



TARTU RIIKLIK ÜLIKOOL

FÜÜSIKA LOENGUD ARSTITEADUSKONNA RAVI,
PEDIAATRIA- JA STOMATOLOOGIAOSAKONNA
ÜLIÕPILASTELE

III

TARTU 1973

TARTU RIIKLIK ÜLIKOOL
Üldfüüsika kateeder

FÜÜSIKA LOENGUD ARSTITEADUSKONNA RAVI-,
PEDIAATRIA- JA STOMATOLOOGIAOSAKONNA
ÜLIÕPILASTELE

K o l m a s o s a

OPTIKA JA AATOMI
TUUM

Koostanud V. K a r k

T a r t u 1 9 7 3

Kinnitatud Füüsika-Keemiateaduskonna nõukogus
15. detsembril 1972.

Arh.

KUSTUTATUD
TARTU ÜLILIIKOO
Raamatulugu

2440 2351

I. O P T I K A

1. VALGUSE OLEMUS

Juba XVII sajandi lõpuks oli välja kujunenud kaks valguse olemust seletavat teooriat, ühe loojaks peetakse Newtonit, teise autoriks oli Huygens. Newton väitis, et helenduvad kehad saadavad välja ruumis suure kiirusega sirgjooneliselt levivaid osakesi (korpuskleid). Silma sattudes tekitavad nad valgusaistingu. See teooria seletas peaaegu kõiki tol ajal tuntud optikanähtusi, raskusi oli vaid interferentsi ja difraktsiooni seletamisega. Huygens vaatles valgust kui eetris (kogu maailmaruumi täitvas hüpoteetilises keskkonnas) levivaid laineid. Kui Fresnel XIX sajandi alguses täiendas Huygensi teooriat, siis sai selle abil seletada kõiki sel ajal tuntud optikanähtusi, kaasa arvatud ka interferents ja difraktsioon. Tuntud vene õpetlane M. V. Lomonossov kritiseeris XVIII sajandi keskpaiku valguse korpuskulaarteooriat ja toetas laineteooriat. Möödunud sajandi seitsmekümnendatel aastatel arendas Maxwell valguse elektromagnetilise teooria, mille järgi valgus on elektromagnetlained. See teooria seletas kõiki sel ajal tuntud nähtusi, kuid mõningate uute nähtuste (näiteks fotoelektriliste nähtuste seaduspärasused) seletamisel tekkis ka siin raskusi. Aastal 1900 püstitas Planck oma tuntud kvantide teooria. Lähtudes sellest teooriast esitas Einstein aastal 1905 valguse kvantteooria, milles valgust vaadeldakse jälle "osakestena" - footonitena (kvantidena). Valguse kvantteooria võimaldas seletada ka neid nähtusi, mida ei suutnud seletada valguse elektromagnetiline teooria.

Asjaolu, et valgusel on üheaegselt korpuskulaarsed ja laineomadused, näitab, et valgus on üsna keeruline nähtus, mida me veel ammendavalt ei tunne. Mõnes nähtuses ilmnevad valguse korpuskulaarsed, teistes laineomadused ja vastavalt sellele vaadeldakse tänapäeval valgust kui footonite voogu ja elektromagnetlaineid.

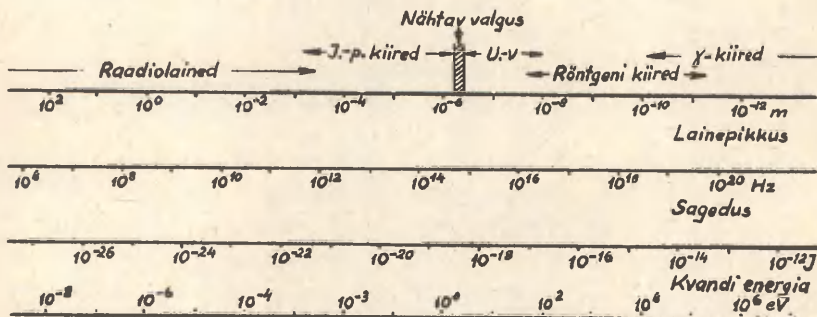
Kõik elektromagnetlained levivad tühjuses kiirusega

$$c = 2,997925 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

$$(c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}).$$

Joonisel 1 on toodud elektromagnetlainete spekter.

Nähtava valguse piirkond on piiratud lainepikkustega 400...760 nm.

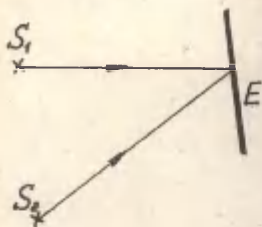


Joonis 1.

2. VALGUSE INTERFERENTS

Tutvudes mehaaniliste võnkumiste ja lainetega, nägime, et lained võisid interfereeruda. Sõltuvalt liituvate lainete faasinihkest võisid nad tugevneda, nõrgeneda või hoopis kustuda. Sama peaks toimuma ka valguslainetega. Kui aga selle kontrollimiseks juhiksime kahe valgusallika S_1 ja S_2 lained kokku ekraanile E (joon. 2), ei saaks me seal in-

terferentspilti (valguse tugevnemist või nõrgenemist).



Joonis 2.

Põhjus on selles, et valgusalikates aatomid kiirgavad sõltumatult. Neid on väga palju (miljardeid) ja iga aatom kiirgab valgust üksikute kvantidena väga lühikese aja vältel. Seega teineteisele järgnevate lainete võnketasandid, lainepikkused ja võnkumiste faasid võivad erineda. Lainete kohtumispunktis ekraanil ei teki

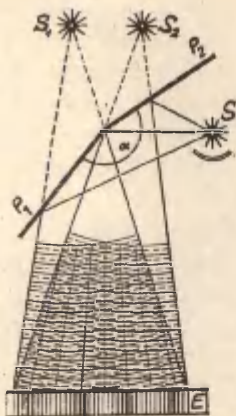
mingisugust korrapärasust võnketasandite, lainepikkuste ega faaside osas, seega ei teki ka (kindlat) interferentspilti.

Et interferents tekiks, peavad interfereeruvad lained olema omavahel seotud, s.t. kohtumispunkti peavad üheaegselt jõudma sama lainepikkuse, võnketasandi ja püsiva faasinihkega lained. Niisuguseid laineid nimetatakse k o h e r e n t s e t e k s .

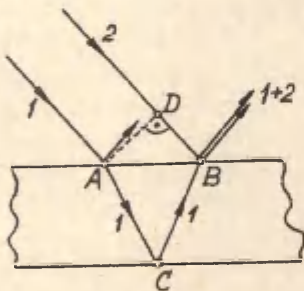
Praktikas saadakse koherentseid laineid ühest valgusallikast tulleva kiirguse lahutamise teel. Kuna allikaks on siis üks ja sama kiirgavate aatomite kogu, toimuvad kõik muutused erinevates kiirtes üheaegselt ja kohtumispunktis saame ainult käiguvahest sõltuva püsiva faasinihke, mis tekitab kindla interferentspildi. Lained tugevnevad, kui käiguvahe võrdub paarisarvkordse poollainepikkusega (täisarvkordse lainepikkusega), ja nõrgenevad, kui see võrdub paarituarvkordse poollainepikkusega.

Üks esimesi katseid valguse interferentsi alal oli Fresneli peeglikatse (joon. 3). Peegliid P_1 ja P_2 asuvad suure nürinurga α (peaaegu 180°) all. Valgusallikast (pilust) S tulevad kiired peegelduvad peeglitelt ja langevad ekraanile E . Ekraani erinevates kohtades tekivad sinna jõudvate kiirte käiguvahest olenevalt heledad ja tumedad triibud.

Interferentsi tõttu paistavad õhukesed läbipaistvad kel-



Joonis 3.



Joonis 4.

selle ees- ja tagapinnalt peegeldunud kiired vastastikku kustuksid.

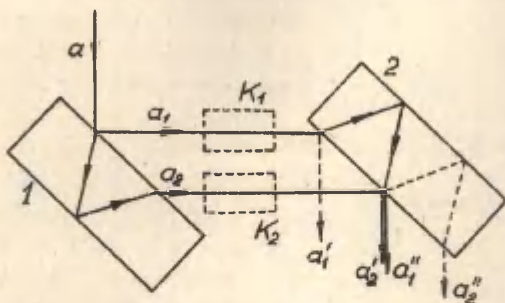
3. INTERFEROMEETRID

Interferomeetrid on mõõteriistad, milles kasutatakse valguse interferentsinähtust. Nende abil võib väga täpselt

med värvilistena, kui neid valgustada valge valgusega. Põhjusteks on kelme esi- ja tagapinnalt peegeldunud kiirte interferents (joon. 4). Kaugest valgusallikast tulevad kiired 1 ja 2 jõuavad punkti A ja D faasinihketa. Edasi läbib kiir 1 kelmes teepikkuse ACB , kiir 2 õhus tee DB . Need erinevad teed põhjustavad faasinihke (käiguvahe) kiirte 1 ja 2 vahel. Alates punktist B on kiirte tee ühine. Sõltuvalt käiguvahe suurusest nad tugevdavad või nõrgendavad teineteist. Kuna käiguvahe sõltub lainepikkusest, kiirte langemisnurgast, kelme paksusest ja selle murdumisnäitajast, näeme valge valguse puhul erinevate nurkade all erinevaid värve.

Niisuguste õhukeste kelmetega kaetakse tihti optiliste riistade (fotoaparaatide, pikksilmade jne.) objektiivide läätsi, et vähendada valguse peegeldumist nende pindadelt. Kelme paksus valitakse niisugune, et

mõõta pikkusi, kontrollida pindade töötlemise täpsust, määrata väikesi murdumisnäitaja muutusi jne. Interferomeetrites kasutatakse ära seda, et juba väga väikesed nihked, pinnas ebatasasused, keskkondade optilise tiheduse erinevused jne. muudavad märgatavalt interferentspilti. Interferomeetrite tüüpe on palju. Näitena tutvume ainult Jamini interferomeetriga (joon. 5). See koosneb kahest ühesugusest paksust klaasplaadist 1 ja 2. Kiir α , peegeldudes plaadi 1 esi-

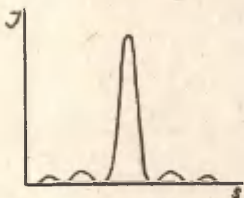


Joonis 5.

ja tagaküljelt, jaguneb kaheks kiireks α_1 ja α_2 . Nende peegeldumisel plaadilt 2 tekib juba 4 kiirt, neist α_1'' ja α_2'' annavad ekraanil sõltuvalt tekkinud käiguvahest interferentspildi (heledate-tumedate triipude süsteemi). Kui kiirte α_1 ja α_2 teele paigutada ühesugused küvetid K_1 ja K_2 ning täita üks nendest tuntud, teine tundmatu murdumisnäitajaga gaasiga, siis tekib kiirte α_1 ja α_2 vahel lisakäiguvahe, mistõttu nihkuvad ka interferentspildi triibud. Nihke järgi võib suure täpsusega määrata tundmatu gaasi murdumisnäitaja. Ka igasugused väga väikesed (murdosa valguse lainepikkusest) plaatide nihked kajastuvad interferentspildi muutustes.

4. VALGUSE DIFRAKTSIOON. DIFRAKTSIOONIVÕRE.

Difraktsioonika nimetatakse lainete paindumist nende teel asuva tõkke taha. Difraktsioon esineb ka valguse puhul. Difraktsiooni tõttu ei teki näiteks valguse läbiminekul kitsast pilust selle taga asuval ekraanil teravate äärtega pilu kujutist, vaid kujutis on ääristatud rea heledate ja tumedate triipudega (joon. 6). Niisugune pilt tekib paindumise tõttu erinevad teed läbinud kiirte interfereerumisel.



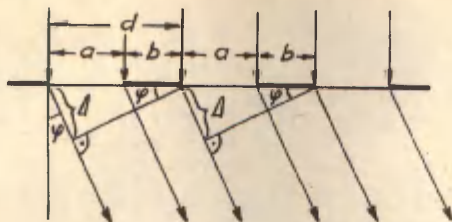
Joonis 6.

Pilu läbinud valguse intensiivsuse jaotus ekraanil

Difraktsioonipildid tekivad ka valguse läbiminekul väikestest avadest või siis, kui valguse teele asetada väikesi esemeid.

Vaatleme lähemalt valguse difraktsiooni difraktsioonivõre puhul. Difraktsioonivõrel on suur hulk võrdsetel väga väikestel kaugustel asetsevad paralleelseid pilusid. Niisuguse võre võime näiteks saada klaasplaadist, kui tõm-

bame teemandiga tema pinnale suure hulga paralleelseid kriipse. Kriipsude kohal muutub klaas läbipaistmatuks, kriipsude vahed aga jäävad läbipaistvateks piludeks. Parematel difraktsioonivõredel tuleb võre 1 mm laiusele mitusada kriipsu. Joonisel 7 on toodud võre suurendatud lõige ristijoonise pinnaga. Võret iseloomustab difraktsioonivõre konstant d ($d = a + b$, kus a on läbipaistva pilu laius ja b läbipaistmatu kriipsu laius). Langegu paralleelne monokromaatne (lainepikkusega λ) valguskiirte kimp ristivõre pinnale. Pilude läbimisel tekib difraktsioon. Võtame vaatluse alla kiired, mis levivad esialgse suuna suhtes nurga φ all. Kõik niisugused kiired



Joonis 7.

on ühesuguse intensiivsusega. Erinevad pilud läbinud (näiteks pilude vasakpoolseid ääri läbinud) vastavad kiired omandavad ühesugused käiguvahed:

$$\Delta = d \sin \varphi$$

Selleks et vaadeldavad kiired interfereerumisel tugevneksid, peab nende käiguvähe võrduma täisarvu lainepikkustega:

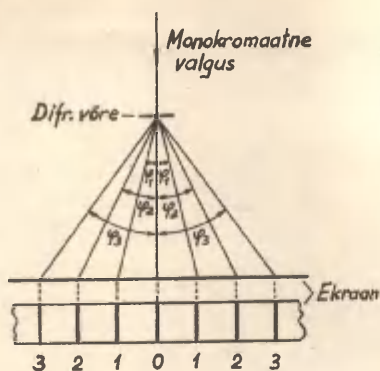
$$d \sin \varphi = k \lambda$$

kus k on täisarv (0, 1, 2, 3, ...). Valem võimaldab leida valguse tugevnemise (maksimumide) suundade kaldenurgad.

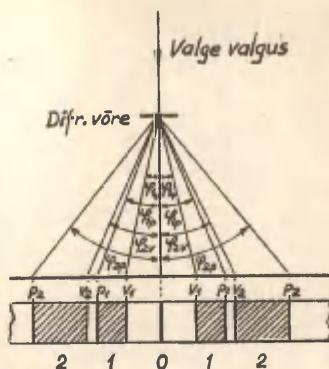
Joonisel 8 on toodud üldpilt (lihtsustatud kujul), mis tekib monokromaatse valguse läbiminekul võrest. Kui $k = 0$, siis $\sin \varphi_0 = 0$ ja ka nurk $\varphi_0 = 0$, s.o. valguse maksimum (hele triip) tekib valguse esialgses levimissuunas. Kui $k = -1$, siis saame maksimumi nurga φ_1 all jne. Täisarv k määrab maksimumi järgu ja selle suurim väärtus on piiratud tingimusega

$$k \frac{\lambda}{d} = \sin \varphi \leq 1.$$

Kui difraktsioonivõrele langeb valge valgus, siis erinevate värvuste (lainepikkuste) maksimumid tekivad erinevate nurkade all. Joonisel 9 on näidatud need nurgad äärmiste nähtavate, s.o. violetsete ja punaste kiirte jaoks. Kui $k = 0$, siis kõikide värvuste maksimumid ühtivad ja me saame esi-



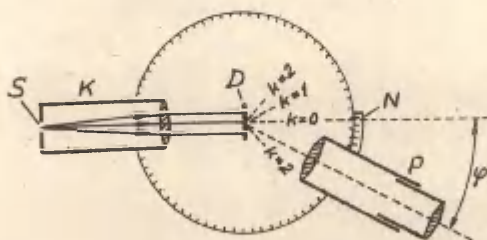
Joonis 8.



Joonis 9.

alguses levimise suunas valge heleda triibu. Kui $k = 1, 2$ jne., siis tekivad erinevate värvuste maksimumid erinevate nurkade all ja me saame esimese, teise jne. järgu spektrid. Kõrgema järgu spektrid tavaliselt kattuvad.

