kichik qizarishlarni aniqlash mushkuldir. $U - B$ va $B - V$ tizimlardagi normal ranglar jadvalda keltirilgan.

Spektral sinf funksiyasining $B - V$ va $U - B$ tizimdagi normal rang ko'rsatkichlari

Spektr	$(B - V)_0$			$(U - B)_0$		
	Bosh ketma-ketlik	Gigantlar	O'ta gigantlar	Bosh ketma-ketlik	Gigantlar	O'ta gigantlar
O	$-0^m,45$			$-1^m,20$		
B0	$-0^m,31$		$-0^m,21$	$-1^m,07$		$-1^m,20$
B5	$-0^m,17$			$-0^m,56$		
A0	$0^m,00$		$0^m,00$	$0^m,00$		$-0^m,30$
A5	$+0^m,16$			$+0^m,09$		
F0	$+0^m,30$		$+0^m,30$	$+0^m,02$		$+0^m,26$
F5	$+0^m,45$			$-0^m,01$		
G0	$+0^m,57$	$+0^m,65$	$+0^m,76$	$+0^m,04$	$+0^m,30$	$+0^m,62$
G5	$+0^m,70$	$+0^m,84$	$+1^m,06$	$+0^m,20$	$+0^m,52$	$+0^m,86$
K0	$+0^m,84$	$+1^m,06$	$+1^m,42$	$+0^m,46$	$+0^m,90$	$+1^m,35$
K5	$+1^m,11$	$+1^m,40$	$+1^m,71$	$+1^m,06$	$+1^m,6$	$+1^m,73$
M0	$+1^m,39$	$+1^m,65$	$+1^m,94$	$+1^m,24$	$+1^m,9$	$+1^m,75$
M5	$+1^m,61$	$+1^m,85$	$+2^m,15$	$+1^m,19$	—	—

Jadvallarda so'nggi spektral sinflarga mansub yulduzlarning harorat va rang ko'rsatkichlari turli qiymatga ega ekanliklarini ko'ramiz. Ushbu jadvallarda mos keluvchi ustunlar "bosh ketma-ketlik" va "gigantlar" deb nomlangan. Bunda bir xil spektral sinfdagi yulduz ikkinchi guruhga nisbatan birinchi guruhida rang ko'rsatkichi pastroq va harorati yuqoriroq bo'ladi. Bundan, ikkinchi guruhdagi

yulduzlar birinchiga nisbatan ancha katta o'ldamlariga ega bo'lib, ular "gigant" degan o'zlarining nomlarini oqlaydilar.

$B - V$ tizimidagi normal ranglarni chizma shaklida ham ko'rsatish mumkin. Bunda, $B - V$ larga mansub ranglar K spektral sinfgacha chiziqiy ketadi, undan so'ng esa, buzilishlar kuzatila boshlanadi.

Turli tizimlardagi rang ko'rsatkichlari va spektrofotometrik gradiyentlari orasida bog'lanish mavjud, buni quyidagi jadvaldan ko'rish mumkin.

Grinвич spektrofotometrik gradiyentlar ΔF_{λ} ($\lambda = 520 \text{ m}\mu$), $C = IP_g - IP_v$ xalqaro rang ko'rsatkichlari va $B - V$ ($F = 1,11 + \Delta F_{\lambda}$) rang ko'rsatkichlari orasidagi bog'lanish

ΔF_{λ}	S	$B - V$	ΔF_{λ}	S	$B - V$
-0,4	-0 ^m ,42	-0 ^m ,3	+1,2	+0 ^m ,51	+0 ^m ,63
-0,2	-0 ^m ,28	-0 ^m ,18	+1,4	+0 ^m ,64	+0 ^m ,76
0	-0 ^m ,15	-0 ^m ,05	+1,6	+0 ^m ,78	+0 ^m ,89
+0,2	-0 ^m ,03	+0 ^m ,08	+1,8	+0 ^m ,91	+0 ^m ,04
+0,4	+0 ^m ,07	+0 ^m ,20	+2,0	+1 ^m ,05	+1 ^m ,16
+0,6	+0 ^m ,16	+0 ^m ,28	+2,5	+1 ^m ,37	+1 ^m ,40
+0,8	+0 ^m ,26	+0 ^m ,38	+3,0	+1 ^m ,59	+1 ^m ,63
+1,0	+0 ^m ,38	+0 ^m ,49	+3,5	+1 ^m ,75	

Bu bog'lanishlar, ayniqsa, (6.33) va (6.40) ko'rinishidagi formulalar taqribiy bo'lishini ta'kidlab o'tish lozimdir. Ular, yulduz absolyut qora jism kabi nurlantiradi, degan taxminga asoslangan. Biroq yulduzlar spektrlaridagi yutilish chiziqlari yulduzning summar nurlanishiga xatoliklar kiritadi.

Energetik yulduziy kattaliklar va issiqlik ko'rsatkichlari bo'yicha haroratlar

Harorat chamlalanishida issiqlik ko'rsatkichlaridan foydalanishni ko'rib chiqaylik. Agar ultrabinafsha va infraqizil nurlanish Yer atmosferasining kuchli va o'zgaruvchan yutilishiga duch kelmaganda edi, issiqlik radiometrlar bilan o'ldhashlar yulduzning energetik yulduziy kattaligini bergan bo'lardi. Bu yutilishning kattaligi Δm_r

taxminan chamalanishi mumkin. U, nurlanishi asosan uzoq ultra-binafsha sohada bo'lgan o'ta qaynoq va infraqizil sohada nurlanti-rayotgan o'ta sovuq yulduzlar uchun katta bo'lishi lozim. Bu zaiflashtiruvchi kattalik Δm_r ni effektiv harorat funksiyasi ko'rinishida ifodalangani ma'qul:

$T^\circ \text{ K}$	24000	12000	10000	6000	4000	2000	1500°
$\Delta m_r =$	+	+	+	+	+	+	+
	2 ^m ,84	1 ^m ,26	1 ^m ,00	0 ^m ,49	0 ^m ,41	0 ^m ,71	0 ^m ,96

Unda (6.7) formuladagi yulduzning umumiy nurlanishi E ga Stefan – Boltsman qonunini tatbiq etishimiz mumkin: yulduzning 1 sm^2 yuzasidan chiqayotgan va σT^4 ga teng to'liq nurlanish yulduzning to'liq nurlanishini beradi:

$$4\pi R^2 \sigma T^4,$$

bu yerda, R – yulduz radiusi, yulduzdan Yergacha bo'lgan r masofada esa, bu nurlanish $4\pi r^2$ yuza bo'ylab taqsimlanadi, natijada atmosferadan tashqarida Yerning 1 sm^2 yuzasiga

$$E = \sigma T^4 \left(\frac{R}{r} \right)^2 \quad (6.41)$$

energiya mos keladi. Burchak sekundlarida ifodalangan yulduzning burchak diametri d'' ni kiritaylik:

$$d'' = \frac{2R}{r} \cdot 206265 \quad (6.42)$$

va $\lg E$ uchun [(6.18): ($\lg E = -4,917 - 0,4(m_r - \Delta m_r)$)] formuladan foydalanamiz va

$$\lg T = 2,638 - 0,1(m_r - \Delta m_r) - \frac{1}{2} \lg d \quad (6.43)$$

ni qo'lga kiritamiz. (6.36) formuladan chiqqan harorat yulduzning to'liq nurlanishiga bog'liq, shuning uchun uni effektiv harorat T_e deb hisoblashimiz mumkin. (6.37), (6.38), (6.40) va (6.41) formulalarga yulduzning chiziqliy radiusi va absolyut yulduziy kattaliklari M_r va M_v kiritilganidek (ularni topish uchun yulduzgacha bo'lgan masofa r ni bilish zarur), (6.36) ga burchak diametr d'' kiritilgan. Shunday qilib, effektiv harorat shkalasini kiritish uchun burchak diametrlari yoki chiziqliy radiuslari va parallakslari ma'lum yulduzlarning energetik yulduziy kattaliklari ($m_r - \Delta m_r$) ni bilish lozim bo'ladi. Bunday

yulduzlar ozchilikni tashkil etadi. Bular – Quyosh, burchak diametrlarini o'lchash mumkin bo'lgan o'tagigantlar hamda fotometrik va spektral kuzatuvlar orqali yulduzlarning chiziqiy o'lchamlarini aniqlash mumkin bo'lgan tutuluvchan o'zgaruvchan yulduzlardir, ammo (6.37) formuladagi R/r ham ma'lum bo'lishi uchun ularning Quyoshgacha masofalari (yillik parallaksleri) ham ma'lum bo'lishi lozim.