Difraktsioonivõresid kasutatakse spektraalaparaatides (spektroskoopides ja spektrograafides). Spektroskoop koosneb alusele kinnitatud nurgajaotustega kettast, kollimaatorist K ja pikksilmast P (joon. 10). Uuritava valgusallika



Joonis 10.

valgus läbib kollimaatori pilu S ja suunatakse läätse abil paralleelse kimbuna difraktsioonivõrele D . Pikksilm on pööratav ketta telje ümber ja suunatakse uuritavale

spektriosale (maksimumile). Pikksilma pöördnurga φ täpsemaks määramiseks kasutatakse nooniust N . Uuritava valguse maksimumile vastava pöördnurga φ abil võime arvutada difraktsioonivõre valemist selle lainepikkuse:

$$\lambda = \frac{d}{k} \sin \varphi.$$

5. VALGUSE MURDUMINE

Valguskiired, langedes kahe erineva optilise tihedusega keskkonna eralduspinnale, osaliselt peegelduvad, osaliselt tungivad teise keskkonda. Teise keskkonda tunginud kiir murdub, s.o. tema levimissuund muutub.

Valguse murdumist kahe keskkonna piiril iseloomustab teise keskkonna murdumisnäitaja esimese suhtes

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\sin i}{\sin r},$$

kus v_1 - valguse levimiskiirus esimeses keskkonnas,

v_2 - valguse kiirus teises keskkonnas,

i - langemisnurk,

r - murdumisnurk.

Tavaliselt antakse ainete murdumisnäitajad vaakumi suhtes - nn. absoluutsed murdumisnäitajad. Tühise erinevuse tõttu võime neid lugeda kehtivateks ka õhu suhtes. Kuna murdumisnäitaja oleneb valguse lainepikkusest, siis antakse see tavaliselt Na-kollase valguse jaoks ($\lambda = 589,3$ nm). Järgnevas tabelis on toodud mõnede ainete absoluutsed murdumisnäitajad.

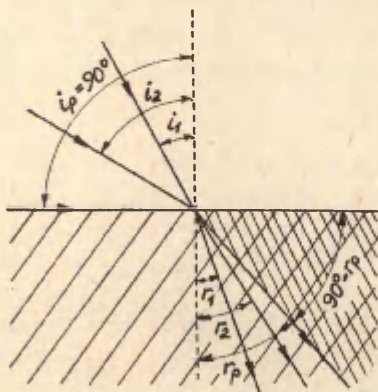
Aine	n
Vesi	1,333
Etüülpiiritus	1,362
Etüüleeter	1,354
Glütseriin	1,47
Seedriõli	1,52
Jää	1,31

Aine	n
Suhkur	1,56
Klaas (kerge kroon)	1,57
Klaas (raske flint)	1,80
Teemant	2,417

Kui valgus läheb keskkonnast absoluutse murdumisnäitajaga n_1 keskkonda murdumisnäitajaga n_2 , siis nende keskkondade suhteline murdumisnäitaja

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Valguse üleminekul tihedamasse keskkonda on murdumisnurk väiksem langemisnurgast. Langemisnurga muutmisel $0^\circ \dots 90^\circ$ muutub murdumisnurk ainult murdumise piirnurga r_p piires (joon. 11). Tihedama keskkonna piirkonda nurga $(90 - r_p)$



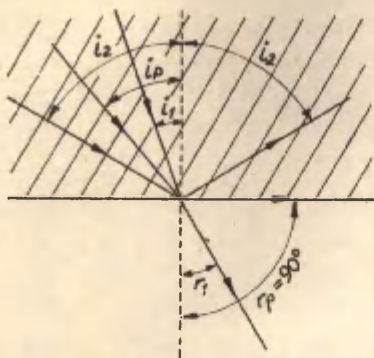
Joonis 11.

suurema nurga all langevad kiired peegelduvad täielikult tagasi tihedamasse keskkonda, toimub täielik sisepeegeldus.

Täielikku sisepeegeldust kasutatakse tihti optilistes

ulatuses ei pääse valgus mistahes langemisnurga puhul.

Valguse üleminekul hõredamasse keskkonda on murdumisnurk langemisnurgast suurem. Murdumine toimub siin ainult langemisnurkade $0 \dots i_p$ puhul (joon. 12). Nurg i_p , millele vastab murdumisnurk $r_p = 90^\circ$, on täieliku sisepeegelduse piirnurk. Nurgast r_p



Joonis 12.

on suurem kui ümbritseval keskkonnal. Ühte otsa sisenenud valgus levib piki niisugust varba, sest kõik kiired langevad seintele täieliku sisepeegelduse piirnurgast suuremate nur-

riistades, kui tahetakse väikeste valgusenergia kadudega peegeldada valguskiiri. Näiteks kasutatakse täielikku sisepeegeldust ümberpööravates prismades.

Täielikul sisepeegeldusel põhinevad ka valgusjuhid. Valgusjuhiks on painutatud läbipaistvast ainest varb (joon.13), mille murdumisnäitaja



Joonis 13.

kade all ja ei pääse seetõttu läbi seinte välja.

Niisugustest valgusjuhtidest on valmistatud ka nn. kiudoptika. Viimane koosneb suurest hulgast väga peentest klaaskiududest, mille välispind on kaetud väiksema murdumisnäitajaga kihiga. Niisuguste kiudude kimp on painduv ja tema abil võib edasi anda kujutisi esemetest. Viimasel ajal kasutatakse niisugust kiudoptikat ka meditsiinis, kus see võimaldab vaadelda seedetrakti, põie, hin-

gamisteede jne. seinte olukorda.

Valguse läbimineks ainetest, sealhulgas ka valguse murdumine on seotud valguse elektromagnetlainete ja aine laetud osakeste (põhiliselt elektronide) vastastikuse toimega. Valguse elektromagnetilise teooria (Maxwell) järgi valguse kiirus mingis keskkonnas

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

järelikult keskkonna absoluutne murdumisnäitaja

$$n = \sqrt{\epsilon \mu}$$

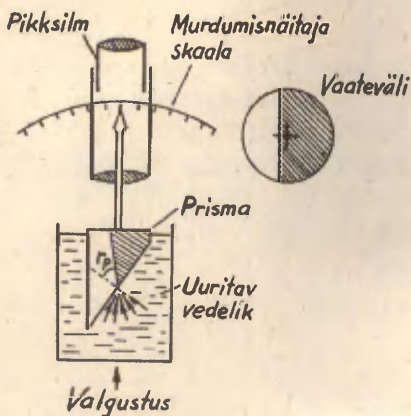
Kuna läbipaistvad kehad on mittemagnetilised dielektrikud ($\mu = 1$), siis

$$n = \sqrt{\epsilon}$$

Toodud valemities kasutatavad elektrilised ja magnetilised läbitavused sõltuvad sagedusest ja erinevad seetõttu valguse suure sageduse juures tunduvalt ϵ ja μ väärtustest muutumatu elektri- ja magnetvälja puhul.

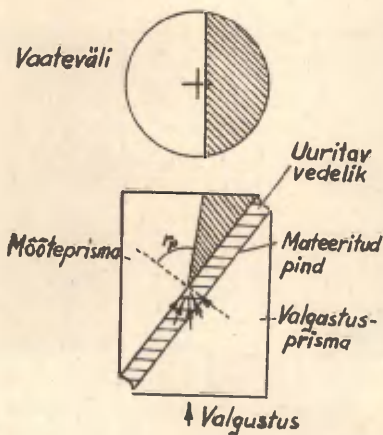
6. REFRAKTOMEETRID

Ainete murdumisnäitajate määramiseks kasutatavaid riistu nimetatakse refraktomeetriteks. Neid kasutatakse ka meditsiinilises praktikas, kus tihti tuleb määrata mitmesuguste bioloogiliste vedelike murdumisnäitajaid. Ühe refraktomeetri tüübi töötamise põhimõtet selgitab joonis 14. Valgusallika hajunud valgus läbib uuritava vedeliku ja langeb optiliselt tihedamast ainest prismale langemisnurkade all $0 \dots 90^\circ$. Murdumisnurk aga on piiratud murdumise piirnurgaga r_p (vt. p. 5), mistõttu osa vaateväljast jääb valgustamata. Riist on tehtud nii, et kui prisma pööramisega viia vaateväljas nähtav tumeda-heleda piirjoon vaatevälja keskkoha (ristile), näitab prisma külge kinnitatud osuti skaalal otsitavat murdumisnäitajat.



Joonis 14.

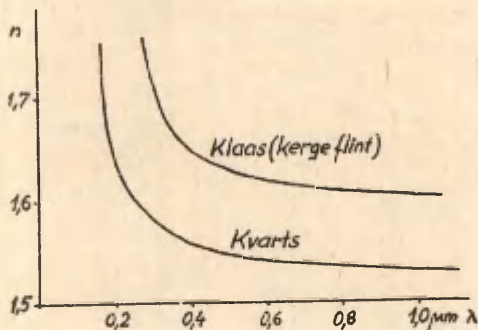
Kirjeldatud riista puuduseks on, et uurimiseks on vaja suurt hulka vedelikku. Sellest puudusest vaba on Abbe refraktomeeter, kus uuritava vedeliku tilk asetatakse õhukese kihina mõõte- ja valgustusprisma vahele (joon. 15). Valguse üleminekul vedelikust mõõteprismasse tekib analoogiline pilt nagu eelmises riistas.



Joonis 15.

7. VALGUSE DISPERSIOON

Aine murdumisnäitaja sõltuvust valguse sagedusest (lainepikkusest) nimetatakse valguse dispersiooniks. Nähtavas spektri osas läbipaistvate kehade murdumisnäitajad kasvavad sageduse kasvades (lainepikkuse vähenedes). Joonisel 16 on antud mõnede ainete murdumisnäitajate sõltuvus lainepikkusest. Sageduse kasvades väheneb valguse levimise



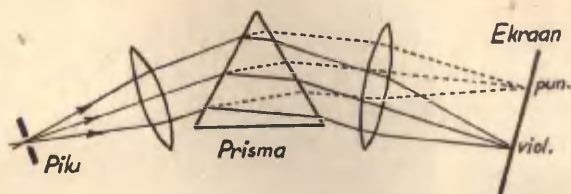
Joonis 16.

kiirus aines v . Aine absoluutne murdumisnäitaja on aga avaldatav valemiga

$$n = \frac{c}{v}$$

kus valguse kiirus tühjuses c on ühesugune kõikide sageduste jaoks.

Eelöeldust järeldub, et valge valguse läbiminekul läbipaistvast aimest leiab aset selle värvusteks lahutumine, s.o. tekib spekter. Praktikas kasutatakse spektrite saamiseks prismakujulisi läbipaistvaid kehi (joon. 17). Kolli-maatorist, prismast ja pikksilmast koosnevad riista nime-tatakse spektroskoobiks. Spektrograafiks nimetatakse nii-sugust riista, mis visuaalse vaatluse asemel saadava spekt-



Joonis 17.

ri fotografeerib. Kui riista viia teine kitsas pilu (joonis 17 teise läätse fokaaltasandisse), mis eraldab spektrist ainult ühe kitsa osa (ühe värvuse), siis saame monokromaatori, s.o. riista monokromaatse valguse saamiseks.

Kui spektraalaparaadi prisma on valmistatud ainest (näiteks kvartsist), mis laseb läbi ka ultraviolett- ja pikki infrapunaseid kiiri, saame spektris ka need kiired. Kuna silm nendele ei reageeri, võib neid registreerida fotografeerimise teel. Ultravioletsete kiirte nähtavaks tegemiseks võib kasutada fluorestseerivat ekraani, infrapunaste kiirte kindlakstegemiseks võib kasutada termoelemente.

8. VALGUSE NEELDUMINE

Eelmises punktis räägiti valguse läbiminekest läbipaistvatest kehadest. Tegelikult täiesti läbipaistvaid kehi ei ole olemas. Me nimetame läbipaistvateks, värvuseta kehadeks niisuguseid, mis neelavad valgust vähe ja enam-vähem ühtlaselt nähtava spektri ulatuses. Näiteks tavalisest aknaklaasist plaat paksusega 1 cm neelab temale langevast nähtavast valgusest ainult umbes 1%, mistõttu loeme teda värvusetuks, läbipaistvaks. Kuid sama klaas neelab tugevasti nähtamatuid ultraviolett- ja pikemalainelisi infrapunaseid kiiri.

Leidub aga aineid (nii tahkeid, vedelaid kui gaasilisi), mis neelavad teatud lainepikkusega kiirgust spektri nähtavas osas. Niisugustest ainetest kehad paistavad valges valguses värvilistena. Näiteks, kui klaas ei neela punast val-

gust ja neelab tugevasti ülejäänud värvusi, siis valgustamisel valge valgusega läbivad teda ainult punased kiired, silmas tekitatakse punase valguse aisting ja me näeme seda klaasi punasena. Sama klaasi valgustamisel roheline või sinise valgusega näeme teda mustana (läbipaistmatuna).

Selektiivselt neelava aine paigutamisel valge valguse teele ja temast läbi läinud kiirte lahutamisel spektriks jäävad viimases neelatud värvuste (lainepikkuste) kohale tumedad alad - neeldumisribad. Niisuguseid spektreid nimetatakse **n e e l d u m i s s p e k t r i t e k s**. Tavaliselt on tahkete ja vedelate ainete neeldumisribad laiemad aurude ja gaaside neeldumisjoontest.

Neeldumisspektri iseloom sõltub aine koostisest: selle muutumisel muutub ka neeldumisspekter. Seda võib kasutada aine koostise keemilisel analüüsil. Näiteks määratakse sel põhimõttel meditsiinilises praktikas vere hapnikusisaldust oksühemomeetrite abil. Neis kasutatakse vere neeldumisspektri sõltuvust hapnikusisaldusest (vere hemoglobiini üleminekust oksühemoglobiiniks ja vastupidi). Vaatleme veretul teel töötavat oksühemomeetrit, milles kasutatakse kõrvalista läbivalgustamist. Selle üsna väike kahest pooltest koosnev andur kinnitatakse kõrvalista külge, nii et kõrvalist jääb nende poolte vahele. Anduri ühes pooles on väike hõõglamp, teises kaks fotoelementi. Üks fotoelement reageerib spektri punases osas, kus hemoglobiini ja oksühemoglobiini neeldumisspektrite erinevus on kõige suurem. Seega selle fotovool sõltub vere hapnikusisaldusest, kuid sõltub ka kõrvalista paksusest, hemoglobiini sisaldusest veres jne. Et kompenseerida neid kõrvalisi valgustugevust mõjutavaid faktoreid, ongi anduris teine fotoelement. See reageerib infrapunastele kiirtele, kus hemoglobiini ja oksühemoglobiini neeldumisspektrid ei erine (seega ei reageeri hapnikusisaldusele veres). Fotoelemendid on lülitatud nii, et nende summaarne väljundpinge, seega ka anduriga painduva juhtmega ühendatud mõõteriista näit sõltub ainult hapnikusisaldusest veres.

Kui valgus neeldub läbipaistvas lahuses, sõltub neeldumise suurus lahusekihi paksusest ja lahuse kontsentratsioonist. Monokromaatsel valgusel neeldumise kohta niisuguses lahuses kehtib Bouguer - Lambert - Beer'i seadus

$$J = J_0 e^{-\kappa c \ell},$$

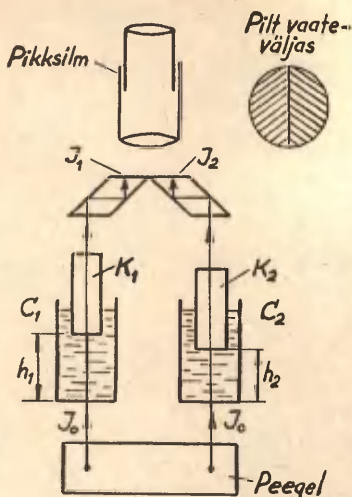
kus J - lahusest väljunud valguse intensiivsus,
 J_0 - intensiivsus lahusesse sisenemisel,
 $e = 2,718$ - loomuliku (naturaalse) logaritmi alus,
 κ - lahuse neeldumistegur,
 c - lahuse kontsentratsioon,
 ℓ - lahusekihi paksus.

9. KOLORIMEETRILINE ANALÜÜS

Kolorimeetriline analüüs on füüsikalise-keemilise analüüsi meetodeid, mis võimaldab lahuste värvuste intensiivsuse järgi määrata nende kontsentratsioone. Selleks ettenähtud riistu, kolorimeetreid, on visuaalseid ja fotoelektrilisi. Tutvume mõnega neist.