Quyoshga kelsak, uning effektiv harorati to'g'ridan-to'g'ri aktinometrik o'lchashlardan aniqlanadi, bu o'lchashlar Quyosh doimiysini, ya'ni vaqtning bir daqiqada Quyosh nurlariga perpendikular bo'lgan Yer atmosferasi chegarasidagi 1 sm^2 yuzaga mos keladigan energiya miqdorini beradi:

$$Q = 0,97 \pm 0,01 \frac{\text{kal}}{\text{sm}^2 \text{ min}} = 1,374 \cdot 10^6 \frac{\text{erg}}{\text{sm}^2 \text{ sek}}.$$

Yer Quyoshdan o'rtacha masofada joylashgan deb taxmin qilinadi. Quyoshning sirtidan 1 sek vaqt ichida 1 sm^2 yuzasi nurlantirayotgan energiyani q deb belgilaylik ($q = \pi B$). Butun Quyoshning to'liq nurlanishi $4\pi R^2 q$, Yergacha masofada u $4\pi r^2$ maydonga taqsimlanadi.

Shunday qilib,

$$Q = \left(\frac{R}{r}\right)^2 q$$

bo'lishi kerak, ammo Stefan - Boltsman qonuniga binoan

$$q = \sigma T^4$$

bo'ladi; so'nggi ikkita formuladan

$$T_e = \sqrt{\frac{r}{R}} \sqrt[4]{\frac{Q}{\sigma}} \quad (6.44)$$

ni topamiz, bunga kiritilgan kattaliklarining sonli qiymatlarini, ya'ni $\left(\frac{r}{R} = 214,8\right)$ ni qo'yib, Quyosh uchun quyidagini olamiz:

$$T_e = 5785^\circ \text{ K}.$$

Bunga Quyoshning radiometrik kattaligi $m_r = -27^m,18$, $\Delta m_r = 0^m,48$ lar mos keladi; Quyoshning absolyut radiometrik kattaligi $M_r = +4^m,39$ ga teng bo'lib chiqadi.

Radiometrik yulduziy kattaliklar m_r larni yulduzning to'liq nurlanishini ifodalovchi kattaliklarga o'tkazuvchi tuzatma Δm_r F0 dan kechki yulduzlarda asta-sekinlik bilan o'zgarib boradi. Agar uni

barcha yulduzlar uchun bir xil deb olsak, unda yulduzlar haroratini aniqlashda issiqlik ko'rsatkichlaridan foydalanish mumkin.

Absolyut radiometrik yulduziy kattaligi M_r bo'lgan biror yulduz uchun

$$M_r = -2,5 \lg(4\pi R^2 \sigma T^4) + c$$

deb yozishimiz mumkin, mos keluvchi Δm_r kattalik s doimiyga kirib ketdi. Logarifmni ochib, quyidagini topamiz:

$$M_r = c - 10 \lg T - 5 \lg R. \quad (6.45)$$

Quyosh uchun $M_r = +4^m,39$, $T = 5730^\circ \text{K}$ va $R = 1$ deb olamiz va $s = 41,97$ ekanligini topamiz, (6.45) o'rniga quyidagini yozamiz:

$$M_r = 42,08 - 10 \lg T - 5 \lg R. \quad (6.46)$$

Bu natijani (6.35) dan ayiramiz:

$$HI = M_v - M_r = \frac{29500}{T} + 10 \lg T - 42,16. \quad (6.47)$$

Ushbu formula haroratni issiqlik ko'rsatkichlaridan topishga imkon beradi. (6.47) formula orqali topilgan harorat nurlanish harorati deb nomlanadi va u effektiv haroratga yaqin bo'ladi. Yulduzlarning nurlanish haroratini topishda, shuningdek (6.35), (6.36), (6.39) va (6.39) tenglamalardan ham foydalanish mumkin.

Yulduzlarning nurlanish haroratlari

Spektral sinf	HI	WC	Pettit va Nikolson		Pilovskiy radio-metri	Koyper, 1938 y. T_e	Allen ma'lumoti, 1955 y. T_e
			T_{HI}	T_{WC}			
B0	0,05	0,20				25100°	22000°
B3					15850°		
B5					13620°	15500°	14000°
A0	0,00	0,26			10100°	10700°	10700°
F0	0,15	0,36	6750°	6200°	7330°	7500°	7400°
dG0	0,32	0,42	5700°	5350°	5980°	6000°	5900°
gG0	0,47	0,50	5000°	4700°			5200°, 4900°
dK0	0,55	0,54	4820°	4460°	4850°	4910°	4900°

gK0	0,90	0,70	4020°	3720°			4100°, 3800°
dM0	1,40	0,87	3400°	3260°	3860°	3700°	3600°
gM0	1,86	1,01	3030°	2980°			3400°, 3000°
gM4	3,1	1,30	2400°	2550°			2800°
gM8	5,2	1,62	1780°	2250°			

Bolometrik yulduziy kattalik va bolometrik tuzatma

Radiometrik yulduziy kattaliklar kuzatilmaydigan, lekin hisoblab topiladigan zenitda yutilishni inobatga oluvchi tuzatma Δm_r kattaligi ayrilganidan so'ng yulduzning to'liq nurlanishini beradi. To'liq energetik yulduziy kattalikni topish uchun ko'rinma vizual yoki fotovizual yulduziy kattaliklarga hisoblanib topiladigan tuzatma kiritish qulay, topilgan energetik yulduziy kattalik m_b bolometrik yulduziy kattalik, tuzatma esa, bolometrik tuzatma deb yuritiladi va Δm_b deb belgilanadi.

Shunday qilib,

$$\left. \begin{array}{l} m_b = m_v + \Delta m_b, \\ m_b = m_{pv} + \Delta m_b. \end{array} \right\} \text{yoki} \quad (6.48)$$

Ushbu ifodani yulduzning to'liq nurlanishi $m_r - \Delta m_r$ deb olingan avvalgi taxmin bilan birlashtirgan holda issiqlik ko'rsatkichi ta'rifini eslaymiz va quyidagini qo'lga kiritamiz:

$$-\Delta m_b = HI + \Delta m_r. \quad (6.49)$$

Aslida bolometrik tuzatma radiometrik o'lchashlardan mustasno holda topiladi.

Yulduzning nuriy energiyasini ko'z salmoqli yig'indi – integral

$$[(6.12): m_k = -2,5 \lg \int_{\lambda_{1k}}^{\lambda_{2k}} F(\lambda) d\lambda + const = -2,5 \lg \int_{\lambda_{1k}}^{\lambda_{2k}} E(\lambda) p_\lambda(z) q_\lambda s_\lambda d\lambda + const]$$

ko'rinishida, bolometr esa, sof yig'indi sifatida qabul qiladi.

Integral (6.12) ni nologarifmik, ya'ni

$$\varphi(\lambda) = P_\lambda(0) q_\lambda K'_\lambda \quad (6.50)$$

funksiyani kiritgan holda yozamiz, bu yerda, $P_{\lambda}(0)$ – zenitda o‘tkazishi, integrallash chegarasini rasmiy tarzda 0 dan ∞ gacha o‘tiramiz. Ko‘z orqali foydalaniladigan yorug‘lik oqimi

$$F_v = C \int_0^{\infty} F(\lambda, T) \varphi(\lambda) d\lambda, \quad (6.51)$$

bu yerda, S orqali geometrik faktorlar inobatga olinadi. Bolometr esa, quyidagiga teng energetik oqimni qabul qiladi:

$$F_e = C \int_0^{\infty} F(\lambda, T) d\lambda. \quad (6.52)$$

Nisbat

$$N = \frac{\int_0^{\infty} F(\lambda, T) \varphi(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} F(\lambda, T) d\lambda} \quad (6.53)$$

muayyan nurlanish manbaning optik effektivligi bolometrik (energetik) effektivligidan samaraliroq ekanligini ko‘rsatadi, u faqatgina harorat T funksiyasi ekanligi ayon. Ammo $\varphi(\lambda)$ odatda shartli birliklarida beriladi, shuning uchun N ham ma‘lum ko‘paytmagacha aniqlanadi. N kattaliklarining birliklari sifatida $T = 6000^\circ$ dagi N ning qiymati qabul qilinadi, bunda Quyosh kabi G spektral sinfidagi yulduzda optik diapazonidagi ravshanligi bolometrik ravshanlikka teng bo‘lishi lozim deb olinadi (mustaqil nol-punkt). Avval ko‘rganimizdek, ko‘z uchun absolyut qora jism nurlanishi $T = 6500^\circ \text{ K}$ da eng effektiv bo‘ladi.

Yuqorida topilgan Δm_b bolometrik tuzatma $2,5 \lg N$ ga teng:

$$\Delta m_b = 2,5 \lg N = 2,5 \lg \frac{\int_0^{\infty} F(\lambda, T) \varphi(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} F(\lambda, T) d\lambda} + C. \quad (6.54)$$

Doimiy S yuqorida kiritilgan nol-punktning shartini qondirish uchun kiritiladi. Δm_b kattaliklarni topishda turli spektral turlari uchun shu turga xos bo‘lgan effektiv harorat olinadi. Jadvalda effektiv harorat argumenti va spektral sinfdan topilgan bolometrik tuzatmalar keltirilgan. Tabiiyki, bolometrik tuzatmalar har doim manfiy bo‘ladi.