Joonisel 18 on toodud visuaalse kolorimeetri skeem. See koosneb kahest silindrilisest anumast. Ühes on lahus tuntud kontsentratsiooniga C_1 , nn. standardlahus. Teises sama aine lahus tundmatu kontsentratsiooniga C_2 . Klaassilindrite K_1 ja K_2 tõstmise või allalaskmisega võib muuta lahuste kihipaksusi h_1 ja h_2 . Mõlemat anumast valgustatakse ühesuguse intensiivsusega J_0 peegli abil ühest valgusallikast. Kihipaksuste h_1 ja h_2 muutmisega saavutatakse pikksilmas nähtava vaatevälja mõlema poole ühesugune valgustus, s.t. lahust läbinud valguse intensiivsused J_1 ja J_2 on võrdsed ($J_1 = J_2$). Niisuguse olukorra jaoks saame Bouguer - Lambert - Beer'i seadusest (vt. p. 8):

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{h_2}{h_1},$$



Joonis 18.

toodud joonisel 19. Skeemist nähtub, et fotoelemendi pinna-
valgustus, seega ka galvanomeetri näit, sõltuvad valguse
neeldumisest lahuses. Vastava lahuse jaoks antud gradueeri-
miskõveralt leitakse galvanomeetri näitude järgi kontsent-
ratsioonid. Niisuguse lihtsa kolorimeetri täpsus sõltub
lambi valgustugevuse, tem-
peratuuri ja fotoelemendi
omaduste ajalisest sta-
biilsusest. Seepärast ka-
sutatakse täpsematel mõõt-
mistel d i f e r e n t -
s i a a l s e i d k o -
l o r i m e e t r e i d .
Nendes on ühendatud kaks
lihtsat kolorimeetrit.

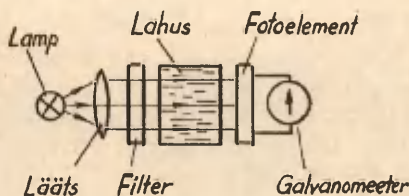
Diferentsiaalne kolorimeeter, milles kasutatakse optilist
kompensatsiooni (joon. 20), koosneb lambist 1, peeglitest 2,
filtritest 3, kuvettidest 4 ja 5, kompensatordiafragmadest

s.o. kontsentratsioonid on
pöördvõrdelised lahuste ki-
hipaksustega. Kuna kihtide
paksused h_1 ja h_2 on
mõõdetavad, siis võime aval-
dada tundmatu lahuse kont-
sentratsiooni:

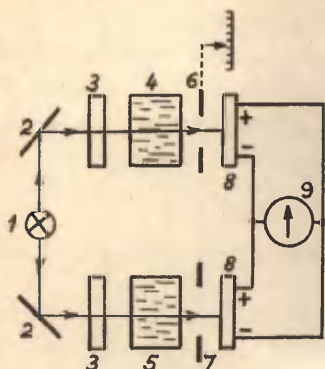
$$C_2 = C_1 \frac{h_1}{h_2} .$$

Et visuaalse vaatluse
subjektiivsus võib põhjus-
tada üsna suuri mõõtmisvi-
gu, kasutatakse viimasel
ajal rohkem objektiivseid
kolorimeetreid, näiteks
fotoelektrilisi.

Lihtsaima fotoelektri-
lise kolorimeetri skeem on



Joonis 19.



Joonis 20.

intensiivsus ja galvanomeetri osuti kaldub kõrvale. Muutes ülemise, skaalaga varustatud kompensaatordiafragma 6 abil ülemisele fotoelemendile langeva valguse hulka, viiakse galvanomeetri osuti uuesti nullile. Sel juhul iseloomustab kompensaatordiafragma lugem neeldumist uuritavas lahuses, seega võimaldab leida lahuse kontsentratsiooni.

Diferentsiaalkolorimeetris mõjutavad kõik lambi valgustugevuse, temperatuuri jne. muutused mõlemat kiirt (ülemist ja alumist joonisel 20) ühesuunaliselt, mistõttu nende mõju kompenseerub.

10. VALGUSE HAJUMINE

Valguse hajumiseks nimetatakse kindlas suunas leviva valguse muutumist kõikvõimalikes suundades levivaks valguseks. Valgus võib hajuda langedes keskkondade lahtuspindade väga väikestele ebataasustele. Hajumine võib toimuda ka mingi keskkonna läbimisel selle ebaühtlustel, näiteks keskkonnas hõljuvatel peentel võõrosakestel (emulsioonid vedelikes, suitsu-, tolmu- või uduosakesed õhus).

Valguse hajumine võib toimuda ka puhtas aines soojusliku molekulaarliikumise tõttu tekkivatel tiheduse ebaühtlustel

6 ja 7, fotoelementidest 8 ja galvanomeetrist 9. Kui mõlemad diafragmad on avatud (avad ühesugused) ja mõlemas küvetis on ühesugused standardlahused, on mõlemad fotoelemendid võrdselt valgustatud, nende emj. vastastikku kompenseeruvad ja galvanomeeter näitab nulli. Alumise küveti 5 asendamisel küvetiga, milles on uuritav lahus, muutub alumisele fotoelemendile langeva valguse

(molekulaarne hajumine).

Valguse hajumisel muutub tema värvus, sest erineva lainepikkusega kiired hajuvad erinevalt. Lühema lainega kiirgus hajub rohkem kui pikemalaineline kiirgus. On kindlaks tehtud, et molekulaarsel hajumisel hajunud valguse intensiivsus on pöördvõrdeline lainepikkuse neljanda astmega (Rayleigh' seadus). Seetõttu hajuvad näiteks violettsed kiired umbes 13 korda tugevamini kui punased.

Päikese valguse hajumise tõttu atmosfääris näeme taevast sinisena. Taeva sinise värvuse annavad nähtava spektri lühemad (sinise-violetse osa), tugevamini hajuvad kiired, kuna päikese otsene valgus omandab kollakas-punase värvuse. Viimane on eriti silmatorkav päikese tõusu ja loojangu ajal, sest siis läbib valgus atmosfääris pikema tee.

Kolloidlahuste poolt hajutatava valguse intensiivsus on võrdeline nende kontsentratsiooniga (hajutavate osakeste hulgaga ruumalaühikus). Seda kasutatakse nefelomeetrites - riistades kontsentratsiooni määramiseks hajunud valguse intensiivsuse järgi. Nefelomeetrid sarnanevad kolorimeetritega, erineb ainult nende valgustussüsteem. Nefelomeetrites kasutatakse uuritava lahuse külvalgustust ja mõõdetakse või võrreldakse hajunud valguse intensiivsusi.

11. VALGUSE POLARISATSIOON

Eespool nägime, et valgust vaadeldakse elektromagnetlainetena. Elektromagnetlaine on aga muutuva tugevusega elektri- ja magnetvälja levimine ruumis, kusjuures elektri- ja magnetvälja võnkumiste tasandid on teineteisega ristl. Seoses sellega, et valguse bioloogiline (ka nägemisaisting silmas) ja keemiline toime on seotud elektrivälja tugevuse võnkumistega laines, nimetatakse elektrivälja tugevuse valguse võnketasandiks. Valgusallikates kiirgavad valgust aatomid ja molekulid. Kuna neid on miljardeid, siis võime valgusallika kiirtes leida kõikvõimalikke valguse võnke-

tasandeid. Niisugust valgust nimetatakse polariseerimata ehk loomulikuks valguseks.

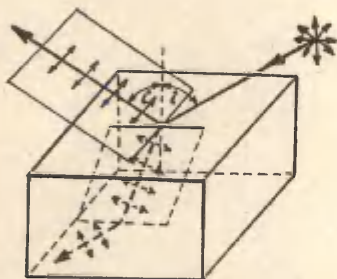
Lastes loomuliku valguse läbi seadeldisest, mis laseb läbi ainult ühes kindlas tasandis toimuvaid valguse võnkeid, saame polariseeritud valguse. Seadeldisi, mis muudavad loomuliku valguse polariseeritud valguseks, nimetatakse polarisaatoriteks. Kui polariseeritud valguse võnked toimuvad ainult ühes tasandis, on valgus täielikult polariseeritud. Osaliselt polariseeritud valgusega on tegemist, kui valguse võnkeamplituud ühes tasandis ületab võnkeamplituude teistes tasandites.

Valguse polarisatsioon võib näiteks toimuda valguse peegeldumisel ja murdumisel (joon. 21). Polariseerimise

sõltub seejuures langemisnurga suurusel. Polariseerimine on täielik, kui on täidetud tingimus (Brewsteri seadus)

$$\tan i = n,$$

kus i on langemisnurk ja n on keskkonna murdumisnäitaja. Pääseldunud kiire võnketasand on langemistasandiga risti, mur-



Joonis 21.

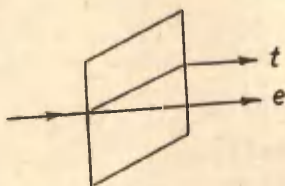
dunud kiire võnketasand on sellega paralleelne.

Pääseldumist ja murdumist praktilistes polarisaatorites ei rakendata, sest seal sõltub valguse polariseerimise kiirte langemisnurgast. Polariseeritud valguse saamiseks kasutatakse eriseadeldisi.

12. POLARISEERITUD VALGUSE SAAMINE

Üheks tuntumaks polariseeritud valguse saamise vahendiks on Nicol'i prisma ehk lihtsalt nikol. See valmistatakse islandi pao kristallist. Mõnedel kristallidel,

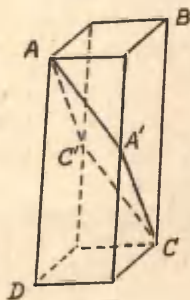
sealhulgas ka islandi paol on omadus lahutada loomuliku valguse kiir kaheks teineteisega risti polariseeritud kiireks (joon. 22). Seda nähtust nimetatakse k a k s i k m u r d u m i s e k s. Kaksikmurdumine esineb anisotroopsetel kristal-



Joonis 22.

Vaadeldes läbi niisuguse kristalli esemeid (näiteks kirja), näeme neid kahekordselt.

Nicoli prisma valmistamiseks islandi pao kristallist lõigatakse välja pikergune prisma (joon. 23). See lõigatakse mööda pinda $AA'CC'$ pooleks. Lõike-



Joonis 23.

prisma praktiliselt kõrvale kaldumata. Tavaline kiir aga langeb palsamile täieliku sisepeegelduse piirnurgast suurema nurga all, mistõttu ta peegeldub täielikult ja neeldub prisma mustaks värvitud külgtahkudel.

Nicoli prisma annab täielikult polariseeritud valgust ja ta ei muuda selle värvust. Kuid niisuguste prismade

lidel ja on tingitud valguse levimiskiiruste, seega ka murdumisnäitajate erinevusest erinevates suundades. Kiirt, mis allub tavalistele murdumisseadustele, nimetatakse tavaliseks (t), teist aga ebatavaliseks kiireks (e).

mööda pinda $AA'CC'$ pooleks. Lõikepind lihvitakse ja seejärel kleebitakse pooled optilise kleepaine - kanada palsamiga uuesti kokku.

Joonisel 24 on toodud prisma tasapinnaline lõige $ABCD$. Loomuliku valguse kiir jaguneb prisma sisenemisel tavaliseks ja ebatavaliseks kiireks. Ebatavaline kiir langeb kanada palsami kihile (optiliselt hõredamale keskkonnale) täieliku sisepeegelduse piirnurgast väiksema nurga all ja läbib



Joonis 24.

valmistamine on üsna kulukas.

Polariseeritud valgust võib saada ka teisiti. Nimelt on olemas kaksikmurdumisega kristalle, milles tavaline ja ebatavaline kiir neelduvad erineval määral. Seda nähtust nimetatakse *d i - k r o i s m i k s*. Näiteks turmaliini kristallis, mille paksus on 1 mm, neeldub tavaline kiir täielikult ja välja pääseb ainult ebatavaline kiir, s.t. *niisugune* kristall on juba valmis polarisaator. Niisuguste kristallide puuduseks on see, et nad on väikesemõõtmelised ja enamik neist on värvilised.

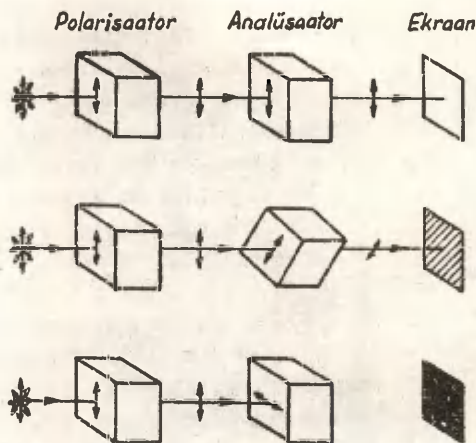
Dikroistseid kristalle kasutatakse tänapäeval *p o l a r o i d i d e* ehk *p o l a r i s a t s i o o n i f i l t -*

r i t e valmistamisel. Need koosnevad läbipaistvast plastmasskilest, millesse on segatud dikroistseid kristallikesi. Valmistamise käigus antakse nendele kristallikestele võimalikult ühesugune orientatsioon. Kuna osa nendest siiski ei omanda vajalikku õiget asendit, annab polaroid vaid osalise polarisatsiooni. Polaroidkile on suhteliselt odav ja seda võib valmistada üsna suurepinnalisena. Polaroidid on tänapäeval levinumad polarisaatorid, sest enamikus optilistes aparatuurides ei olegi vaja täielikku polarisatsiooni.

13. POLARISAATOR-ANALÜSAATORSÜSTEEM

Enamikus polariseeritud valgust kasutavates optilistes uurimisaparatuurides rakendatakse süsteemi polarisaatorist ja analüsaatorist, kusjuures uurimisobjekt paigutatakse nende vahele. Polarisaator ja analüsaator on ühesuguse ehitusega, nendeks võib olla mistahes polariseerimisvahend (nikol, polaroid või muu). Polarisaatori ülesandeks on polariseerida valgust. Analüsaator on pööratav valguse levimissuuna ümber.

Analüsaator laseb läbi vaid oma läbilasketasandiga paral-
leelseid valguse võnkeid. Teiste analüsaatori asendite pu-
hul läbib teda vaid ta läbilasketasandiga paralleelne võn-
kumiste komponent. Seega analüsaatorit pöörates võime temast
polariseeritud kiirt läbi lasta, seda nõrgendada või kustu-
tada (joon. 25).



Joonis 25.

14. POLARISEERITUD VALGUSE VÕNKETASANDI PÖÖRDUMINE

Mõned ained pööravad polariseeritud valguse võnketasa-
pinda. Niisuguseid aineid nimetatakse optiliselt
aktiivseteks. Leidub nii tahkeid kui ka vedelaid
optiliselt aktiivseid aineid. Eriti tugevasti pöörab võnke-
tasandit kvarts. Looduses leidub kvartskristalle, mis pöö-
ravad võnketasandit kellaosuti suunas ja ka vastupidi.

Võnketasandi pöördenuurga suurus sõltub optiliselt aktiiv-
se aine kihi paksusest ja valguse lainepikkusest. Näiteks
1 mm paksune kvartsplaat pöörab punase valguse tasandit 15°

võrra, violetse oma aga 51° võrra.

Kui monokromaatse valgusallika ette asetada polarisator risti analüsaatoriga, siis valgus läbi ei pääse, vaateväli jääb tumedaks. Kui nüüd paigutada polarisatori ja analüsaatori vahele õhuke kvartsplaat, muutub vaateväli heledaks, sest kvartsplaadi poolt pööratud võnketasand ei ole enam risti analüsaatori tasandiga. Selleks, et valgust uuesti kustutada, tuleb analüsaatorit pöörata teatud nurga võrra (et selle tasand oleks jälle risti kvartsist väljunud valguse tasandiga). Seejuures analüsaatori pöördenurk võrdub selle nurgaga, mille võrra kvartsplaat pööras polarisatsioonitasandit.

Analoogilisel katsel valge valgusega muutub analüsaatori pööramisel vaatevälja värvus, sest analüsaatori erinevates asendites kustub vaid see värvus, mille võnketasand on risti analüsaatori tasandiga.