**Absolyut harorat T va spektral sinf ($\Delta m_b = m_b - m_{pv}$)
funksiyalaridan topilgan bolometrik tuzatmalar**

lg T	Δm_b	spektr	Δm_b		
			bosh ketma- ketlik	gigantlar	o'ta gigantlar
5,0	-6 ^m ,3	O5	-4 ^m ,6		
4,8	-4 ^m ,8	B0	-3 ^m ,0		-3 ^m ,0
4,6	-3 ^m ,55	B5	-1 ^m ,6		
4,4	-2 ^m ,16	A0	-0 ^m ,68		-0 ^m ,7
4,2	-1 ^m ,5	A5	-0 ^m ,30		
4,1	-0 ^m ,8	F0	-0 ^m ,10		-0 ^m ,2
4,0	-0 ^m ,7	F5	0 ^m ,00		
3,9	-0 ^m ,15				
3,8	-0 ^m ,05	G0	-0 ^m ,03	-0 ^m ,1	-0 ^m ,30
3,7	-0 ^m ,2	G5	-0 ^m ,10	-0 ^m ,3	-0 ^m ,6
3,6	-0 ^m ,9	K0	-0 ^m ,20	-0 ^m ,6	-1 ^m ,0
3,5	-1 ^m ,7	K5	-0 ^m ,58	-1 ^m ,0	-1 ^m ,6
3,4	-3 ^m ,1	M0	-1 ^m ,2	-1 ^m ,7	-2 ^m ,5
3,3	-4 ^m ,6	M5	-2 ^m ,1	-3 ^m ,0	-4 ^m ,0
3,2	-7 ^m				

Radiomanbalarning haroratini aniqlash

Radiodiapazondagi kuzatuvlaridan haroratni aniqlash masalasini ko'rib chiqaylik. Bu yerda jism va tasvirning sirtiy yorqinligi tengligi qonuni haqlidir, shuning uchun steradianga teng fazoviy burchak ichida Yerning 1 m^2 yuzasiga tushayotgan oqim F_v , shuningdek, manbadan 1 steradian ichida sirtining 1 m^2 yuzasidan chiqayotgan nurlanishning oqimiga teng (agar manba antenaning butun bir yaprog'ini to'ldirib turgan bo'lsa). Bu kattalik F_v ni shartli ravishda harorati T_b bo'lgan absolyut qora jism yorqinligi $B(v, T)$ ga tenglashtirish mumkin. Bu harorat butkul qora harorat (formula (6.16): $e^{\frac{c}{\lambda T_b}} = 1 + \frac{c_1}{\lambda^5 B_\lambda}$) ga o'xshash. Radiochastota diapazonida absolyut

qora jism nurlanishini Reley - Jins formulasi orqali ta'riflash mumkin, $\lambda > 1 \text{ mm}$ va oqilona haroratlarda bu formula Plank formulasini almashtiradi. Reley - Jins formulasiga binoan, 1 steradian

ichida absolyut qora jismning 1 sm^2 yuzasidan chiqayotgan solishtirma oqim

$$B(\nu, T_b) = \frac{2kT_b}{\lambda^2} \quad (6.55)$$

ga teng, yoki, sonli qiymatlarida

$$B(\lambda, T_b) = \frac{2,76 \cdot 10^{-23}}{\lambda^2} T_b \frac{\nu t}{\text{m}^2 \cdot \text{gs} \cdot \text{sterad}} = \frac{2,76 \cdot 10^{-17}}{\lambda^2} T_b \frac{\nu t}{\text{m}^2 \cdot \text{Mgs} \cdot \text{sterad}}; \quad (6.56)$$

λ – metrlarda.

$$F_\nu = 10^{-23} \frac{\nu t}{\text{m}^2 \cdot \text{gs} \cdot \text{sterad}},$$

deb topilgan obyekt $\lambda = 1 \text{ m}$ da $T_b \approx 4^\circ$ haroratga ega.

Agar manba antennaning qabul qilish yaprog'idan kichik bo'lib, Ω^* fazoviy burchak ostida ko'rinssa, undan chiqayotgan oqim $B(\nu, T)\Omega^*$ ga teng bo'ladi; aynan shu kattalikni kuzatilayotgan oqimga tenglashtirishimiz lozim va yorqinlik harorat T_b obyekt butunlay antenna yaprog'ini to'ldirib turgandagiga nisbatan Ω/Ω^* marotaba katta bo'ladi.

Yulduzlar atmosferalari nazariyasi yulduzlar atmosferalaridagi haroratlarini atom va molekulalarining fizik holatidan aniqlashga imkon beradi (ionizatsion haroratlar).

4-§. Yulduzlar massalarini aniqlash

Qo'shaloq yulduzlarning massalarini aniqlash

Vizual-qo'shaloq yulduzning ko'pyillik kuzatuvlari asosida uning ko'rinma orbitasi, ya'ni haqiqiy orbitaning «osmon sferasiga», to'g'rirog'i, ko'rish nuriga perpendikular tasvir tekisligiga proyeksiyasi tushiriladi. Ikkala yulduz massalarining umumiy markazi atrofida konik kesim (odatda u ellips shaklida bo'ladi) bo'ylab harakatlanadi deb taxmin qilinadi. Bosh yulduz atrofida aylanayotgan yo'ldoshning nisbiy harakati trayektoriyasi ham shunday bo'ladi. Osmon sferasiga proyeksiyalangan haqiqiy ellips ko'rinma ellipsga aylanadi. Umumiy holda haqiqiy ellipsning fokusi ko'rinma ellipsning fokusiga tushmaydi (ammo markazi markazga tushadi); shuning uchun bosh yulduz ko'rinma ellips ichida ixtiyoriy vaziyatni egallashi mumkin. Maydonlar qonuni (Keplerning II

qonuni) proyeksiyalanganda buzilmaydi, shuning uchun bevosita kuzatuvlardan

$$P^2 \frac{d\theta}{dt} = \text{const} \quad (6.57)$$

kelib chiqadi.

Keplerning III qonuni ham ixtiyoriy qo'shaloq sistemaga tatbiq etilishi mumkin. U hol uchun osmon mexanikada

$$\frac{A^3}{P^2} = \frac{k^2(m_A + m_B)}{4\pi^2} \quad (6.58)$$

formula mavjud, bu yerda, A – qo'shaloq yulduz nisbiy orbitasining katta yarim o'qi, P – orbita bo'ylab aylanish davri, k^2 – tortishish doimiysi, $\pi=3,1416$, m_A va m_B – komponentalarning massalari.

(6.58) formulani quyidagicha qayta yozib chiqamiz:

$$\frac{A^3}{P^2(m_A + m_B)} = \frac{k^2}{4\pi^2} \quad (6.59)$$

Yer - Quyosh sistemasi uchun ham u shundayligicha qoladi ($m_\oplus$ – Yer massasi):

$$\frac{A^3}{P^2(m_\oplus + m_\oplus)} = \frac{k^2}{4\pi^2} \quad (6.60)$$

Barcha masofalarni astronomik birliklarda, ya'ni $A'=1$, aylanish davrlarini yulduzli yillarda, ya'ni $P'=1$, massalarni – Quyosh massalarida, ya'ni $m_\odot=1$, deb ifodalaylik, unda tanlangan birliklar sistemasida tengliklar (6.23) va (6.24) ning o'ng qismlari birga aylanadi (Yer massasini inobatga olmasa ham bo'ladi), bunda

$$\frac{A^3}{P^2(m_A + m_B)} = 1. \quad (6.61)$$

Ammo qo'shaloq yulduzlarda bevosita kuzatiladigan kattalik A emas, balki nisbiy orbita katta yarim o'qining burchak o'lchami a dir. Ushbu ikkala kattalik (6.6) ga binoan o'zaro

$$A = \frac{a^n}{\pi^n} \quad (6.62)$$

munosabat bilan bog'langan.

Bunda (6.61) tenglik quyidagicha yoziladi:

$$\frac{a^3}{\pi^3 P^2} = m_A + m_B. \quad (6.63)$$

So'nggi formula qo'shaloq sistemaning summar massasini topishda foydalaniladi. Yakka-yakka massalarini aniqlash uchun yana bitta tenglama zarur, u A va B komponentalar absolyut orbitalardagi katta yarim o'qlari a_1 va a_2 lari aniqlangandan keyin (6.58) dan topiladi:

$$\frac{m_A}{m_B} = \frac{a_2}{a_1}. \quad (6.64)$$

Qo'shaloq yulduzning ko'rinma orbitasi tuzilgandan so'ng a'' ning kattaligini topish qo'shaloq yulduz orbitasini aniqlashga doir umumiy masalasining tarkibiy qismiga kiradi. Uni yechishning ko'pgina usullari mavjud.