Vedelikest pööravad polarisatsioonitasandit peamiselt orgaaniliste ainete lahused, seejuures pöördenurk on võrdeline lahuse kontsentratsiooniga ja lahuse kihi paksusega. Polariseerimisvõime tasandi pöördenurka, mille tekitab vedeliku kiht paksusega 1 dm, kui kontsentratsioon on 1 g optiliselt aktiivset ainet 1 cm³ lahuse kohta, nimetatakse eripööranguks $[\alpha]_\lambda^t$. Tavaliselt antakse eripöörang Na-kollase (nn. D-joone valguse jaoks ($\lambda_D = 589,3$ nm) ja toatemperatuuril ($t = 20^\circ\text{C}$). Näiteks roosuhkrul $[\alpha]_D^{20} = 66,46^\circ$, glükoosil $[\alpha]_D^{20} = 52,8^\circ$.

Polariseerimisvõime tasandi pöördenurga järgi võib määrata lahuse kontsentratsiooni. Näiteks suhkrulahuse korral: kui 1 cm³ lahuses on lahustatud m g suhkrut, pöörab lahusekiht l dm kollase valguse võnketasandit nurga φ võrra.

$$\varphi = 66,46 \text{ m l}.$$

Teades l ja mõttes φ võime leida lahuse kontsentratsiooni:

$$m = \frac{1}{66,46} \cdot \frac{\varphi}{l} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}.$$

Riistu, mille abil kirjeldatud põhimõttel määratakse lahuste kontsentratsiooni, nimetatakse polarimeetriks. Nendes paigutatakse uuritava lahusega täidetud toru polarisaatori ja analüsaatori vahele. Analüsaatori pööramisega saavutatakse vaatevälja ühtlane valgustus, nagu see oli ilma lahusega (enne toru asetamist riista). Analüsaatori pöördenurk võrdub siis tasandi pöördenurgaga lahuses. Suhkrulahuse kontsentratsiooni määramiseks mõeldud polarimeetreid nimetatakse sahharimeetriteks. Neid kasutatakse ka meditsiinilistes laboratoriumides, näiteks uriini suhkrusisalduse määramisel.

15. LÄÄTSED

Lääts on kahe kõverpinnaga (üks pindadest võib olla ka tasapind) piiratud läbipaistev keha. Kõige sagedamini kohatame sfääriliste pindadega piiratud - sfäärilisi läätsi. Meditsiinilises praktikas võib kohata ka silindrilisi läätsi (silindriliste pindadega piiratud), mida kasutatakse näiteks mõnede nägemisdefektide parandamisel. Läätsed valmistatakse mitmesugustest optilise klaasi sortidest, kasutatakse aga ka teisi aineid, näiteks kvartsi (ultraviolettkiirte puhul) jne.

Joonisel 26 on kujutatud lõiked mitmesugustest sfääriliste läätsede liikidest. Neid nimetatakse:

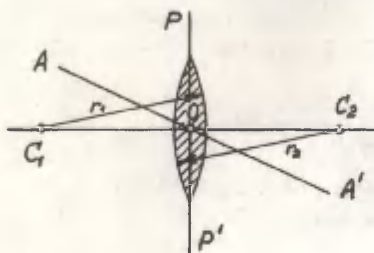


- 1) kaksikkumer,
- 2) tasakumer,
- 3) nõguskumer,
- 4) kaksiknõgus,
- 5) tasanõgus,
- 6) kumer nõgus.

Joonis 26.

Läätssed, mille keskkohk on paksem kui ääred ja murdumis-
näitaja suurem kui ümbritseval keskkonnal (näit. õhul), on
koondavad läätsed (joon. 26; 1, 2, 3). Läätsed, millede
ääred on keskkohast paksemad, on hajutavad (joon. 26; 4,
5, 6). Sõltuvalt paksusest jagunevad läätsed õhukesteks ja
paksudeks. Lääts on õhuke, kui ta paksus on väike võrrel-
des ta pindade kõverusraadiustega. Käesolevas ja järgnevas
punktis vaatlemegi õhukesi läätsi.

Sirget, mis läbib läätsse pindade kõverustsentreid C_1
ja C_2 (joon. 27), nimetatakse läätsse optiliseks



Joonis 27.

peateljeks.

Punkt O on läätsse

optiline

tsenter (opti-

line keskpunkt). Õhu-

kese läätsse optilist

tsentrit läbivad kiir-

ed ei muuda oma sih-

ti. Sirget (mistahes

nurga all) AA' läbi

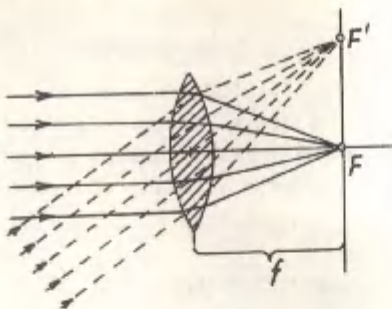
optilise tsentri nime-

tatakse optilise

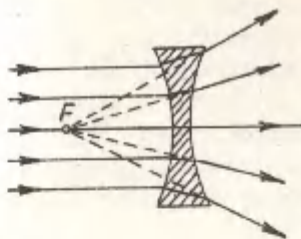
seks abiteljeks. Tasand PP' , mis läbib op-
tilise tsentri ja on risti peateljega, on läätsse
peatasand.

Kui läätssele langevad optilise peateljega paralleelsed
kiired (joon. 28), siis peale murdumist läätses nad koon-
duvad läätsse fookuses F . Selle kaugust läätsse
optilisest tsentrist nimetatakse fookuskaugu-
seks f . Abiteljega paralleelsed kiired koonduvad
ühte punkti F' , mis asub fokaaltasandil
 FF' . Hajutavatel (nõgusatel) läätsedel nimetatakse fooku-
seks (ebafookuseks) punkti, kus lõikuvad optilise peatelje-
ga paralleelsete kiirte murdumisel tekkinud hajunud kiirte
pikendused (joon. 29).

Läätsse fookuskaugus sõltub läätsse pindade kõverus-



Joonis 28.



Joonis 29.

raadiustest r_1 ja r_2 ning läätse aine murdumisnäitajast n . Koondaval läätsel on see arvutatav valemist

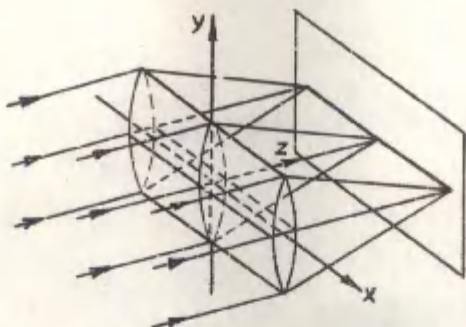
$$f = \frac{1}{(n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)}.$$

Fookuskauguse pöördväärtust nimetatakse läätse optiliseks tugevuseks:

$$D = \frac{1}{f}.$$

Optilise tugevuse ühikuks on dioptria ($\frac{1}{m}$), s.o. niisuguse läätse optiline tugevus, mille fookuskaugus on 1 m. Koondavatel läätsedel on optiline tugevus positiivne, hajutavatel negatiivne.

Kui lääts on piiratud silindriliste pindadega (joon.30), siis murrab ta kiiri ainult nendes tasandites, milles läätse ristlõige on piiratud kõverpindadega (joonisel tasand yz). Sellega risti asetsevas tasandis, kus läätse ristlõiked on nagu tasaparalleelsel plaadil, murdumist ei teki. Selle tulemusena joonisel näidatud paralleelsed kiired tekitavad peale murdumist silindrilises läätses fokaaltasandis ekraanil heleda sirge joone.



Joonis 30.

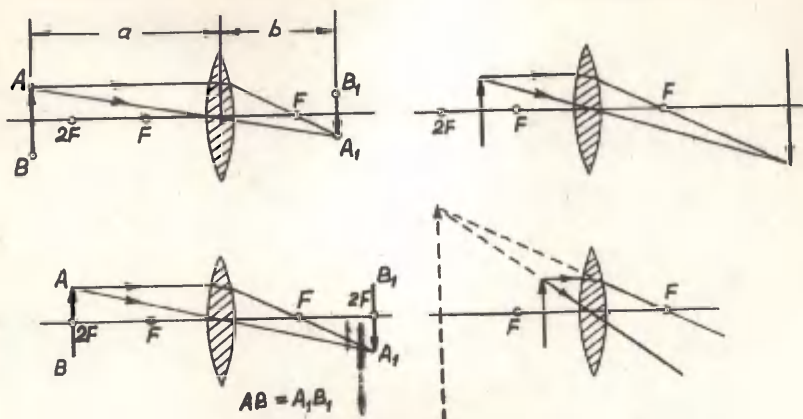
16. KUJUTISED LÄÄTSEDES. LÄÄTSE VALEM

Sfääriliste läätsede abil saab esemetest teravaid kujutisi. See tähendab, et eseme mingist punktist väljunud ja läätse läbinud kiired või nende pikendused koonduvad kujutise ühte punkti. Seega punkti kujutise leidmiseks peame tundma vähemalt kahe kiire käiku. Kujutiste konstrueerimisel kasutatakse tuntud käiguga kiiri, nendeks on optilise peateljega paralleelsed, läätse optilist tsentrit või fookust läbivad kiired.

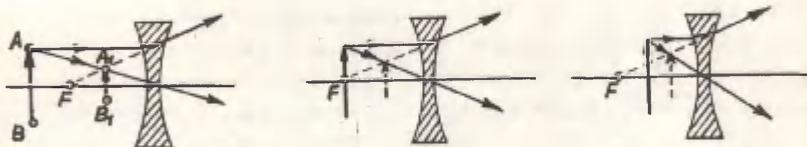
Joonisel 31 on toodud kujutiste konstruktsioonid koonduva läätse puhul eseme mitmesuguste kauguste korral läätsest.

Kujutisi, mis saadakse läätse läbinud kiirte lõikumisel, nimetatakse *tõelisteks kujutis-
teks*. Kiirte pikenduste poolt tekitatavad kujutised on *ebakujutised*. Kujutised võivad veel olla suu-
rendatud või vähendatud, samuti päripidised või ümberpööratud.

Joonisel 32 on toodud kujutiste konstruktsioonid nõgusläätsel. Näeme, et nõguslääts annab alati päripidise vähendatud ebakujutise.



Joonis 31.



Joonis 32.

Eseme kaugus a , kujutise kaugus b ja läätse fookuskaugus f on seotud läätse valemiga

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

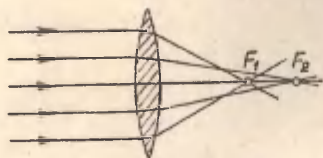
Nõgusläätsel on fookuskaugus negatiivne.

17. LÄÄTSEDE VEAD. TSENTREERITUD OPTILINE SÜSTEEM

Üksikud läätsed ei anna esemetest teravaid ja täpseid kujutisi. Läätsede omadusi, mis põhjustavad kujutise moonutusi, nimetatakse läätsede vigadeks. Peamised läätsede vead

on sfääriline aberratsioon, kromaatilise aberratsioon ja astigmatism.

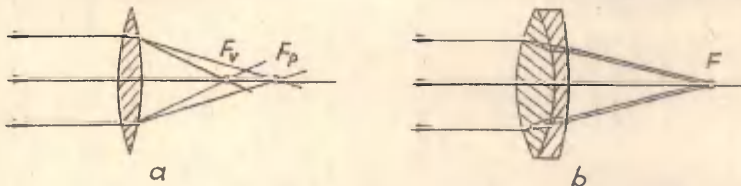
1) Sfääriline aberratsioon on tingitud sellest, et läätsed ääred murraavad kiiri tugevamini kui tsentraalne osa (joon. 33). Selle tõttu eseme ühest punktist väljunud eri-



Joonis 33.

Sfäärilisest aberratsioonist võib vabaneda diafragma abil, mis laseb läbi ainult tsentraalsed kiired. Kuid see on seotud suure valguskaoga, kujutise heledus nõrgeneb. Praktikas kasutatakse sfäärilisest aberratsioonist vabanemiseks asjaolu, et koondavate ja hajutavate läätsede aberratsioonid on teineteisele vastupidised (viimastel ääred hajutavad rohkem kui keskoht). Valides vastava kombinatsiooni koondavast ja hajutavast läätsedest, võime vabaneda sfäärilisest aberratsioonist.

2) Kromaatiline aberratsioon on tingitud sellest, et erineva lainepikkusega kiired murduvad läätses erinevalt (vt. p. 7). Näiteks valge valguse puhul murduvad kõige rohkem violettsed ja kõige vähem punased kiired, nende fookused ei ühti (joon. 34a) ja punkti kujutis ekraanil muutub

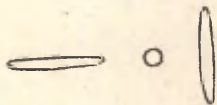


Joonis 34.

värviliseks laigukeseks.

Ka kromaatilise aberratsioonide vältimiseks kasutatakse vastavalt valitud läätsede süsteemi koondavast ja hajutavast läätsel - nn. akromaatilisi läätsi (joon. 34b).

3) Astigmatism esineb siis, kui murdumine erinevates läätsede meridiaantaseandites ei ole ühesugune. See võib olla, kui kiired langevad läätsel suure nurga all optilise teljega või kui läätsel kuju pole sümmeetriline. Viimane esineb ka silma optilisel süsteemil sarvkestast ja silmaläätse mittesfäärilisuse tõttu. Astigmatismi tõttu punkti kujutis muutub kriipsu kujuliseks. Muutes ekraani kaugust muutub kriipsuke laigukeseks või kriipsuks, mis on eelmisega risti (joon. 35). Astigmatismi vältimiseks kasutatakse samuti vastavalt valitud süsteemi mitmest läätsel (anastigmaat).



Joonis 35.

Nägime, et üksikute läätsede vigade vähendamiseks kasutatakse optilisi süsteeme. Süsteemi, mille läätsedel on ühine optiline peatelg, nimetatakse tsentreeritud optiliseks süsteemiks. Nii sugust süsteemi võib vaadelda kui

üht läätsel. Õhukestest tihedalt teineteise vastu asetatud läätsedest koosneva õhukese süsteemi fookuskaugus on arvutatav valemi järgi

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} + \frac{1}{f_3} + \dots,$$

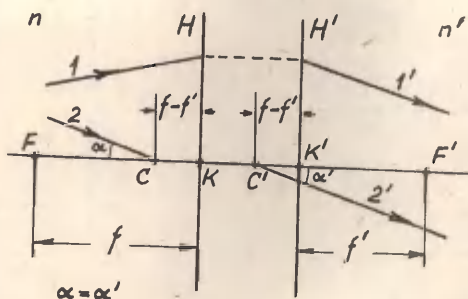
kus f_1 ; f_2 ; f_3 jne. on süsteemi üksikute läätsede fookuskaugused. Süsteemi optiline tugevus

$$D = D_1 + D_2 + D_3 + \dots,$$

kus D_1 ; D_2 ; D_3 jne. on üksikute läätsede optilised tugevused.

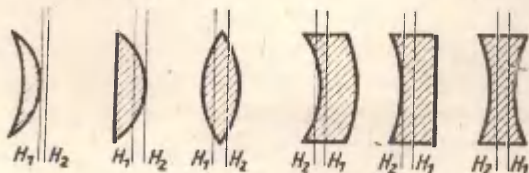
Enamikul juhtudel aga ei saa süsteemi vaadata kui õhukest läätsel. Paksul süsteemil (paksul läätsel) on kaks fookust, eesmine F ja tagumine F' ning kaks peatasandit

H ja H' (joon. 36). Peatasandite lõikumispunkte optilise peateljega nimetatakse peapunktideks K ja K' . Fookus-



Joonis 36.

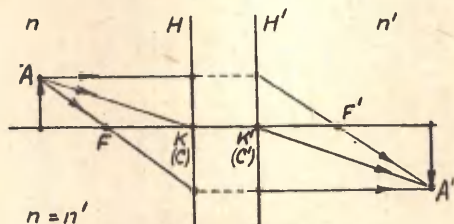
kaugusteks f ja f' on vastavate fookuste ja peapunktide vahelised kaugused. Erineva kujuga paksudel läätsedel on peatasandite asukohad väga erinevad, nad võivad asuda isegi väljaspool süsteemi (mõned näited on toodud joonisel 37). Kui mõlemal pool vaadeldavat süsteemi on erineva murdumisnäitajaga keskkond, siis tuleb kasutada veel sõlmpunkte C ja C' (joonis 36). Ühesuguse keskkonna korral mõlemal pool läätse langevad vastavad sõlm- ja peapunktid ühte. Teades süsteemi peapunktide, sõlmpunktide ja fookuste (nn. k a r - d i n a a l p u n k t i d e) asukohti võime konstrueerida



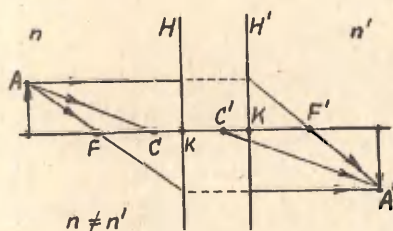
Joonis 37.

kujutisi, ilma et me huvituksime, missugustest üksikläätsedest süsteem koosneb. Joonisel 38a ongi näidatud kujutise konstruktsiooni põhimõtte paksu süsteemi korral, kui mõlemal

pool süsteemi on ühesuguse murdumisnäitajaga keskkond, ja joonisel 38b, kui keskkonnad on erinevad.