Sayyora orbitasini aniqlash masalasidan farqli ravishda qo'shaloq yulduz orbitasi oltita emas, balki yettita element orqali topiladi. Buning sababi shundaki, sayyoraviy sistemada barcha sayyoralar uchun markaziy jism Quyoshdir va uning massasi barcha sayyoralar jami massalaridan juda katta. Shuning uchun Quyosh sistemasida kattaliklar a va P mustaqil emas, balki Keplerni III qonunining sodda shakli (massiv sayyoralar bundan mustasno) bilan bog'langan, qo'shaloq yulduzlarda esa, massalar ixtiyoriy bo'lishi mumkinligi sababli har bir sistemada a va P orasidagi nisbat o'zgacha va Keplerning umumlashgan qonuni (6.63) yordamida aniqlanadi.

Massalar funksiyasi

Qo'shaloq sistemalardagi yulduzlarning harakati kuzatilishi ko'p hollarda komponentalarining massalarini aniqlashga imkon beradi. Yulduzlarni keplercha orbitalar bo'ylab sistemaning massalar markazi atrofida harakatlanayapti deb faraz qilaylik. Quyosh sistemasidagi sayyoralar orbitalarini aniqlashning mumtoz masalasidan farqli ravishda qo'shaloq yulduz orbitasini oltita emas, balki yettita element aniqlaydi, chunki Quyosh massasi barcha sayyoralar massasi yig'indisidan ancha katta va uning umumiy massalar markazi atrofidagi harakatini inobatga olmasa ham bo'ladi. Qo'shaloq sistemaning orbita parametrlari sifatida quyidagilarni olish mumkin: komponentalarning massalari M_1 va M_2 , sistemadagi massalar markaziga nisbatan komponentalar orbitalarining katta yarim o'qlari yig'indisi $a_1 + a_2 = a$, orbita ekscentrisiteti e , orbitaning ko'rish nuriga qiyaligi i (bunda $i = 90^\circ$ da orbita yondan ko'rinadi),

ko'tariluvchi tugun Ω ning pozitsion burchagi T_a hamda periastri vaziyatini tasniflovchi burchak ω (periastri uzunlamasi). Aylanishning orbital davri komponentalar massalari va nisbiy orbitaning katta yarim o'qi $a = a_1 + a_2$ bilan Keplerning uchinchi qonuni orqali bog'langan:

$$P = 2\pi \left[\frac{a^3}{G(M_1 + M_2)} \right]^{1/2}. \quad (6.65)$$

Agar yulduzlar yakka-yakka bo'lib ko'rinsa (vizual-qo'shaloq sistema), unda kuzatuvlardan ular har birining orbitasini tiklashga va massalarni chamalashga imkon paydo bo'ladi. Ammo sistemaning qo'shaloqligi haqida summar spektrida bitta yoki ikkita chiziqli tizimi mavjudligidan bilish mumkin, bu chiziqlar komponentalari massalar umumiy markazi atrofida harakatlanishi tufayli Doppler effektiga binoan davriy ravishda siljib turadi.

Spektroskopik kuzatuvlar yordamida Doppler effektidan bitta yoki ikkala yulduzning nuriy tezliklari o'lchanadi va nuriy tezliklarning egri chiziqlari $V_{r1}(t)$ va $V_{r2}(t)$ lar topiladi.

Yulduzlari doiraviy orbitalar bo'ylab massalar umumiy markazi atrofida aylanayotgan qo'shaloq sistema misolida yulduzlarning nuriy tezliklar amplitudasi bilan ularning nisbiy massalari orasidagi bog'lanishni olib ko'raylik. Sistemaning massalar markazi qo'zg'almasligi shartidan quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{M_2}{M_1},$$

bundan

$$\frac{a}{a_1} = \frac{M_1 + M_2}{M_2}.$$

Ixtiyoriy yulduzning V_r nuriy tezlik o'zgarish amplitudasini (faraz qilaylik, u V_{r1} bo'lsin) ushbu yulduzning orbital harakat tezligi V_{01} va orbita radiusi orqali ifodalaylik:

$$V_{r1} = V_{01} \sin i = \frac{2\pi}{P} a_1 \sin i = \frac{2\pi}{P} \frac{M_2}{M_1 + M_2} a \sin i.$$

Shunday qilib, V_{r1} va V_{r2} larni bir vaqtning o'zida o'lchab, komponentalar massalarining nisbatlari $M_2/M_1 = a_1/a_2 = V_{r1}/V_{r2}$ ni aniqlash mumkin. Ammo orbita qiyaligi i noaniq bo'lganligi tufayli nuriy tezliklar amplitudalari turli qiyaligidagi orbitalar uchun bir xil bo'lishi mumkin.

(6.63) dagi a ni yuqorida olingan tenglamaga qo'yamiz:

$$V_{r1}^3 = \frac{2\pi G}{P} \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2}.$$

Funksiya

$$f(M_2) = \frac{PV_{r1}^3}{2\pi G} \quad (6.66)$$

M_2 massali yulduzning massalar funksiyasi deb nomlanadi. U bevosita o'lchalgan kattalik va yulduzlarning biriga taalluqli V_{r1} ni ikkinchi yulduz massasi bilan bog'laydi:

$$f(M_2) = \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2}. \quad (6.67)$$

Agar yulduzlar orbitalari doiraviy emas, balki e eksentrisitetli ellips bo'lsa, unda massalar funksiyasi ifodasi (6.66) da orbital davr P faktor $(1-e^2)^{3/2}$ ga ko'paytiriladi.

$f(M_2)$ ni M_2 ga taqsimlaymiz:

$$\frac{f(M_2)}{M_2} = \frac{M_2^2}{(M_1 + M_2)^2} \sin^3 i \leq 1.$$

Shunday qilib, qo'shaloq sistemadagi yulduzning massalar funksiyasi uning massasining quyi chegarasini belgilaydi. Shuning uchun qo'shaloq sistemadagi bitta komponentasi kuzatuvlari asosida chamalangan massalar funksiyasi ikkinchi komponenta massasiga chegara qo'yadi. Bunday hol nurlanishi faqat rentgen diapazonda qabul qilish mumkin bo'lgan kompakt komponenta bilan oddiy yulduz juftlikni hosil qilgan tig'iz qo'shaloq sistemalarda uchraydi. Masalan, ayrim rentgen qo'shaloq sistemalar ("qora o'ralar"ga nomzodlar) ning massalar funksiyasi 3 Quyosh massasi (umumiy nisbiylik nazariyasi doirasida neytron yulduzlarning absolyut yuqori chegarasi) dan ziyod. Bu esa, ushbu sistemalardagi kompakt yulduz neytron yulduz emas, balki qora o'ra bo'lish ehtimolligini bildiradi.

Ta'kidlab o'tish joizki, spektroskopik qo'shaloq sistemalarda nuriy tezlik bo'yicha keplercha orbitalarni o'lchash bu sistemaning barcha parametrlarini bermaydi, chunki bunda ko'rish nuriga orbita qiyaligi noma'lumligicha qoladi. Ammo ikkita neytron yulduzdan iborat va ularning biri radiopulsar bo'lib, kuzatiladigan relyativistik tig'iz qo'shaloq sistemalar uchun bu masala yechimga ega. U holda, relyativistik effektlardan foydalanib, impulslarning kelish vaqtlari

batafsil tahlili qo'shaloq sistemaning barcha parametrlarini topishga imkon beradi.

Qo'shaloq yulduz komponentalarining massalarini aniqlashga doir hisob-kitoblari quyidagicha bo'ladi. (6.66) va (6.67) formulalarini bir-biriga taqsimlaymiz va (6.64) formula yordamida

$$\frac{K_A}{K_B} = \frac{m_B}{m_A}, \quad (6.68)$$

nisbatni olamiz, undan ko'rinib turibdiki, ikkala komponentaning nuriy tezliklar egri chiziqlar amplitudalari ularning massalariga teskari proporsional ekan.

Bu hol yakka kuzatiladigan spektrga ega spektral-qo'shaloq yulduzlar komponentalarining massalarini aniqlashda o'ziga xos qiyinchilikni tug'diradi, ya'ni bu spektr bosh komponentaning nuriy tezliklar egri chizig'ini tuzishga imkon beradi, uning amplitudasi esa, spektri kuzatilmaydigan yo'ldosh massasiga proporsionaldir.

Ikkala spektr kuzatilganda ikkala egri chiziq tuzilishi mumkin, bundan K_A va K_B ma'lum bo'ladi. (6.65) va (6.66) formulalar qo'shamiz va $a_1 + a_2$ yig'indisini a ga – nisbiy orbitadagi katta yarim o'qi kattaligiga almashtiramiz:

$$a \sin i = 13751(1 - e^2)^{1/2} PK. \quad (6.69)$$

Biz

$$K = K_A + K_B \quad (6.70)$$

deb faraz qilgandik.