Joonis 38a.



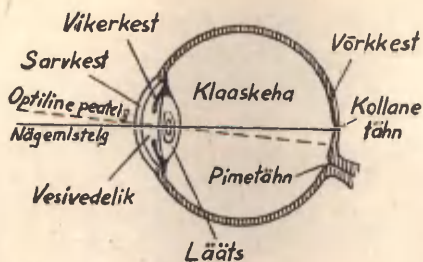
Joonis 38b.

18. SIIM

Silma skeem on toodud joonisel 39. Inimese silmamuna läbimõõt on umbes 24 mm. Silma optilisse süsteemi kuuluvad järgmised läbipaistvad keskkonnad: sarvkest, vesivedelik (sarvkesta ja silmaläätse vahelist ruumi täitev vedelik), silmaläätis (8...10 mm läbimõõduga elastne läätsetaoline keha), klaaskeha (silmamuna õõnt täitev sültjas vedelik).

Nendel keskkondadel on järgmised murdumisnäitajad: sarvkestal 1,376; läätse tsentraalsel osal 1,410; läätse äärtel 1,353; vesivedelikul ja klaaskehal 1,336.

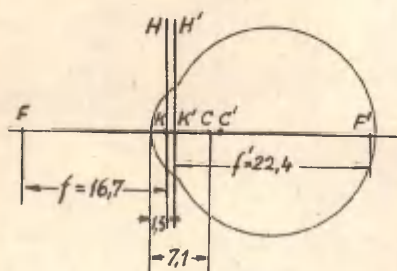
Silma põhi (tagasein) on kaetud valgustundliku koega, võrkkestaga.



Joonis 39.

Selle moodustavad valgustundlikud nägemisnärvilõpmed, kepikekesed ja kolvikikesed. Nägemistelje lõikumispunktis võrkkestal on väike süvend, nn. kollane tähn, kus valgustundlike elementide tihedus on eriti suur. Nägemisnärvilõpmete sisenemiskohas valgustundlikud elemendid puuduvad ja seda nimetatakse pimetähniks. Silmaläätse ees asub vikerkest, mis on erinevatel inimestel erineva värviga. Vikerkest täidab diafragma osa, mille avabimõõt muutub olenevalt valgustusest 2...7 mm.

Eelöeldust nähtub, et silm on üsna keeruline paks optiline süsteem. Joonisel 40 on toodud selle süsteemi kardinaalpunktide asukohad (pikkused on antud mm-tes). Asja lihtsustamiseks vaatlevad mõned autorid silma nn. taandatud silmana, kus kõik silma mürdavad keskkonnad

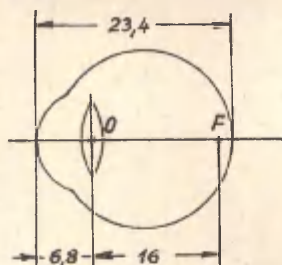


Joonis 40.

on asendatud vastava õhukese läätsesega. Joonisel 41 on toodud taandatud silma joonis Verbitski järgi. Niisugusele mudelile vastab optiline tugevus 63 dioptriat.

Silm näeb teravalt vaid kollasele tähnile langeva kujutise osa, ülejäänud osas tajutakse küll valgust, kuid detaile ei eraldata. Kollasele tähnile langeb

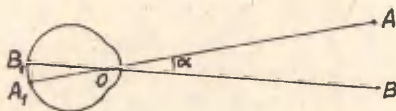
gust, kuid detaile ei eraldata. Kollasele tähnile langeb



Joonis 41.

ooni tõttu silma optiline tugevus muutub ca 10 dioptria piires. Normaalne täiskasvanud inimese silm näeb esemeid teravalt alates kaugusest 10...12 cm, kuid selle juures silm väsib ruttu lihaste suure pingutuse tõttu. Kaugust, millest alates silm pikema aja vältel ei väsi, nimetatakse *p a r i m a n ä g e m i s e k a u g u s e k s* ja selleks loetakse normaalse silma jaoks 25 cm.

Silm eraldab veel kahte punkti *A* ja *B* (joon. 42),

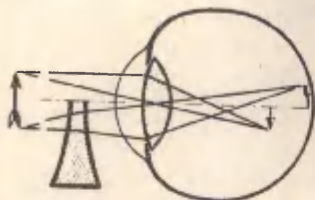


Joonis 42.

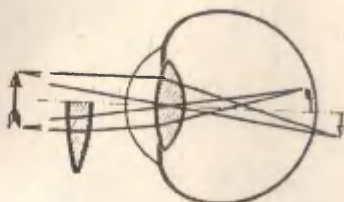
kui vaatenurk α on suurem kui $1'$, sellele vastab punktide kujutiste vahekaugus võrkkestal ca 5 μm . Lähtudes sellest võib välja arvutada, et näiteks 10 m kaugusel võib silm eraldada veel teineteisest 3 mm kaugusel asuvat kahte punkti.

Silma kui optilise süsteemi töös esineb tihti puudujääke. Kõige sagedamini esineb lühinägelikkus ja kaugnägelikkus. Põhjuseks võib siin olla silmamuna kuju muutus või silma optilise süsteemi optilise tugevuse muutus. Lühinägelikkuse juures eseme terav kujutis tekib võrkkesta ees,

silma ei näe teravalt kaugeid esemeid. Seda viga parandatakse hajutavate läätsedega prillide abil (joon. 43). Kaugnägelikkusel kujutis tekib võrkkestast taga. Kaugnägelikkuse korral kasutatakse koondavate läätsedega prille (joon. 44).



Joonis 43.

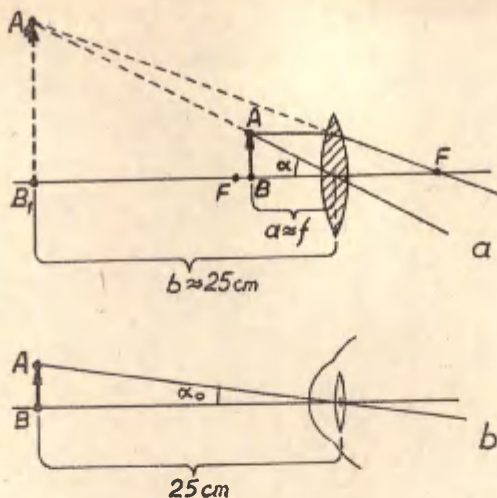


Joonis 44.

Harvem esineb astigmatism, mis on tavaliselt tingitud sarvkesta erinevusest sfäärilisest kujust. Kõige sagedamini esineb astigmatismi liik, kus silma optiline süsteem murrab erinevalt valgust vastastikku risti asuvates tasandites. Niisugune astigmatism on parandatav silindriliste läätsedega prillide abil.

19. LUUP JA MIKROSKOOP

Luup on lihtsaim optiline riist, mida kasutatakse väikeste esemete vaatlemisel. Lihtsaimaks luubiks on vastavasse raami või hoidjasse paigutatud koondav lääts. Vaatlemisel asetatakse luup silma ette nii, et tema silmapoolne fookus oleks silma optilise tsentri lähedal ja vaadeldav ese asuks fookuskaugusest veidi lähemal. Kiirte käik luubis on toodud joonisel 45a. Luup annab esemest päripidise suurendatud ebakujutise. Luubi kasutamisel suureneb vaatenurk, järelikult ka kujutis silma võrkkestal. Luubi suurenduseks nimetatakse kujutise A_1B_1 ja palja silmaga vaadeldava eseme AB (joon. 45a ja 45b) vaatenurkade suhet, kui mõlemad



Joonis 45.

on ühesugusel kaugusel (parima nägemise kaugusel). Joonisest selgub, et suurendus

$$K = \frac{\alpha}{\alpha_0} \approx \frac{A_1 B_1}{AB} = \frac{b}{a} \approx \frac{25}{f(\text{cm})}.$$

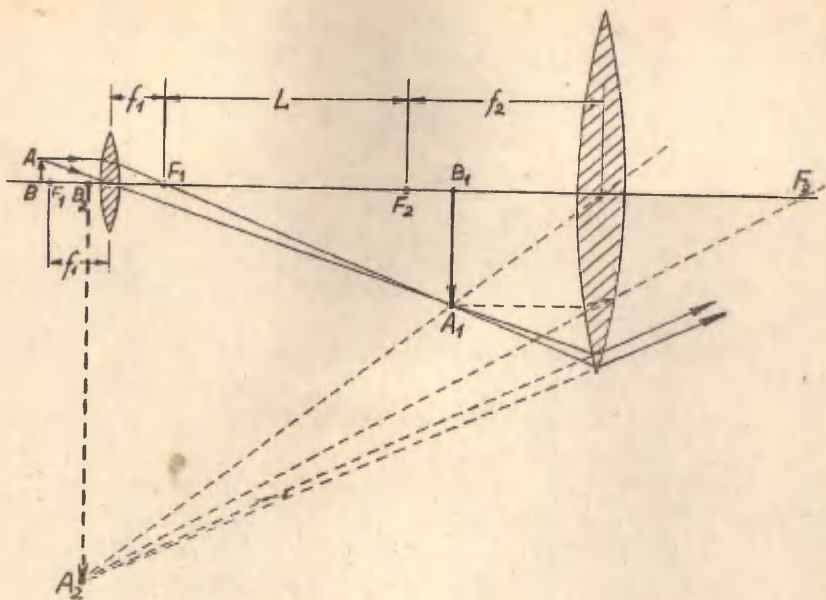
Kasutades fookuskauguse asemel luubi optilist tugevust D , saame suurenduse

$$K = 0,25 D.$$

Praktikas kohtame luupe suurendusega 2,5...25 korda.

Suuremate suurenduste saamiseks kasutatakse mikroskoopi. Selle optiline süsteem koosneb objektiivist ja okulaarist. Lihtsaimal mikroskoobil võivad objektiiv ja okulaar mõlemad olla koondavad läätsed, kuid headel mikroskoopidel on mõlemad üsna keerukad optilised süsteemid (eriti objektiiv, mis koosneb mõnikord kümnekonnast eriläätsest).

Kiirte käik ja kujutise konstruktsioon lihtsaimas mikroskoobis on toodud joonisel 46. Vaadeldav ese AB aseta-



Joonis 46.

takse objektiivi fookusest veidi kaugemale, lühikese fookuskaugusega objektiiv annab esemest ümberpööratud suurendatud tõelise kujutise A_1B_1 . Seda kujutist vaadeldakse okulaari kui luubi läbi. Lõpptulemusena saame vaadeldava eseme suhtes ümberpööratud suurendatud ebakujutise A_2B_2 .

Mikroskoobi suurendus K on objektiivi ja okulaari suurenduste korrutis:

$$K = K_{ob} \cdot K_{ok}.$$

Arvesse võttes, et objektiivi fookuskaugus f_1 on tavaliselt väga väike (mõni millimeeter) ja vaadeldav ese asetseb praktiliselt fookuses, saame objektiivi joonsuurenduseks

$$K_{ob} = \frac{A_1B_1}{AB} \approx \frac{f_1 + L}{f_1} \approx \frac{L}{f_1},$$

kus L on nn. mikroskoobi (tuubuse) optiline pikkus.

Okulaari kui luubi suurendus

$$K_{ok} = \frac{25}{f_2}.$$

Seega mikroskoobi suurendus

$$K = \frac{25L}{f_1 f_2}.$$

Tavaliselt on objektiivi ja okulaari suurendused nendele peale märgitud.

Mikroskoobi praktiliselt realiseeritavaks suurenduse piiriks on umbes 1000 korda. Suuremal suurendusel, s.t. veel väiksemate objektide vaatlemisel, ei ole mõtet difraktsiooninähtuse segava mõju tõttu.

Teooria kujutise tekkimise kohta mikroskoobis arendas saksa teadlane Abbe. Teooriast jäeldub, et minimaalne vaadeldava objekti punktidevaheline kaugus d , mida mikroskoobi abil võib veel eraldada, on määratud valemiga

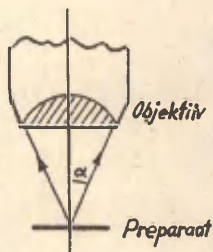
$$d \geq \frac{\lambda}{n \sin \alpha},$$

kus λ - kasutatava valguse lainepikkus,

α - apertuurnurk, pool esemest objektiivi pääsevate äärmiste kiirte vahelisest nurgast (joon. 47),

n - preparaadi ja objektiivi vahelise keskkonna murdumisnäitaja.

Valem kehtib juhtumil, kui preparaati valgustatakse tema tasandiga risti langeva paralleelse kiirtekimbuga.



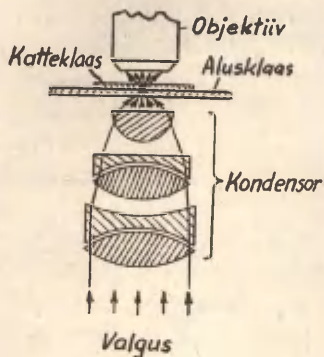
Joonis 47.

Korrutist $n \sin \alpha = A$ nimetatakse apertuurarvaks (numbriliseks apertuuriks) ja see märgitakse koos suurendusega objektiivil. Apertuurarv iseloomustab mikroskoobi lahutusvõimet ($\frac{1}{d}$). Mida suurem apertuurarv on, seda parem on

lahutusvõime, seda väiksemaid objekti detaile võime selle mikroskoobiga näha.

Kui preparaadile langeb koonduv kiirtekimp, s.o. kui kasutatakse kiirtekimpu koondavat kondensorit (joon. 48), siis kehtib valem

$$d \geq \frac{\lambda}{2n \sin \alpha}$$



Joonis 48.

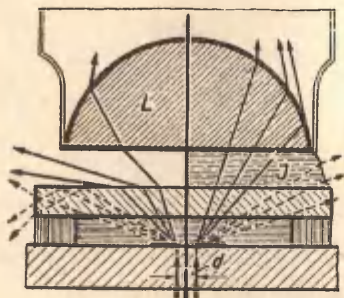
20. MIKROSKOPEERIMISE VÕTTEID

Mikroskoopiliste uurimiste juures on kõige sagedamini kasutatavaks meetodiks fikseeritud ja värvitud preparaatide vaatlus läbivas valguses.

Eelmises punktis nägime, et mikroskoobi lahutusvõime on seda parem, mida suurem on apertuurarv $A = n \sin \alpha$. Viimast võime suurendada murdumisnäitaja n suurendamise teel, s.o. kui viime preparaadi ja objektiivi vahele õhu asemele suurema murdumisnäitajaga keskkonna. Niisuguste keskkondadena kasutatakse suurema murdumisnäitajaga vedelikke, nn. *i m m e r s i o o n i v e d e l i k k e*, näiteks seedriõli ($n = 1,51$), monobroomnaftaliini ($n = 1,66$) jne. Joonisel 49 on näidatud kiirte käik tavalise (kuiva) ja immersioon-

objektiivi puhul. Kuna immersioonobjektiivi puhul väheneb

valguse tagasipeegeldumine (ka täielik sisepeegeldus), siis kujutise heledus kasvab tunduvalt. Lahutusvõimet võib parandada ka kui vähendada valguse lainepikkust, näiteks kasutada ultraviolettkiiri. Kujutist võib siis fotografeerida, kuid loomulikes värvides pilti ei ole võimalik enam saada.



Joonis 49.

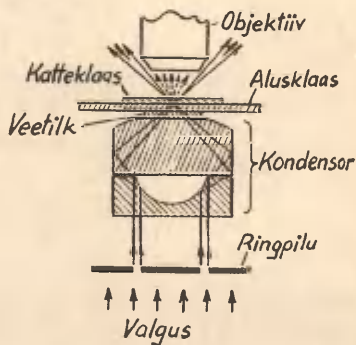
biga kasutatakse tavalise kondensori asemel pimevälja kondensorit (joon. 50).

Selle abil valgustatakse objekti külgedelt nõnda, et kondensorist tulevad kiired otseselt objektiivi ei pääse. Objektilt või tema osadelt hajunud kiired satuvad objektiivi. Meetod võimaldab avastada tavalisest lahutusvõime piirist väiksemaid osakesi.

Pimeväljameetodi üht eri varianti rakendatakse ultra-

mikroskoobis, mida kasutatakse peamiselt kolloidkeemias lahutusvõime piirist väiksemate osakeste kindlakstegemisel. Ultramikroskoobi põhimõtet selgitab joonis 51. Tugevast valgusallikast tulevad kiired koondatakse lahuse uuritavasse piirkonda. Kui selles piirkonnas leidub osakesi, siis nendel hajuv valgus pääseb mikroskoopi. Osakeste suurust ja kuju ei ole siin võimalik määrata, sest vaateväljas tekivad osakestest ainult difrakt-

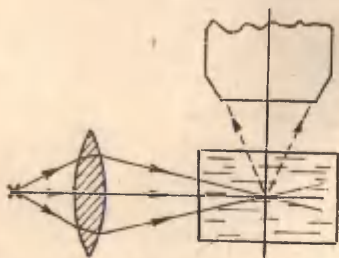
Vähekontrastsete objektide uurimisel tavalise mikroskoobi



Joonis 50.

sioonipildid (-täpid).

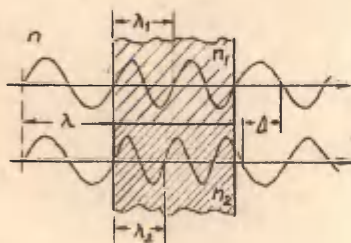
Väikese kontrastsusega objektide puhul, kui objekti erinevatel osadel on erinev murdumisnäitaja, kasutatakse faasikontrastmeetodit. Siin kasutatakse ära objekti erinevaid osi läbinud kiirtel tekkinud käiguvahe (faasinihe).



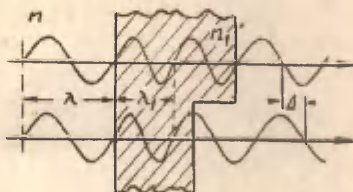
Joonis 51.

di vähenemist.

Käiguvahe võib tekkida nii ühesuguse paksusega, kuid erinevate murdumisnäitajatega ainete läbimisel (joon. 52), kui ka erineva paksusega ühesuguse aine läbimisel (joon. 53). Lihtsuse mõttes joonistel 52 ja 53 ei ole arvestatud valguse neeldumist aines, s.t. amplituudi vähenemist.

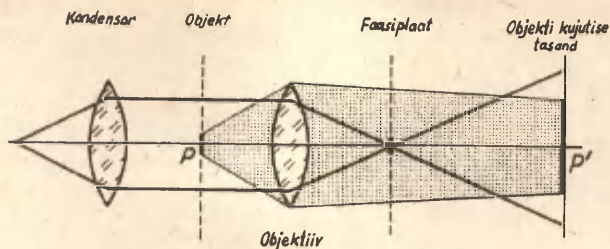


Joonis 52.



Joonis 53.

Faasikontrastmikroskoobi põhimõtet selgitab joonis 54. Vaadeldavat objekti valgustab kondensorist tulev paralleelne kiirtekimp. Kui vaadeldaval objekti piirkonnas P on naaberpiirkondadest erinev murdumisnäitaja, siis tekib sealt läbi läinud ja naaberkiirte vahel käiguvahe. See osa paralleelsest kiirtekimbust, mis ei läbi objekti, läbib peale murdumist objektiivis selle fookusesse paigutatud nn. faasiplaadi astme, mis on niisuguse paksusega,



Joonis 54.

et ta tekitab faasinihke $\frac{\pi}{2}$ (käiguvahe $\frac{\lambda}{4}$). Kujutist P' tekitavate kiirte ja faasiplaadi astet läbinud kiirte summaarne käiguvahe läheneb poolele lainepikkusele. Kustumise tõttu nende interfereerumisel saame tumeda kujutise heledal foonil (kontrastse pildi).

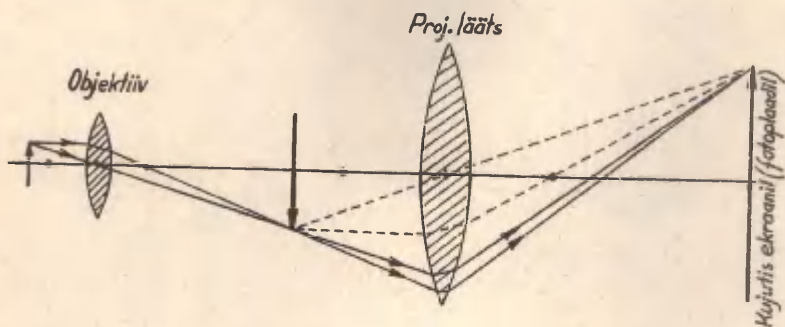
Tegelikul faasikontrastmikroskoobil on faasiplaat tavaliselt rõngasastmega, mõnikord aga tehakse aste mõnele objektiivile läätsedest. Valgustussüsteemis (kondensoris) on siis rõngasdiafragma.

Kasutamist leiab veel polarisatsioonimikroskoop, mida kasutatakse objektide puhul, millel optilise anisotroopia tõttu esineb kaksikmurdumine või mis pööravad polarisatsioonitasandit. Polariseerimis- ja analüüsivõimega mikroskoobis kasutatakse polarisaator-analüsaatorsüsteemi. Polarisaator asub valgustussüsteemis, mistõttu objekti valgustatakse polariseeritud valgusega. Pöörates mikroskoobi optilisse süsteemi paigutatud analüsaatorit, võime eraldada detaile, mis loomulikus valguses pole nähtavad.

Luminesentsnähtust kasutatakse luminesentsmikroskoobis. Objekti kiiritamisel violetsete, ultravioletsete või röntgenikiirtega helenduvad selle erineva koostisega osad neile omase värvusega, mis võimaldab eraldada tavalise valgustuse juures nähtamatuid detaile.

Mikroskoobi abil võib vaadeldavat objekti fotografeerida (saada mikrofotod) või projekteerida selle kujutist

ekraanile. Selleks tuleb tavalise ebakujutist andva okulaari asemel kasutada niisugust optilist süsteemi (lääts), mis annab mikroskoobi objektiiv poolt tekitatud kujutisest tõelise suurendatud kujutise fotoplaadil või ekraanil (joon. 55).



Joonis 55.

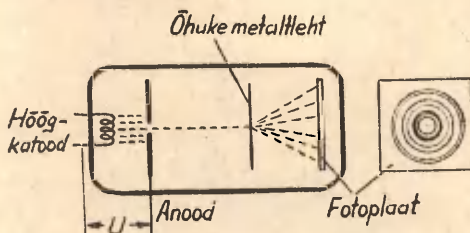
21. ELEKTRONIDE DIFRAKTSIOON

Eespool nägime, et valgust võib vandelda kui elektromagnetlaineid ja kui footoneid (osakesi). Aastal 1924 avaldas prantsuse füüsik de Broglie arvamust, et mistahes liikuvatel mikroosakestel on lainelised omadused. Nii võiksime vandelda elektronkiirt, s.o. kiiresti liikuvaid elektrone, samaaegselt lainena. 1927.a. katseliselt avastatud elektronkiirte difraktsioon (lainetele omane nähtus) oligi selle tõenduseks. Kasutatud seadeldise põhimõtteline skeem on toodud joonisel 56. Õhukese metallilehe ruumvõre aatomitel elektronid hajuvad, erinevatelt aatomtasanditelt hajunud elektronkiirte vahel tekib käiguvahe ja fotoplaadile langevad kiired kohati tugevnevad, kohati nõrgenevad. Fotoplaadil tekib kontsentriliste ringidega (kiirte tugevnemise suundades) difraktsioonipilt.

Difraktsioonipiltide analüüs näitas, et elektronkiirtele vastav lainepikkus on arvutatav valemi järgi

$$\lambda = \frac{h}{mv} ,$$

kus h - Planck'i konstant,
 m - elektroni mass,
 v - elektroni kiirus.

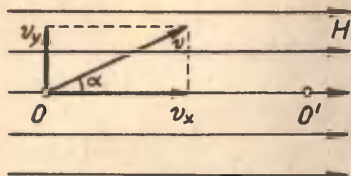


Joonis 56.

22. ELEKTRONMIKROSKOOP

Lastes elektronikiire läbi õhukese preparaadi, saame selle taga elektronvarjupildi, sest elektronid neelduvad preparaadi erinevates piirkondades (erinev paksus, koostis jne.) erineval määral. Tänu võimalusele elektronikiiri kallutada ja fokusseerida võib saada preparaadist ka suurendatud kujutist. Seda põhimõtet kasutataksegi elektronmikroskoobis.

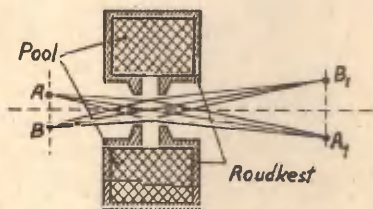
Elektronikiiri võib fokusseerida elektri- ja magnetväljade abil. Kuna elektronmikroskoopides kasutatakse viimast võimalust sagedamini, siis peatume sellel lähemalt. Asugu ühtlases magnetväljas (joon. 57) punktis O elektronide allikas (hõõgkatood). Vaatleme elektroni liikumist, mille kiiruse v suund moodustab magnetvälja suunaga nurga α . Lshutame kiiruse v komponentideks: väljasuunaline v_x ja väljaga ristisuunaline v_y . Piki välja jõujoont liikuva laengule (meil elektronile) ei avalda väli mingit mõju. Liikumisel väljaga risti mõjub elektronile Lorentzi jõud,



Joonis 57.

punktis O' . Küllalt väikeste nurkade α (alla 6°) all väljunud elektronid koonduvad praktiliselt kõik ühte punkti, s.t. ühest punktist väljunud elektronid koonduvad kõik jälle ühte punkti. Seda kasutatakse nn. magnetläätses. Neis tekitatakse magnetväli pooli abil ja et selle magnetvälja mõjuapiirkond ei oleks liiga ulatuslik, suletakse pool rõngaspiluga raudkesta (joon. 58). Kasutades magnetläätsi võib konstrueerida elektronmikroskoobi, mille põhimõtteline skeem sarnaneb optilise projektsioonmikroskoobi skeemiga (joon. 59). Elektronikiire tekitamiseks on elektronmikroskoobis elektronkahur (hõõgkatood ja anoodiafragma), milles elektrone kiirendav pinge võib ulatuda kuni 100 kV (meditsiinilises praktikas kasutatavatel mikroskoopidel). Kujutis saadakse kas fotoplaadil või fluorestseerival ekraanil, viimast võib jälgida läbi tavalise optilise mikroskoobi, saades lisasuurenduse. Elektronmikroskoobi kestast on õhk välja pumbatud. Kuna preparaadi ja fotoplaatide kasseti luukide ebatiheduse tõttu võib mikroskoopi sattuda õhku, töötab mikroskoobi töötamise ajal pidevalt ka sellega ühendatud vaakumpump.

mis sunnib elektroni liikuma mööda ringjoont välja jõujoontega risti asetsevas tasandis. Järelikult vaadeldav elektron liigub mööda spiraali (sirg- ja ringliikumise summa), mistõttu teatud aja pärast jõuab taas sirgele OO'



Joonis 58.

- A ja B - elektronide lähtepunktid
- A' ja B' - elektronide koondumispunktid

Optiline mikrosk.

Valgusallik

Kondensor

A — Objekt

Objektiiv

Vahepealne kujutis

Proj. lääts

A₁

A₂

Ekraan

Elektronmikrosk.

Hõõgkatoode
Änood

Kondensor

A — Objekt

Objektiiv

Vahepealne kujutis

Proj. lääts

A₁

A₂

Joonis 59.

Parimad elektronmikroskoobid annavad suurendusi kuni 300 000 korda.

Meditsiinis kasutatakse elektronmikroskoobe järgmistel uurimistel:

1) histoloogiliste preparaatide uurimistel. Kuna siin preparaadi paksus ei tohi ületada 0,25 μ m, siis on nende valmistamine seotud raskustega;

2) filtreeruvate viiruste uurimisel. Elektronmikroskoop võimaldaski esmakordselt näha gripi, rõugete jt. viiruseid;

3) bakterite uurimisel. Võimaldab uurida nende

peenemaid detaile ja arengustaadiume.

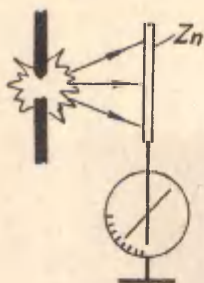
23. VÄLINE FOTOEFEKT

Nähtust, kus valgus, langedes metalli pinnale, kutsub esile elektronide emissiooni, nimetatakse väliseks fotoelektriliseks efektiks (fotoefektiks).

Fotoefekti kinnitab järgmine katse (joon. 60). Elektromeetriga ühendatud tsinkplaadile antakse negatiivne laeng. Plaadi valgustamisel ultraviolettkiirtega laeng kahaneb. Plaadile antud positiivne laeng ei vähene. Järelikult valguse mõjul toimub tsinkplaadilt negatiivsete laengute, s.o. elektronide lahkumine.

Üks esimesi fotoefekti uurijaid oli vene teadlane A. G. Stoletov, kes avastas seal rea seaduspärasusi.

Fotoefekti edasisel uurimisel tehti kindlaks, et foto-



Joonis 60.

efekt algab pealelangeva valguse kindla minimaalse sageduse ν_0 juures, mis igal metallil on erinev. Seda minimaalset sagedust ν_0 või temale vastavat lainepikkust λ_0 nimetatakse fotoefekti punaseks piiriks. Punane piir leelismetallidel asub spektri nähtavas osas, teistel metallidel on ta spektri ultravioletses osas. Väljuvate elektronide kiirus sõltub valguse sagedusest: suureneb sageduse kasvuga.

Valguse intensiivsusest kiirus ei olene. Väljuvate elektronide hulk on võrdeline valguse intensiivsusega. Kõiki neid seaduspärasusi ei suutnud klassikaline füüsika seletada, valguse kvantteooria seletab kõike aga üsna lihtsalt.

Selleks, et elektron väljuks metallist, on vaja teha tööd, nn. elektronil väljumistööd, mis igal metallil on isesugune. Fotoefekt tekib, kui valguskvandi (footoni) energia ületab väljumistöö. Energia ülejääk muundub seejuures elektroni kineetiliseks energiaks (elektronile antakse kiirus). Matemaatiliselt on see üleskirjutatav valemiga

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2},$$

kus $h\nu$ - footoni energia (h - Plancki konstant, ν - valguse sagedus),

A - elektroni väljumistöö,

m - elektroni mass,

v - elektroni maksimaalne kiirus.

Vähendades valguse sagedust jõuame punase piirini, kus

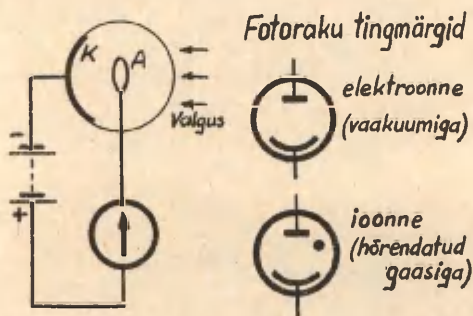
$$h\nu_0 = A,$$

s.t. footoni energiast jätkub parajasti ainult elektroni väljarebimiseks metallist. Väiksemate sageduste puhul ei jätku energiat sellekski ja fotoefekti ei teki.

Järgnevas tabelis on toodud mõne metalli fotoefekti punased piirid ja väljumistööd.