(6.69) da $a - km$ larda, $P -$ sutkalarda, (6.60) formulada esa, $A = a$, ammo $a.b.$ larda, $P -$ yillarda ifodalangan. Birliklardagi bu farqlarni inobatga olgan holda ikkala formuladan

$$(m_A + m_B) \sin^3 i = 10385 \cdot 10^{-11} (1 - e^2)^{3/2} K^3 P \quad (6.71)$$

ni olamiz, bu yerda, $K km/sek$ larda, $P -$ sutkalarda, $m -$ Quyosh massalarida ifodalangan. Bundan hamda (6.68) dan xuddi o'sha $\sin^3 i$ faktori ichiga kirgan individual massalarni olishimiz mumkin:

$$m_A \sin^3 i = 10385 \cdot 10^{-11} (1 - e^2)^{3/2} K^2 K_B P, \quad (6.72)$$

$$m_B \sin^3 i = 10385 \cdot 10^{-11} (1 - e^2)^{3/2} K^2 K_A P. \quad (6.73)$$

Bitta spektri kuzatiladigan spektral-qo'shaloqlarga qaytaylik. U holda faqat K_A va R ma'lum. Formulamizdagi kuzatilmaydigan K

kattalikni bartaraf qilamiz. Buning uchun (6.63) ni kubga, (6.71) ni kvadratga oshiramiz va ikkalasini bir-biriga taqsimlaymiz:

$$\frac{m_B^3 \sin^3 i}{(m_A + m_B)^2} = 10385 \cdot 10^{-11} (1 - e^2)^{3/2} K_A^3 P. \quad (6.74)$$

Bu formulaning o'ng tomonida barcha kuzatiladigan kattaliklar turganligi uchun massalar funksiyasi $f(m)$ ni hisoblab topishimiz mumkin:

$$f(m) = \frac{m_B^3 \sin^3 i}{(m_A + m_B)^2}. \quad (6.75)$$

Agar ikkita spektrga ega spektral-qo'shloqlarda massani chamalashda faktor $\sin^3 i$ mavhumlikni kiritayotgan bo'lsa, uni birga tenglashtirib, massalarning minimal qiymatlarini topish mumkin, ammo yakka spektrga ega spektral-qo'shloqlarda bu yo'l bilan massalarni chamalash imkoni bo'lmaydi, faqatgina biror usul bilan ushbu sistema uchun massalar nisbati tusmollab:

$$a = \frac{m_B}{m_A} \quad (6.76)$$

topilgandagina bu masala yechimga ega bo'lib qoladi (odatda $0 < a < 1$). Haqiqatan ham,

$$f(m) = \frac{m_A a^3}{(1+a)^2} \sin^3 i. \quad (6.77)$$

Xulosa qilib aytish mumkinki, qo'shloq sistemada massalar bir nechta usulda topilishi mumkin.

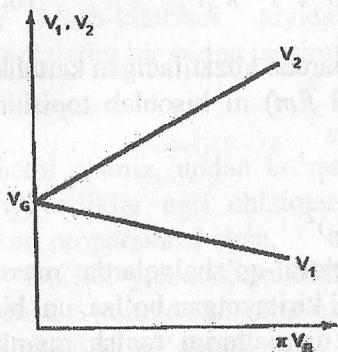
1. (6.62) formula orqali Keplerning uchinchi qonuni yordamida sistemaning bevosita umumiy massasi aniqlanadi:

$$M_1 + M_2 = \frac{a^3}{\pi^3 P^2}, \quad (6.78)$$

bu yerda, M_1 va M_2 – Quyosh massalarida ifodalangan komponentalar massalari, π – yoy sekundlaridagi trigonometrik parallaks, a'' – ko'rinma katta yarim o'q, u ham yoy sekundlarida ifodalangan, P – yillarda ifodalangan davr. Shunday qilib, yulduzlarning vaziyatlarini o'lchashlaridanoq fundamental massalarni aniqlash mumkin.

(6.78) nisbat sistemaning to'liq massasini bersada, yakka komponentalarning massalarini aniqlab bo'lmaydi. Yakka massalarni topish uchun umumiy massalar atrofidagi har bir komponentaning

orbitasini bilish lozimdir. Komponentalarning individual orbitalarini aniqlash masalasi vizual emas, balki fotografik yoki spektroskopik usul bilan yechiladi.



54-rasm. Nuriy tezliklar haqidagi ma'lumotlaridan foydalangan holda massalar nisbatini topish.

konstantalar.

Faraz qilaylik, V_R musbat bo'lsin. Bundan birinchi komponenta uzoqlashayotganini bilish mumkin. Unda

$$V_1 = V_G - k\pi V_R, \quad V_2 = V_G + l\pi V_R. \quad (6.79)$$

Shunday qilib, V_R orbita elementlari va vaqt funksiyasi sifatida ma'lum, u (6.68) va (6.69) orqali topiladi.

Turli epoxalarda nuriy tezliklar o'lchalib, grafikga tushiriladi, uning absissa o'qi bo'yicha πV_R , ordinata bo'yicha esa, tezliklar V_1 va V_2 tushiriladi. (6.79) ga binoan ikkita to'g'ri chiziq hosil bo'ladi, ular $\pi V_R = 0$ nuqtada ordinata V_G bilan kesishadi (54-rasm). Shu yo'l bilan massalar markazi nuriy tezligi aniqlanadi. Kesmalar V_1 va V_2 turli qiyaliklarga ega, ularni o'lchab k va l kattaliklarni topamiz, ulardan esa, masalan nisbati va parallaksni olamiz:

$$\frac{M_2}{M_1} = \frac{k}{l}, \quad \pi = \frac{1}{k+1}. \quad (6.80)$$

Agar astronomik kuzatuvlardan trigonometrik parallaks ma'lum bo'lsa, u orbita topishdagi hisob-kitoblarni nazorat uchun xizmat qilishi mumkin.

2. Nuriy tezliklardan olinadigan massalar nisbati. Juftlikdagi komponentalarining massalarini ko'p epoxa uchun har bir komponentaning nuriy tezliklari o'lchab aniqlash mumkin.

V_1 va V_2 komponentalarning nuriy tezliklari, V_G massalar markazining nuriy tezligi bo'lsin. Faraz qilaylik

$$V_R = V_2 - V_1, \quad \beta = \frac{M_2}{M_1},$$

$$k\pi = \frac{\beta}{1+\beta}, \quad l\pi = \frac{1}{1+\beta},$$

bu yerda, π – parallaks, l va k –

Agar V_1 va V_2 larni mustaqil topish imkonini bo'lmasa, unda V_R dan absolyut parallaks va massalar yig'indisi topiladi, ammo alohida massalar noaniq bo'lib qoladi. Nuriy tezliklar orqali yulduzlarning massalarini topish aniqligi spektrograflarning aniqligiga bog'liqdir.

3. Fotografik kuzatuvlardan massalar nisbatini aniqlash. Uzun fokusli asboblardan yordamida qo'shaloq yulduzlarni tasvirga tushirib, ularning qo'shni yulduzlarga nisbatan vaziyatlarini aniqlashga imkon beradi. Yetarlicha miqdorda to'plangan tasvirlar orqali ayrim hollarda komponentalarning murakkab harakatini bilib olish mumkin. Undan tashqari, ushbu usul uchun qulay bo'lgan juftliklarning soni talaygina bo'ladi.

Massa – yorituvchanlik bog'lanishi yulduzlarning ichki tuzilishi o'rganilayotganda Eddington tomonidan ochilgandi. Ko'pgina tadqiqotchilar ushbu bog'lanishni empirik holda topishgan va orbitasi ma'lum bo'lgan qo'shaloq yulduzlarning parallakslarini hisoblashda qo'llab kelishgan. "Massa – yorituvchanlik" diagrammasi asosida topilgan parallakslar dinamik parallakslar deb yuritiladi; uning afzalligi – kichik parallaksni aniqlash imkonini mavjudligidir.

Dinamik parallaksni aniqlashning ikkita usuli mavjud, ularning birida

$$\lg \mu = -k(M - M_{\odot}), \quad (6.81)$$

ko'rinishidagi munosabat yoziladi, bu yerda, μ – Quyosh birliklaridagi massa, k – doimiy, u 0,1117 ga teng, M – yulduzning absolyut bolometrik yulduziy kattaligi, $M_{\odot}$ – Quyoshning absolyut bolometrik yulduziy kattaligi, u 4,^m77 ga teng.