Metall	Punane piir λ_0 nm	Väljumistöö	
		$J \cdot 10^{-19}$	eV
Platina	196	8,5	5,3
Hõbe	260	7,6	4,75
Volfram	276	7,2	4,5
Tsink	290	6,7	4,2
Naatrium	550	3,6	2,25
Tseesium	620	3,2	1,9

Fotoefekti rakendatakse fotorakus. See koosneb õhust tühjaks pumbatud või hõrendatud gaasiga täidetud klaasballoonist (joon. 61), millel sisemise pinna üks osa on kaetud leelismetalli kihiga (tavaliselt tseesiumi või tema ühenditega). See kiht on fotoraku katoodiks K . Ballooni keskel paikneb rõnga- või kettakujuline anood A . Skeemil



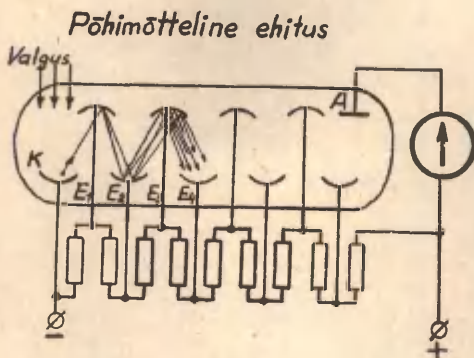
Joonis 61.

näidatud vooluringi olemasolul väljuvad katoodi valgustamisel temast elektronid, mis elektrivälja mõjul liiguvad anoodile ja vooluringis tekib vool.

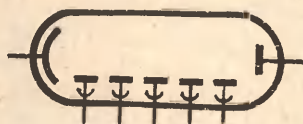
Fotorakke kasutatakse seadmetes, mis reageerivad valgustuse muutumisele, näiteks helikinos, automaatikaseadmetes,

fototelegraafis jne.

Fotorakkude valgustundlikkus on üsna väike: kõigest küm-
mekond $\frac{\mu A}{cm}$. Suurema tundlikkusega on f o t o e l e k t -
r o n k o r d i s t i d (joon. 62). Nendes kasutatakse



Tingmärk



Joonis 62.

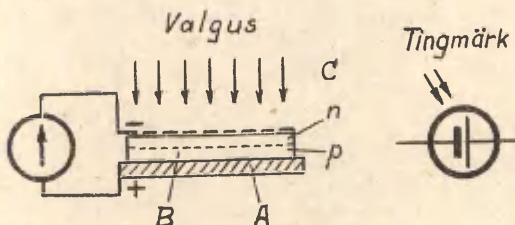
peale fotoefekti veel sekundaarelektronide emissiooni. Li-
saks katoodile K on nendes rida elektroode - emittereid
 E_1, E_2, E_3 jne. Emitterid on kaetud ainega, mis elektro-
nidega pommitamisel emiteerib kergesti sekundaarelektrone
ja nad on ühendatud pingejagajaga nii, et liikudes katoo-
dist anoodi poole iga järgneva emitteri positiivne potent-
siaal kasvaks.

Katoodi K valgustamisel väljuvad mõned elektronid, mis
elektrivälja mõjul liiguvad emitterile E_1 , vabastades sel-
lest juba rohkem sekundaarelektrone, need liiguvad emitte-
rile E_2 jne. Elektronide hulk järjest kasvab ja viimase
elektroodi - anoodi A vool võib olla tuhandeid kordi suu-
rem lihtsa fotoraku fotovoolust.

24. SISEMINE FOTOEFEKT. FOTOELEMENTID

Äsja vaadeldud välise fotoefekti juures valguse poolt vabastatud elektronid lahusid metallist. Sisemise fotoefekti puhul, mis esineb pooljuhtidel, vabastab valgus laengukandjaid (elektrone ja auke) aine sees.

Sisemist fotoefekti kasutatakse fotoelementides. Fotoelement koosneb metallplaadist *A* ja selle peale kantud õhukesest pooljuhi kihist *B*, mis on omakorda kaetud väga õhukese poolläbipaistva metallikihiga *C* (joon. 63).



Joonis 63.

Vastava töötlemisega tekitatakse pooljuhis p-n-siire. Valguse langemisel pooljuhile vabanevad selle pindmises kihis elektronid ja augud. Mõlemad võtavad osa kaootilisest difusiooniliikumisest, kuid tänu ühesuunalise juhtivusega tõkkekihi olemasolule toimub siin erinimeliste laengute jagunemine. Ülemises kihis (n-pooljuhis) tekib elektrone, alumises (p-pooljuhis) aukude küllus. Fotoelemendi elektroodide vahel tekib emj. ja vooluringi sulgemisel ka vool.

Ajaühikus valguse toimel vabanevate laengukandjate hulk, järelikult ka fotoelemendi emj. on võrdeline fotoelemendi pinnavalgustusega.

Üsna laialt on levinud seleenfotoelement. Selles on tetrasplaadile kantud umbes 0,1 mm paksune seleeni kiht, mis on omakorda kaetud pealeaurutatud poolläbipaistva hõbedas-

kihiga. Tavaliselt on seleen aukjuhtivusega (p), hõbedaga kokkupuutuv pindmine kiht omandab elektroonse (n) juhtivuse, tekib p-n-siire. Fotoelemendi valgustamisel leiavad aset eespool kirjeldatud protsessid.

Fotoelementides kasutatakse ka teisi pooljuhte (rän, vaskoksiid jne.). Erilist huvi pakub ränifotoelement tänu tema suuremale kasutegurile (võib ulatuda 10%-ni, kuna teistel ei ulatu üle 2%). Seetõttu võib seda kasutada valgusenergia otseseks muundamiseks elektrienergiaks. Selleks koostatakse üksikutest ränifotoelementidest nn. päikesepatareid. Valgustades neid otseste päikesekiirtega võib saada ühe ruutmeetri pinna kohta elektrilist võimsust kuni 50 W. Päikesepatareisid kasutatakse kosmoseobjektidel, raskesti ligipääsetavates kohtades paikneva aparatuuri toitmiseks jne.

Erinevatel fotoelementidel on erinev spektraalne tundlikkus. Eespool vaadeldud seleenfotoelementide spektraalne tundlikkus on väga lähedane silma spektraalsele tundlikkusele, mistõttu ta sobib hästi kasutamiseks luksmeetris. Luksmeeter on mõõteriist pinnavalgustuse mõõtmiseks. Lihtsaim luksmeeter on fotoelemendiga ühendatud elektriline mõõteriist, mille skaala on gradueeritud luksides.

25. VALGUSE KEEMILINE JA BIOLOOGILINE TOIME. SIIMA VALGUSTUNDLIKKUS

Valguse neeldumine aines võib esile kutsuda keemilisi (fotokeemilisi) protsesse. Siinkohal puudutame neist ainult bioloogiat ja meditsiini huvitavaid.

Looduses toimuvatest fotokeemilistest protsessidest üheks tähtsamaks on f o t o s ü n t e e s. Fotosünteesi protsess toimub valguse neelamisel klorofüllil (taimede pigmendi) poolt. Selle käigus rohelised taimed sünteesivad õhu süsihappegaasist ja veest nende elutegevuseks ja kasvuks vajalikke aineid. Fotosünteesil eraldub hapnik, seega rohelised taimed "parandavad" õhu koostist.

Päikese lühilainelise ultravioletse kiirguse mõjul muutub hapnik atmosfääri kõrgemates kihtides osooniks, mistõttu atmosfääri kõrgemad kihid on rikastatud osooniga. Osoon omakorda neelab ultraviolettkiirgust, eriti tugevasti lainepikkuste vahemikus 250...260 nm, mistõttu see elusolenditele hävitavalt mõjuv kiirgus ei jõua maapinnale. Seega fotokeemiline reaktsioon tekitab meie atmosfääris kaitsekihi, ilma milleta elu maakeral olemasoleval kujul oleks võimatu.

Ka kõigile tuntud ning teaduses ja tehnikas laialt kasutatava fotograafia aluseks on broomhõbeda fotokeemiline lagundamine.

Neeldudes organismi kudedes kutsub valgus ka seal esile mitmesuguseid reaktsioone. Kõige suuremat efekti avaldab ultravioletne kiirgus (footonite energia on suurim). Langedes inimese nahale tungivad ultravioletsed kiired küll väga väiksele sügavusele (kuni 1 mm), kuid põhjustavad seal terve rea keerukaid reaktsioone. Bioloogilise mõju seisukohalt jagatakse tavaliselt ultravioletne kiirgus kolmeks piirkonnaks.

Piirkonna A (315...400 nm) peamine mõju on pigmendi tekitamine nahas (päevitumine). Kuna tekkinud pigmendikiht omakorda kaitseb edasise kiirguse eest, siis liigne päevitumine on kahjulik, sest teeb organismi vastuvõtmatuks selle vajaliku kiirguse suhtes.

Piirkond B (280...315 nm) kutsub esile erüteemi (punetuse). Selle mõjul tekitatakse ka vitamiini D selle provitaaminist.

Piirkonna C (kuni 280 nm) peamine toime on bakteritsiidne, aga samuti D vitamiini tekitamine.

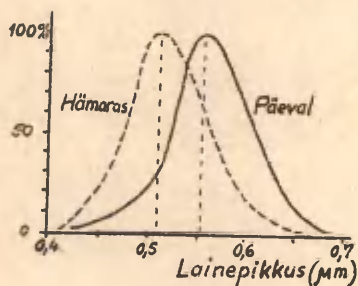
Peale loetletud positiivsete efektide on ultraviolettkiirte ka kahjulik toime. Näiteks piirkonna C kiirgus kutsus esile konjunktiviiti (silmamuna väliskesta põletikku), mistõttu töötamisel ultraviolettkiirte allikatega tuleb silmi kaitsta spetsiaalsete kaitseprillidega. Tsooni B kiirtele on ka kantserogeenne toime (maksim. ca 310 nm).

Ultraviolettkiirte suure mõju tõttu organismile kasutatakse neid laialdaselt füsioteraapias.

Infrapunased kiired tungivad kehasse kuni 20 mm sügavusele ja avaldavad praktiliselt ainult soojuslikku toimet. Neidki kasutatakse füsioteraapias.

Ka nägemisprotsess on seotud valguse toimega ainele. Teatavasti silma võrkkestast valgustundlikeks elementideks on kepikeused ja kolvikused. Kollase tähni keskosas (lohus) on praktiliselt ainult kolvikused. Kollase tähni äärtel, samuti mujal võrkkestal on kepikestel suur ülekaal. Kolvikesi on ca 7 miljonit, kepikeesi ca 130 miljonit. Kolvikeste läbimõõt on 5...6 μm , kepikestel ca 2 μm .

Kepikeste valgustundlikkus on suurem kui kolvikistel, kuid nad ei reageeri värvustele. Ainult kolvikused reageerivad värvustele. Sellega seletub, et küllaldase valguse puhul (päeval) silm eristab värvusi, nõrga valgustuse juures (häämaras) ei erista, sest siis reageerivad vaid värvustele tundetud kepikeused. Selgub, et inimese silmal on päeval ja häämaras erinev spektraalne tundlikkus (joon. 64).



Joonis 64.

Arvatakse, et kolvikestel ja kepikestel toimuvad fotokeemilised protsessid, mille tulemusena tekivad närviimpulsid, mis omakorda tekitavad peaaegu nägemisäistingu. Värvuste tajumist seletatakse kolme valgustundliku aine fotokeemilise lagunemisega kolvikistel, kusjuures iga aine reageerib erinevatele

värvustele (violetsele, rohelinele, punasele). Nende kolme värvustundliku aine ebaühtlane lagunemine kutsubki esile vastava värvuse äistingu. Kõigi kolme aine ühesugusel lagunemisel tekib valge valguse äisting. Mõne aine puudumisega seletatakse tihti esinevat nägemisdefekti - värvipimedust.

On püstitatud ka fotoelektriline nägemisprotsessi seletav teooria, milles silma valgustundlikke elemente vaadel-

dakse miniatuursete fotoelementidena. Igatahes nägemisprotsessis, eriti värvuste tajumise osas on veel palju tundmatut.

26. KIIRGUSENERGIA MÕOTMINE ULTRAVIOLETSES JA INFRA- PUNASES SPEKTRI OSAS

Naha pinnale langeva ultravioletse, nähtava ja infrapunase kiirguse mõju organismile sõltub organismis neeldunud kiirguse energiast. Kuna kiirguse neeldunud osa on raske kindlaks teha, siis lähtutakse mõõtmistel naha pinnale langevast energiast.

Kiirgusenergiat, mis langeb ajaühikus vaadeldavale pinnale, s.t. kiirguse võimsust, nimetatakse **k i i r g u s - v o o k s** Φ . Kiirgusvoogu mõõdetakse SI-s vattides. Vastavalt kiirguse bioloogilisele toimele räägitakse infrapunaste kiirte puhul **s o o j u s v o o s t**, ultravioletsete kiirte puhul aga **b a k t e r i t s i i d s e s t** ja **e r i t e e m s e s t** voost. Soojust voo mõõtmisel kasutati seni ühikut $\frac{\text{cal}}{\text{min}}$, ultravioletset voogu mõõdetakse tavaliselt μW . Bakteritsiidse ja eriteemse voo mõõtmisel kasutatakse ka erilisi kiirguse bioloogilise toimega seotud ühikuid **b a k t (b)** ja **e r**.

1 bakt on ultravioletse kiirguse voog, mille bakteritsiidne toime on samasugune kui 1 W võimsusega kiirgusvool lainepikkusel 253,7 nm (maksimaalse bakteritsiidse toimega lainepikkus).

1 er on ultravioletse kiirguse voog, mille eriteemne toime on samasugune kui 1 W kiirgusvool lainepikkusel 296,7 nm (maksimaalne eriteemne toime).

Kiirgusenergiat, mis langeb kiiritatava pinna ühele ühikule vaadeldava ajavahemiku jooksul, nimetatakse **k i i r i t u s e d o o s i k s** D . Doosi ühikuks SI-s on $\frac{\text{J}}{\text{m}^2}$. Päikese ja infrapunase kiirguse puhul mõõdeti doosi tavaliselt $\frac{\text{cal}}{\text{cm}^2}$, ultravioletse kiirguse puhul võib literatuuris kohata $\frac{\text{MJ}}{\text{cm}^2}$; $\frac{\text{erg.s}}{\text{m}^2}$; $\frac{\text{b.min}}{\text{cm}^2}$ jne.

Raviprotseduuride puhul opereeritakse mõnikord kiirgusvoo tihedusega (kiirgusvoo suurus ühele pinnauhikule) $E = \frac{\Phi}{S} = \frac{D}{t}$. Selle mõõtmisel on kasutatud päikese ja infrapunase kiirguse puhul $\frac{cal}{cm^2 \cdot min}$, bakteritsiidse kiirguse puhul $\frac{b}{m^2}$; $\frac{mb}{m^2}$, eriteemse kiirguse puhul $\frac{er}{m^2}$; $\frac{mer}{m^2}$ jne.

Praktikas võib ultravioletse kiirguse intensiivsust mõõta fotoelektriliste riistadega (fotorakkude, fotoelementide või fototakistitega). Kui tahetakse mõõta intensiivsust ultravioletse spektri teatud osas, siis kasutatakse vastavaid valgusfiltreid. Meditsiinis kasutatakse dosimeetreid, mis mõõdavad protseduuri kestel patsiendile antud kiirituse doosi suurust. Et doosi määramisel arvesse võtta ka patsiendi naha tundlikkust, kasutatakse tihti nn. biodosimeetrit. Neis kiiritatakse nahapinna väikesi piirkondi erineva kestusega, lähtudes kiirituse mõjust, võib määrata biodoosi antud inimese jaoks.

Infrapunase kiirguse (soojuskiirguse) intensiivsuse mõõtmisel kasutatakse tänapäeval termoelektrilisi riistu (aktinomeetreid).

27. KEHADE SOOJUSLIK KIIRGUS

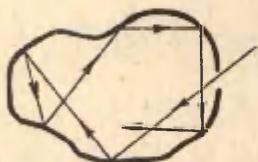
Kõik kehad kiirgavad energiat mistahes temperatuuril (välja arvatud absoluutse nulli juures). Kui keha temperatuur pole kõrge, kiiratakse praktiliselt ainult infrapunast kiirgust. Kõrgematel temperatuuridel lisanduvad infrapunasele kiirgusele nähtav ja ultravioletne kiirgus.

Vaatleme lähemalt kehade kiirgamist, mis toimub nende soojusenergia arvel. Niisugust kiirgust nimetatakse soojuslikuks ehk temperatuurikiirguseks.

Kiirgusenergia hulka, mida keha 1 sekundis 1 m² pinnalt välja saadab, nimetatakse selle keha kiirgamisvõimeks E . Kui räägime keha kiirgamisvõimest

kindlal lainepikkusel λ , siis tähistame seda kiirgamisvõimet E_λ .