Eslatib o'tamiz, absolyut kattalik – yulduzning 10 ps masofadan kuzatiladigan yulduziy kattaligidir. Bundan, absolyut yulduziy kattalik M , ko'rinma kattalik m va parallaks π o'zaro Pogson formulasi orqali bog'langan:

$$M = m + 5 + 5 \lg \pi. \quad (6.82)$$

Fotometrik aniqlangan yulduzning yulduziy kattaligi nurlanish detektorining to'liq uzunligi sezgirlikiga bog'liq bo'ladi. Agar $e(\lambda)$ to'liq uzunligi birligiga hisoblangan energiya bo'lsa, unda priyomnigi quyidagi kattalikni o'lchaydi:

$$E = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} C(\lambda) e(\lambda) d\lambda,$$

bu yerda, $S(\lambda)$ – priyomnik o'tkazishini tasniflovchi koeffitsiyent. Agar priyomnik sifatida ko'z bo'lsa, bunda yulduziy kattalik vizual bo'ladi. U mos ravishda fotografik, fotovizual, infraqizil deb nomlanishi mumkin, bunda mos ravishda fotoplastinkalar yoki fotoko'paytirgich ishlatilishi lozim bo'ladi. Bolometrik yulduziy kattalik deb to'liq nurlanishga mos keluvchi kattalikga aytiladi:

$$E_T = \int_0^{\infty} e(\lambda) d\lambda.$$

Vizual va bolometrik yulduziy kattaliklar orasidagi farq bolometrik tuzatma deb nomlanadi va u quyidagi ko'rinishda yozilishi mumkin:

$$\Delta m = 22,5 \lg \frac{E}{E_T} = C.$$

Vizual va bolometrik yulduziy kattaliklar orasida quyidagi munosabat o'rinalidir:

$$m_b = m_v + C_v, \quad (6.83)$$

bu yerda, S_V – spektral sinf yoki yulduz harorati funksiyasi.

5-§. Astro-gelioseymologiya

Shakl bo'yicha Quyoshni deyarli shar deyishimiz mumkin. Muvozanat holatida u sekin aylanayotgani uchun sferik shaklidan radiusining atigi bir necha mingning ulushiga farq qiladi. Ammo biror sababga ko'ra, Quyosh o'zining muvozanat holatidan chiqib ketadigan bo'lsa, u tebranma harakat qila boshlaydi, bu tebranishlarning murakkablik darajasi boshlang'ich g'alayonlanish xarakteriga bog'liq bo'ladi.

Mabodo pulsatsion noturg'unlik yuz bergudek bo'lsa, ushbu tebranishlar sefeidalarini kabi katta amplitudalarga olib keladi. Turg'un yulduzlardagi kuchsiz g'alayonlanishlar kichik amplitudali tebranishlarga olib keladi.

Yulduzlarning tebranishlarini, Quyosh doimiysining variatsiyalari kabi, nurlanish oqimining nisbiy o'zgarishlaridan, shuningdek, o'ta aniq spektrometri yordamida spektral chiziqlarining davriy siljishlaridan aniqlasa bo'ladi.

Quyosh va bir nechta eng yorqin yulduzlarda kichik amplitudali o'ziga xos tebranishlarning guruhlarini ajratishga muvaffaq bo'lindi. Quyosh uchun nurlanish oqimining nisbiy o'zgarishi radius

o'zgarishining ulushiga proporsional va taxminan $10^{-5}L_{\odot}$ ni tashkil etadi, davrlarining qiymatlari asosan 3 daqiqadan 15 daqiqagacha oraliqlarda joylashgan. Lekin tebranish amplitudasini hisobga olsak, unda eng katta amplitudasi (tezlik ma'nosida 20 km/sek gacha) taxminan 5 daqiqali davrli tebranishlarga egadirlar, shuning uchun butun diapazon besh daqiqali tebranishlar nomini oldi. Sefeidalardan farqli o'laroq, bunday amplitudali tebranishlarni chiziqiy deb hisoblash mumkin, chunki bir nechta bunday tebranishlar bir vaqtning o'zida yuzaga kelsalarda, turli sabablarga ko'ra bir-biriga ta'sir etmagan holda mavjud bo'ladi.

Umuman olganda, ixtiyoriy kichik tebranishni xususiy moda deb ataluvchi alohida elementar tebranishlarning chiziqli majmuasi ko'rinishida tasavvur etish mumkin. Tebranishlarning xususiy modalari – so'nish yo'q bo'lgan taqdirda har bir nuqta sodda garmonik qonun bo'yicha tebranayotgan sistemaning ehtimollik bilan mumkin bo'lgan tebranishiga aytiladi.

Alohida xususiy moddalarning turi va chastotasi Quyosh yoki yulduzning ichki tuzilishiga bog'liq bo'ladi. Bundan, xususiy tebranishlarning spektridan obyektning tuzilishini aniqlash mumkin, bu esa, astro-gelioseysmologiyani asosini tashkil etadi, ya'ni kuzatilayotgan tebranishlarning chastota va amplitudasiga ko'ra, masalan, Quyosh moddasining xossalari o'rganish imkonini beradi.

Yakkalangan xususiy moddalarni ularning faqatgina o'ziga xos g'alayonlanish sharoitlarida, masalan, tashqi ta'sir chastotasi bilan rezonans sodir etilgan paytlaridagina kuzatish mumkin. Ammo tahlilning maxsus usullari ixtiyoriy tebranishlar bilan bog'liq bo'lgan alohida moddalarni ajratib olishga imkon beradi. Buning uchun, masalan, Quyosh atmosferasida kuzatilayotgan yorqinlik va tezliklarining fazo – vaqt fluktuatsiyalariga Fure o'zgartirishlarini tadbqiq etiladi. Bu esa, ko'rilyotgan qiymatlarda biror aniq moddani "ko'rish"ga imkon beradi. Fizika nuqtayi nazaridan bu imkoniyat tebranishlarning chiziqiyliyidan, ya'ni ularning o'zaro ta'sirlashmasligidan kelib chiqadi.

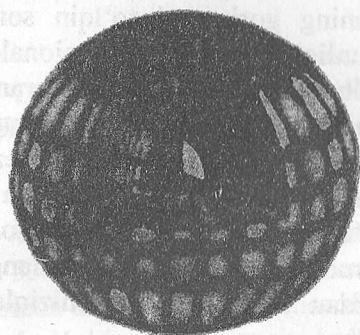
Bayon etilgan mulohazalar tadqiqotlarning maxsus usullari asosini tashkil etadi, ular Quyoshdagi kichik tebranishlarni o'rganishga imkon yaratdi. Zamonaviy kuzatuvlar davri uch daqiqadan bir necha o'n daqiqagacha oraliqlarida bo'lgan Quyoshdagi ko'pgina xususiy moddalarni aniqlashlari mumkin. Ammo kuzatuvlarning

to'plangan ma'lumotlari mavjud bo'lgan butun spektrni qamrab olmagan. Shuning uchun ular Quyosh tuzilishini to'laligicha aniqlab bera olmaydi. Shunday bo'lsada, Quyoshning gidrostatik muvozanati haqidagi taxminlar bilan birga tebranishlar haqidagi mavjud ma'lumot tovushning tezligini Quyosh markazigacha bo'lgan masofaga bog'liqligini aniqlashga imkon beradi.

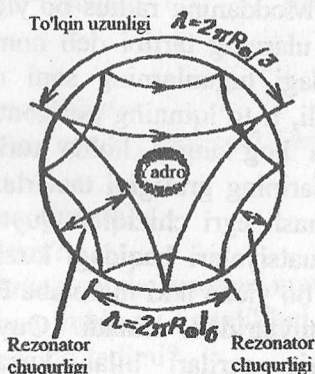
Quyoshda aniqlangan tebranishlar tovush to'lqinlarining moddalari bo'lib, ular ham sirti, ham chuqurlik bo'ylab tarqaladilar. Ularning tarqalish shartlari asosan chuqurlik bilan harorat taqsimotiga bog'liq bo'ladi, chunki ($v_{\text{tovush}} = \sqrt{\frac{5kT}{3m}}$) formulaga binoan ideal gazda tovush tarqalish tezligi haroratdan olingan kvadrat ildiziga proporsionaldir.

Stratifikatsiyalangan atmosferada (bunda harorat va zichliklar chuqurlik funksiyasi ma'nosida bo'ladi) tovush tezligi qandaydir kritik qiymatdan kichik bo'lishi lozim. Fotosferaning yuqori qatlamlaridagi haroratning minimumi mavjudligini, shuningdek, konvektiv sohada haroratning chuqurligi bilan ortishini e'tiborga olib, to'lqinlarning ehtimol tarqalish sohasi fotosferaning tashqi qatlamlari va konvektiv soha bilan chegaralangan deb aytish mumkin, bunda mos keluvchi qatlam qalinligi tebranishlarning tarqalish yo'nalishi bilan aniqlanadi. Shunday qilib, Quyoshni ichki tuzilishi o'ziga xosligi uning tebranishlarini kuzatishni soddalashtiradi, Quyoshning o'zi esa, o'ziga xos sferik-konsentrik rezonator bo'lib tuyuladi (55-rasm).

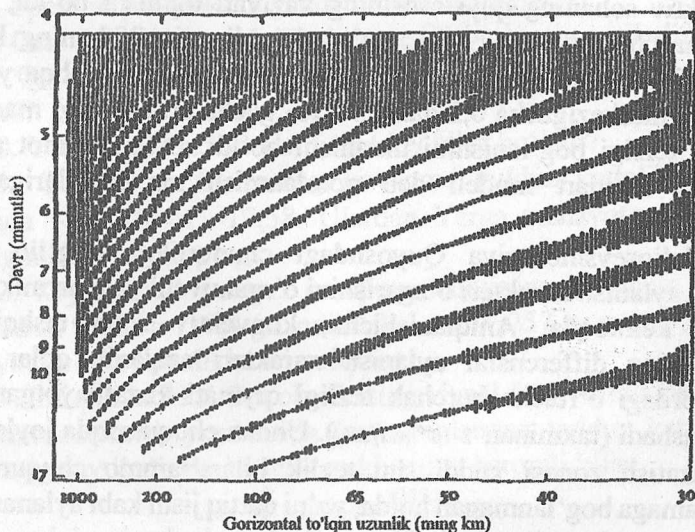
Ushbu rezonatorning strukturasi besh daqiqali tebranishlarning spektrini aniqlaydi. Dastavval, XX asrning 60-yillar boshida gorizontalar tarqaluvchi tebranishlar kashf qilindi. Bu ma'lumotlar asosida tebranishlar sirtiy va sof lokal xarakterga ega deb taxmin qilingandi. 60-yillar oxiriga kelib, yirik masshtablarda to'lqin fazasi bir soatdan ortiq vaqt oralig'ida saqlanishi aniqlandi, bu vaqt mobaynida to'lqin Quyoshni butunlay aylanib chiqishi mumkin. Shu bilan birga to'lqinlar kam so'nuvchi, binobarin, butun Quyoshni qamrab oluvchi, ya'ni global bo'lib chiqdi. Faqatgina 70-yillar oxirida vertikal yo'nalishlarda, ya'ni Quyosh qa'riga tarqaluvchi to'lqinlarni kuzatish uchun tajribalar tashkil etildi. Bu kuzatuvlar besh daqiqali tebranishlar asosida Quyoshning ichki tuzilishini o'rganish borasidagi yangi yo'nalishga asos bo'ldi.



a



b



55-rasm. Quyoshdagi besh daqiqali tebranishlarning tasavvuri. a – alohida moddaning fazoviy tasviri; b – konvektiv sohada tebranishlarning tarqalish chizmasi; d – diagnostik diagramma: daqiqalarda ifodalangan tebranishlar davrlarining (ordinata) minglab km larda ifodalangan to'lqinning gorizontol uzunligiga (abssissa) bog'lanishi; har bir nuqta – alohida moda; vertikal shtrix – 1000 ga ko'paytirilgan o'lchash xatoligi (1000σ); turli tartiblarga mos keluvchi ketma-ketliklar kuzatilmoqda.

Moddaning radius bo'ylab joylashgan tebranish tugunlarining soni ularning tartibi deb nomlanadi. Sferik qatlam bo'ylab yopiq yo'ldagi tugunlarning soni moddaning gorizontaal to'liq sonini beradi, u to'liqning gorizontaal uzunligiga teskari proporsionaldir. Unga bog'langan holda turli tartibdagi moddalarning tebranish davrlarining grafigini tasvirlash mumkin (55-rasm). Xuddi shunga o'xshash egri chiziqlar Quyosh atmosferasi yorqinlik yoki tezlik fluktuatsiyalari haqidagi kuzatuvlar ma'lumotlarini koordinata va vaqt bo'yicha ikki marotaba Fure o'zgartirishlaridan so'ng bevosita kuzatuvlaridan olinadi. Quyosh modeliga rasmda tasvirlangan nazariy egrilari bilan kuzatuvlardan olingan egri chiziqlarni taqqoslashdan so'ng aniqlik kiritiladi.

Geliioseysmologiya qo'lga kiritgan muhim natijalaridan biri konvektiv sohaning quyi asosining vaziyati topilishi bo'ldi, uning o'rtacha chuqurligi $0,29 R_{\odot}$, ya'ni deyarli aniq 200 ming km da joylashishi aniqlandi. Geliioseysmologiya yana boshqa yutug'i Quyosh markazigacha $0,2$ dan $0,98 R_{\odot}$ gacha oralig'idagi masofaga tovush tezligi bog'lanishini tiklanishi bo'ldi. Bu ma'lumot asosan Quyosh standart modeli deb nomlanmish ma'lumotlariga mos tushadi.

Geliioseysmologiya Quyoshdagi chuqurlikga bog'liq differensial aylanish xarakteri o'zgarishini o'rganuvchi yagona imkoniyat bo'lib kelmoqda. Aniqlanishicha, konvektiv soha tashqi qatlamlarining differensial aylanish xarakteri saqlanib qolar ekan. Ekvatordagi o'rtacha burchak tezligi qiymati kuzatilayotganlariga mos tushadi (taxminan $2 \cdot 10^{-6} \text{ rad/sek}$). Undan chuqurroqda joylashgan nur uzatish zonasi xuddi shu tezlik bilan, ammo chuqurlik va kenglamaga bog'lanmagan holda, ya'ni qattiq jism kabi aylanar ekan. Ushbu yangi natija O'zbekiston Fanlar akademiyasining Astro nomiya institutida professor Sh.A.Egamberdiyev rahbarligida Xalqaro IRIS ilmiy dasturi doirasida olib borilgan tadqiqotlar yordamida qo'lga kiritilgan. Ko'pyillik geliioseysmologik ma'lumotlarni qayta ishlanishi konvektiv sohada uzun davrli dinamik tebranishlar paydo bo'lishini ko'rsatdi, ular, ehtimol, magnit maydonlar va Quyosh faolligi tabiati bilan bog'liq bo'lishi mumkin. Markazdan $0,2 R_{\odot}$ dan kichik masofalardagi aylanishlarga doir ma'lumotlar ishonchli emas. Ehtimol, bu markaziy sohalarining

burchak tezliklari boshqa qatlamlarga nisbatan 1,5 – 2 barobar kattaroq bo‘lishi mumkin.

Nazorat savollari va mashqlar

1. Yulduzlarning burchak o‘lchamlari qanday topiladi? Chiziqiy o‘lchamlari-chi?

2. Yulduzlarning harorati qanday aniqlanadi?

3. Haroratning qanday turlarini bilasiz?

4. Yulduzlarga masofa aniqlashning qanday usullari mavjud?

5. Yulduzning ko‘rinma va absolyut yulduziy kattaliklari ayirmasidan ungacha bo‘lgan masofani topsa bo‘ladimi?

6. Yulduzning xususiy harakatidan ungacha bo‘lgan masofani aniqlash usulini gapirib bering.

7. Spektral parallaks deganda nimani tushunasiz?

8. Gersshprung-Ressel diagrammasi deb nimaga aytiladi?

9. Qo‘shaloq yulduzlarda komponentalarining massasi qanday topiladi?

10. Yakka yulduz massasini qanday bilsa bo‘ladi?

11. Quyosh va Siriusning ko‘rinma yulduz kattaliklari mos ravishda $-26^m,78$ va $-1^m,58$. Ulardan Yerga tushayotgan yorug‘likning nisbatlarini toping.

12. Kryuger 60 yulduzi komponentalarining ko‘rinma yulduz kattaliklari $9^m,6$ va $11^m,4$ ga, parallaksi esa $0'',257$ ga teng. Ularning absolyut yulduz kattaliklarini aniqlang.

13. Issiqlik indeksi deb obyektning vizual (m_v) hamda radiometr yoki termoelement yordamida (m_r) aniqlangan yulduz kattaliklari ayirmasiga aytiladi. Bu kattalik yulduzning harorati bilan

$$m_v - m_r = 10 \lg 10 + \frac{29500}{T} - 42,1.$$

munosabat orqali bog‘langan. Agar uzoq davrli o‘zgaruvchan yulduzlarda issiqlik indeksi eng katta ravshanlikda $+4,3$ ga va eng kam ravshanlikda $+7,8$ ga o‘rtacha o‘zgarib tursa, ularning harorati qanchaga o‘zgaradi?

14. Ikkita yulduzning markazlaridagi harorat $T=18 \cdot 10^7$ K va $T=20 \cdot 10^7$ K ga teng. Mos keluvchi energiya ajralib chiqish sur‘ati (tempi) nisbatini chamalab ko‘ring.

15. α Sentavr qo'shaloq yulduzining dinamik parallaksini aniqlang. Uning komponentalari massalari yig'indisi ikkita quyosh massasiga, komponentalarining aylanish davri 78,8 yilga, orbitasi katta yarim o'qi $17'',65$ ga teng deb hisoblang.

16. Sefeidlar uchun V tizimdagi davr – absolyut yulduz kattalik bog'lanishi $\overline{M_V} = -1,3^m - 3,0^m \lg P$ ko'rinishga ega, bu yerda, P – davr (sutkalarda), $\overline{M_V}$ – absolyut yulduz kattalikning o'rtacha qiymati. δ Cep yulduzigacha masofani chamalang (davri $5^d,3$).

17. Qo'shaloq yulduzning birinchi komponentasi ravshanligi $3^m,46$, ikkinchi komponenta unga nisbatan $1^m,68$ ga yorqinroq. Qo'shaloq yulduzning ko'rinma yulduziy kattaligi topilsin.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. Kitchin C.R., Astrophysical Techniques, Fourth Edition, Taylor & Francis Group, 493 pp., 2003.
2. Ricke G.H., Detection of light, Cambridge, 2002.
3. Ziyaxanov R.F., Tadjibayev I.U., Xo'jayev A.S. Amaliy va umumiy astrofizika, O'quv qo'llanma: I qism, "O'zbekiston", –T., 2010.
4. Sattarov I., Astrofizika, Toshkent, 2009.
5. Nuritdinov S.N., Tadjibayev I.U., Ziyaxanov R.F., Umumiy astronomiyadan masalalar to'plami, "O'zbekiston", –T., 2013.
6. Nuritdinov S.N., Mirtadgiyeva K.T., Umumiy astronomiya, Universitet, Tashkent, 2008.
7. Засов А.В., Постнов К.А. Общая астрофизика Издание 2-е, исправл. и дополн., –Фрязино: «Век 2», 2011, 576 с.
8. Мартынов Д.Я., Курс практической астрофизики, М.: Наука, 1977.
9. Нуриддинов С.Н. Сомон йўли физикаси. –Т.: ФАН, 1989.
10. Кононович Э. В., Мороз В. И. Общий курс астрономии. – М.: УРСС, 2004, 544 с.

MUNDARIJA

KIRISH	3
1-bob. Amaliy astrofizikaning asosiy tushuncha va kattaliklari	
1-§. Fotometriya elementlari	5
2-§. Ko‘rinma va absolyut yulduziy kattaliklar	7
3-§. Oqim, intensivlik, yoritilganlik va yorqinlik	9
4-§. Issiqlik ko‘rsatkichi	15
5-§. Real jismlarning issiqlik nurlanishi. Harorat turlari	19
6-§. Issiqlik nurlanishni qabul qilgichlari yordamida spektrofotometrik o‘lchashlar	25
<i>Nazorat savollari va mashqlar</i>	39
2-bob. Astrofizik teleskoplar	
1-§. Optik teleskoplar va ularning xarakteristikallari	40
2-§. Teleskoplarning montirovkalari. Zamonaviy optik teleskoplar	49
3-§. Quyosh teleskopi va qurilmalari	54
4-§. Radioteleskoplar	59
5-§. Radiointerferometrlar	67
6-§. Kosmik teleskoplar	73
<i>Nazorat savollari va mashqlar</i>	90
3-bob. Teleskoplarning yordamchi qurilma va qabul qilgichlari	
1-§. Yorug‘lik filtrlari	92
2-§. Spektral qurilmalar va ularning turlari	101
3-§. Tashqi fotoeffektga asoslangan qabul qilgichlar	102
4-§. Ichki fotoeffektga asoslangan qabul qilgichlar	117
5-§. Zaryad yig‘uvchi qurilmalar (kameralar)	120
6-§. Infraqizil qabul qilgichlari	135
7-§. Radionurlanish qabul qilgichlari	139
<i>Nazorat savollari va mashqlar</i>	146
4-bob. Tasvirga ta’sir etuvchi ayrim optik effektlar	
1-§. Optik aberratsiyalar	148
2-§. Xromatik aberratsiya	149
3-§. Sferik aberratsiya	152
4-§. Koma	156
5-§. Astigmatizm	158
6-§. Distorsiya	162
<i>Nazorat savollari va mashqlar</i>	163

5-bob. Amaliy astrofizikaning tadqiqot usullari

1-§. Fotoelektrik fotometriya	165
2-§. Elektrofotometriyada oqimlar yoki yoritilganliklarni o'lchas.....	168
3-§. U , B , V tizim.....	171
4-§. Polyarimetriya.....	173
5-§. Spektrofotometriya.....	177
6-§. Kolorimetriya va ko'prangli fotometrik tizimlar.....	179
<i>Nazorat savollari va mashqlar</i>	190

6-bob. Yulduzlarning fizik xarakteristikalarini aniqlash usullari

1-§. Yoritgichlargacha bo'lgan masofalarni aniqlash.....	191
2-§. Yulduz o'lchamlarini aniqlash	194
3-§. Yulduz haroratlarini aniqlash usullari.....	200
4-§. Yulduzlar massalarini aniqlash	221
5-§. Astro-gelioseysmologiya.....	230
<i>Nazorat savollari va mashqlar</i>	235
Foydalanilgan adabiyotlar	237

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава 1. Основные понятия и величины, применяемые в практической астрофизике	
1-§. Элементы фотометрии.....	5
2-§. Видимая и абсолютная звездные величины	7
3-§. Поток, интенсивность, освещенность и светимость.....	9
4-§. Показатель теплоты	15
5-§. Тепловое излучение реальных тел. Виды температуры	19
6-§. Спектрофотометрические измерения теплового излучения при помощи приемников	25
<i>Контрольные вопросы и упражнения</i>	<i>39</i>
Глава 2. Астрофизические телескопы	
1-§. Оптические телескопы и их характеристики	40
2-§. Монтировки телескопов. Современные оптические телескопы	49
3-§. Солнечный телескоп и вспомогательные устройства	54
4-§. Радиотелескопы	59
5-§. Радиоинтерферометры	67
6-§. Космические телескопы	73
<i>Контрольные вопросы и упражнения</i>	<i>90</i>
Глава 3. Вспомогательные устройства телескопов и приемники излучения	
1-§. Светофильтры	92
2-§. Спектральные устройства и их разновидности	101
3-§. Приемники, основанные на внешнем фотоэффекте	102
4-§. Приемники, основанные на внутреннем фотоэффекте ...	117
5-§. Приборы (камеры) с зарядовой связью	120
6-§. Приемники излучения в инфракрасном диапазоне	135
7-§. Приемники излучения в радиодиапазоне	139
<i>Контрольные вопросы и упражнения</i>	<i>146</i>
Глава 4. Некоторые оптические эффекты, влияющие на изображение	
1-§. Оптические аберрации	148
2-§. Хроматическая аберрация	149
3-§. Сферическая аберрация	152

4-§. Кома	156
5-§. Астигматизм	158
6-§. Дисторсия	162
<i>Контрольные вопросы и упражнения</i>	163
Глава 5. Методы исследований практической астрофизики	
1-§. Фотоэлектрическая фотометрия	165
2-§. Измерение потоков или освещенностей в электрофотометрии	168
3-§. Система U, B, V	171
4-§. Поляриметрия	173
5-§. Спектрофотометрия	177
6-§. Колориметрия и многоцветные фотометрические системы.....	179
<i>Контрольные вопросы и упражнения</i>	190
Глава 6. Методы определения физических характеристик звезд	
1-§. Методы определения расстояний до светил	191
2-§. Методы определения размеров звезд	194
3-§. Методы определения температуры звезд	200
4-§. Определение масс звезд	221
5-§. Астрогелиосейсмология	230
<i>Контрольные вопросы и упражнения</i>	235
Литература	237

CONTENTS

Introduction	3
Chapter 1. The basic concepts and the sizes applied in practical astrophysics	
1-§. Photometry elements	5
2-§. Visible and absolute star magnitudes	7
3-§. A stream, intensity, illuminance and luminosity	9
4-§. A thermal radiation	15
5-§. Thermal radiation of real bodies. Temperature types	19
6-§. Spectrophotometrical measurements of thermal radiation	25
<i>Control questions and exercises</i>	39
Chapter 2. Astrophysical telescopes	
1-§. Optical telescopes and their characteristics	40
2-§. Mounting of telescopes. Modern optical telescopes	49
3-§. A solar telescope and auxiliary devices	54
4-§. Radio telescopes	59
5-§. Radio interferometers	67
6-§. Space telescopes	73
<i>Control questions and exercises</i>	90
Chapter 3. Slave stations of telescopes and radiation detectors	
1-§. Optical filters	92
2-§. Spectral stations and their versions	101
3-§. The detectors based on an external photoeffect	102
4-§. The detectors based on an internal photoeffect	117
5-§. Charge-coupled device cameras	120
6-§. Radiation detectors in an infra-red range	135
7-§. Radiation detectors in a radio range	139
<i>Control questions and exercises</i>	146
Chapter 4. Some optical effects influencing the image	
1-§. Optical aberrations	148
2-§. A chromatic aberration	149
3-§. A spherical aberration	152
4-§. Coma	156
5-§. Astigmatism	158
6-§. Distortion	162
<i>Control questions and exercises</i>	163

Chapter 5. Research methods of practical astrophysics

1-§. Photo-electric photometry	165
2-§. Measurement of streams or illuminance in electrophotometry	168
3-§. U, B, V system	171
4-§. Polarimetry	173
5-§. Spectrophotometry	177
6-§. Colorimetry and multi-colour photometric systems	179
<i>Control questions and exercises</i>	190

Chapter 6. Determination methods of physical characteristics of stars

1-§. Determination methods of distances to stars	191
2-§. Determination methods of the sizes of stars	194
3-§. Determination methods of temperature of stars	200
4-§. Determination of star masses	221
5-§. Astro-helioseismology	230
<i>Control questions and exercises</i>	235
References	237

FAN VA
TEKNOLOGIYALAR

ISBN 978-9943-11-698-6