Samaaegselt energia kiirgamisega kehad ka neelavad energiat. Murdu, mis näitab, missuguse osa kehale langevast energiast keha neelab, nimetame selle keha neelamis-
teguriks α . Kui jutt on neelamistegurist lainepikkusel λ , siis kasutame tähistust α_λ . Vähim neelamistegur $\alpha = 0$ on kehal, mis energiat üldse ei neela (ideaalne peegel). Maksimaalne neelamistegur $\alpha = 1$ on kehal, mis neelab kogu temale langeva energia. Niisugust keha nimetame absoluutselt mustaks. Iga-
päevases elus ettetulevate kehade neelamistegurid on vahepealsed ($0 < \alpha < 1$). Hästi neelab kiirgust tahmatud pind ($\alpha = 0,99$). Veel parema neelaja saame, kui võtame seest õõnsa väikese avaga keha (joon. 65). Ava võib vaadelda absoluutselt musta kehana, sest kõik sinna sattunud kiired



peale paljukordseid peegeldusi keha sees praktiliselt enam välja ei tule. Niisuguse keha ava poolt kiiratavat temperatuurikiirgust aga võime vaadelda kui absoluutselt musta keha kiirgust.

Joonis 65.
On kindlaks tehtud, et absoluutselt musta keha kogu (kogu spektri ulatuses) kiirgamisvõime on võrdeline tema absoluutse temperatuuri neljanda astmega (Stefan-Boltzmanni seadus):

$$E = \sigma T^4,$$

kus võrdetegur $\sigma = 5,6687 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4}$

Kõikide teiste mitte absoluutselt mustade kehade kiirgamisvõime on alati väiksem kui absoluutselt mustal kehal. Seda võib väljendada valemiga

$$E' = k \sigma T^4,$$

kus tegur k sõltub keha aineest, selle pinna iseloomust

ja temperatuurist. Tegur k leitakse tavaliselt eksperimentaalsel teel.

Analüüsime nüüd, kuidas toimub soojusvahetus kehade vahel kiirguse kaudu isoleeritud süsteemis (mille kehad on täiesti eraldatud välismõjudest). Kui süsteemi moodustamise momendil selle kehal on erinevad temperatuurid, siis külmemad, neelates rohkem energiat kui nad kiirgavad, soojenevad, soojemad vastupidi jahtuvad. Lõpuks kõikide süsteemi kehade temperatuur ühtlustub, saabub termiline tasakaal. Kuid ka nüüd jätkavad kõik kehad kiirgamist ja kiirguse neelamist. Nüüd kiirgab iga keha sama palju energiat kui ta neelab. Et aga kehade neelemistegurid on erinevad, siis peavad erineva ka nende kiirgamisvõimed. On ilmne, et nad peavad olema omavahel võrdelised. Suurim neelamistegur ($\alpha = 1$) on absoluutselt mustal kehal, tähendab, tal peab olema ka suurim kiirgamisvõime E . Tähistades süsteemi kehade kiirgamisvõimed E' , E'' , E''' jne. ja neelamistegurid α' , α'' , α''' jne., võime eelöeldu matemaatilisel üles kirjutada nõnda:

$$\frac{E'}{\alpha'} = \frac{E''}{\alpha''} = \frac{E'''}{\alpha'''} = \dots = \frac{E}{1},$$

s.o. soojusliku tasakaalu olekus (konstantsel temperatuuril) on kehade kiirgamisvõimete ja neelamistegurite suhted võrdsed absoluutselt musta keha kiirgamisvõimega samal temperatuuril.

Seni vaatlesime kogu kiirgamisvõimet ja neelamistegurit, kuid võib näidata, et analoogiline seos kehtib ka mistahes kindla lainepikkuse λ jaoks:

$$\frac{E'_\lambda}{\alpha'_\lambda} = \frac{E''_\lambda}{\alpha''_\lambda} = \frac{E'''_\lambda}{\alpha'''_\lambda} = \dots = E_\lambda,$$

s.o. kehade kiirgamisvõimete ja neelamistegurite suhted võrduvad absoluutselt musta keha kiirgamisvõimega samal lainepikkusel ja temperatuuril (Kirchhoffi seadus).

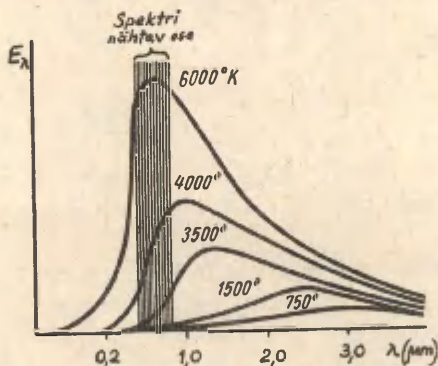
Sellest seadusest järeldub, et

$$E_{\lambda}' = a_{\lambda}' \cdot E_{\lambda} ,$$

s.o. mingi keha kiirgamisvõime võrdub tema neelamisteguril ja absoluutselt musta keha kiirgamisvõime korrutisega samal lainepikkusel ja temperatuuril. Kuna α'_λ on alati lihtmurd ($0 < \alpha'_\lambda < 1$), siis on kõikide teiste kehade kiirgamisvõimed väiksemad kui absoluutselt mustal kehal. Viimasest valemist järeldub ka, et kui $\alpha'_\lambda = 0$ (vaadeldav keha ei neela lainepikkust λ), siis ka $E'_\lambda = 0$, s.t. keha ei kiirga neid lainepikkusi, mida ta ise ei neela.

28. ENERGIA JAOTUS ABSOLUUTSELT MUSTA KEHA KIIRGUS- SPEKTRIS

Uurides energia jaotust absoluutselt musta keha kiirgus-
spektris, tehti kindlaks, et temperatuuri tõusuga kiirgus-
energia maksimum nihkub lühemate lainete poole (Wieni sea-
dus). Graafiliselt on see sõltuvus toodud joonisel 66.



Joonis 66.

Matemaatiliselt on Wiener seadus avaldatav seosega

$$\lambda_m \cdot T = b,$$

kus λ_m - energia maksimumile vastav lainepikkus,
 T - absoluutne temperatuur,

$b = 0,002898 \text{ m}\cdot\text{K}$ - konstant.

Möödunud sajandi viimasel aastakümnel püüti ka teoreetiliselt leida seadust absoluutselt musta keha kiirgusenergia jaotuse kohta. Kuid klassikalise füüsika tõekspidamised ei võimaldanud seda teha. Saksa teadlane M. Planck, tuues sisse kiirguse kvandi mõiste, andis aastal 1900 niisuguse seaduse (Plancki seadus):

$$E_{\lambda T} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{ch/\lambda kT} - 1},$$

kus $E_{\lambda T}$ - absoluutselt musta keha kiirgamisvõime lainepikkusel λ ja temperatuuril T ,

h - Plancki konstant,

c - elektromagnetlainete kiirus vaakumis,

k - Boltzmanni konstant,

e - naturaalse logaritmi alus.

Kiirgusenergia maksimumile vastava lainepikkuse järgi võib määrata kehade temperatuure. Näiteks Päikese kiirguse maksimum on lainepikkusel 470 nm (atmosfääri piiiril), sellele vastab päikesepinna temperatuur ca 6000 K.

Meie levinumate kunstlike valgusallikate - hõõglampide hõõgniitide temperatuurid ulatuvad 2700...3000 K, mistõttu nende kiirguse maksimum on spektri infrapunases osas. Seepärast on keskmise võimsusega gaastäitega hõõglambi kasutegur kõigest 2...3%. Hõõgniidi temperatuuri tõsta aga ei saa, sest siis niit aurustub kiiresti ja lambi eluiga lüheneb järsult.

Mitmesuguseid reflektoriga varustatud hõõglampe kasutatakse füsioteraapias soojusravi protseduuridel. Kasutatakse ka nn. valgusvanni. See koosneb metallist või vineerist kestast, mille sisepinnale on kinnitatud rida hõõglampe võimsusega 40...50 W. Sellesse "vanni" paigutatakse patsiendi keha või kehaosa. Kasutamist leiavad ka spetsiaalsed infrapunase kiirguse lambid. Nendel on suhteliselt madala temperatuuriga elektriline küttekeha ja reflektor kiirguse suunamiseks.

Inimese keha, omades ümbritsevast keskkonnast kõrgemat temperatuuri (ca 300 K), annab soojust ümbritsevasse keskkonda. Jõudeolekus, toatemperatuuril antakse 60% energias t ära elektromagnetlainetena, kusjuures kiirgusenergia maksimum asub ca 9 μm juures. Keha ümbritseva temperatuuri 25°C puhul on äraantava kiirgusvoo tihedus keskmiselt 30 $\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ ($1,1 \cdot 10^5 \text{ J/m}^2\text{h}$).

Tähtsaimaks energiaallikaks, mille arvel toimub terve rida protsesse Maa pinnal, on Päike. Päikese kiirgusvoo tihedus Maa atmosfääri piiril eeldusel, et Maa asub Päikesest keskmisel kaugusel, on 1,35 $\frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ (solaarkonstant). Neeldumise ja hajumise tõttu atmosfääri läbimisel see väheneb ja energia spektraalne jaotus muutub (energiamaksimum nihkub 540 nm-le). Doseeritud päikesekiirgust kasutatakse meditsiinilises ravipraktikas (helioteraapia).

29. AATOMI EHTUS JA KIIRGUS. KVANTARVUD

Keskoolikursuses puudutatud Rutherfordi-Bohri aatommudel on tiirlevad elektronid tuuma ümber lubatud (statsionaarsestel) orbiitidel. Ühel orbiidil tiirlevatel elektronidel on ühesugune energia. See energia suureneb orbiidi raadiuse suurenemisel. Näiteks vesiniku aatomi orbiitide raadiused on arvutatavad valemiga

$$r_n = \frac{h^2}{4\pi^2 e^2 m} \cdot n^2,$$

kus m - elektroni mass,

e - elektroni laeng,

h - Plancki konstant,

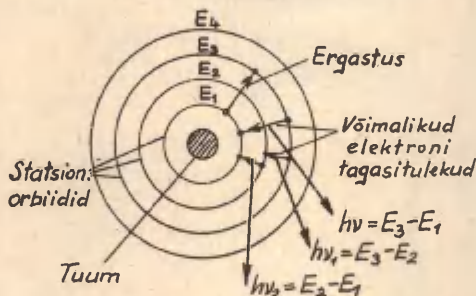
$n = 1, 2, 3, \dots$ täisarv, orbiidi järjekorra number (peakvantarv).

Elektroni energia n -ndal orbiidil

$$E_n = - \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2}.$$

Kui elektron tiirleb statsionaarsel orbiidil, siis ta ei kiirga energiat. Kuid elektron võib üle minna ühelt statsionaarselt orbiidilt teisele. Suurema energiaga orbiidile võib ta minna üle ainult lisaenergia saamisel väljastpoolt. Vastupidine üleminek toimub aga spontaanselt, kusjuures energia ülejääk vabaneb footoni näol ($\Delta E = h\nu$).

Normaalselt asuvad elektronid tuumalähedastel orbiitidel. Energia juurdesaamisel, näiteks aatomi pommitamisel elementaarosakestega, footoni neelamisel võib elektron minna suurema energiaga orbiidile. Siis räägime, et aatom on ergastatud. Ergastatud olek ei ole aga püsiv: väga lühikese aja jooksul (mitte üle 10^{-8} s) tuleb elektron tagasi lähemale orbiidile. Kirjeldatud protsessid on skemaatiliselt kujutatud joonisel 67.



Joonis 67.

Bohri aatomi mudelis, kus elektron liigub ringorbiitidel, on aatomi statsionaarne olek määratud kvantarvuga, nn. peakvantarvuga n (mis võib olla mistahes positiivne arv).

Kuid elektronid võivad liikuda ka elliptilistel orbiitidel, mis ei saa olla mistahes kujuga. Iga peakvantarvu puhul on meil peale ühe ringorbiidi veel $n-1$ kindla kujuga elliptilist orbiiti, s.t. kokku n orbiiti. Järelikult, kui $n = 1$, siis on meil tegemist üheainsa ringikujulise orbiidiga. Kui $n = 2$, siis on üks ringorbiit, teine ellip-

tiline. Kui $n = 3$, on orbiitide arv 3: üks ringorbiit ja 2 elliptilist. Neid peakvantarvude juurde kuuluvaid orbiite iseloomustab $orbitaalkvantarv \ell$, kusjuures $\ell = 0, 1, 2, \dots (n-1)$, millele vastavalt tähistatakse orbiite s, p, d, f, g, Näiteks elektroni, mille olekut määrab $n = 2$ ja $\ell = 0$, nimetatakse 2 s elektroniks. Kui $n = 3$ ja $\ell = 1$, on tegemist 3 p elektroniga.

Tuuma ümber liikuv elektron on vaadeldav elementaarringvooluna, millel on oma magnetväli. Selle elementaar magnetvälja ja välise magnetvälja vastastikuse toime tulemusena omandab elektroni orbiidi tasapind ruumis kindla orientatsiooni. Võimalikud orbiitide orientatsioonid on määratud magnetkvantarvuga m , mis võib olla mistahes täisarv $-\ell$ ja $+\ell$ vahel (kaasa arvatud ka 0), s.t. võib omada kokku $2\ell + 1$ väärtust.

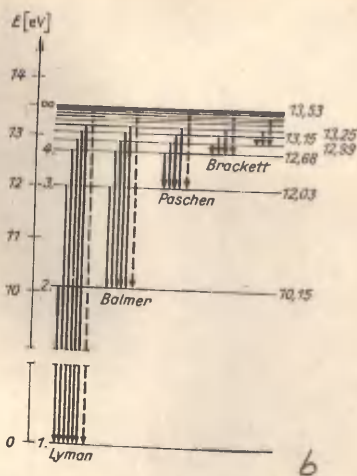
Lõpuks võetakse arvesse, et elektronil on oma pöörlemishulk, nn. spin, mille väärtuse määrab spini kvantarv s ja mis võib olla $+\frac{1}{2}$ või $-\frac{1}{2}$.

Eelpool öeldust järeldub, et elektroni statsionaarse oleku aatomis määravad neli kvantarvu: peakvantarv n , orbitaalkvantarv ℓ , magnetkvantarv m ja spini kvantarv s . Kuid aatomis ei saa olla kahte või rohkem elektroni nelja ühesuguse kvantarvuga (Pauli printsiip).

30. AATOMITE JA MOLEKULIDE SPEKTRID. SPEKTRAALANALÜÜS

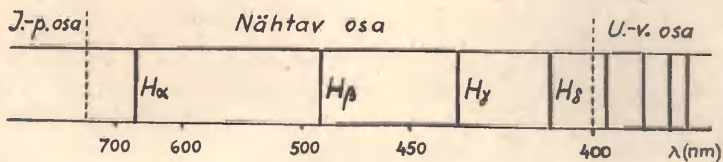
Eespool nägime, et ergastatud aatom kiirgab. Kiirguse sagedused, s.t. tekkivate spektrasljoonte värvused, sõltuvad vabaneva energia suurusest.

Näitena vaatleme vesiniku joonspektri tekkimist. Vesiniku tuuma (prootoni) ümber tiirleb üksainus elektron. Normaalseti tiirleb elektron tuumale lähimal, esimesel orbiidil. Ergastatud aatomis võivad toimuda mitmesugused elektroni tagasitulekud, tekitades vastavaid jooni vesiniku joonspektris (joon. 68a). Joonisel 68b on sama näidatud vesiniku aatomi energaetiliste nivoo skeemil.



Joonis 68.

Vesiniku joonspekter on kujutatud joonisel 69. Selles võib eraldada mitu joonte gruppi ehk seeriat. Nähtavas spektri osas on 4 joont: punane (α) - 656 nm; sinine (β) - 486 nm ja kaks violetset joont (γ ja δ) - 434 ja 410 nm. Need nähtavad jooned kuuluvad Balmeri seeria joonte hulka. Ka ultravioletses ja infrapunases spektri osas on joonte seeriad (Lymani, Pascheni ja Bracketti seeriad).



Joonis 69.

Bohr seostas tekkivate joonte sagedused elektroni vastavate üleminekutega aatomis. Nii tekib Balmeri seeria elektroni tagasitulekul teisele katile (joon. 68). Samal joonisel on näidatud ka teisi seeriaid tekitavad elektroni üleminekud. Kuna uuritavas gaasihulgas on alati mitme-

suguses ergastusolekus aatomeid, siis tekivad kõik jooned üheaegselt.

Analoogiliselt tekivad ka teiste elementide joonspekt-rid. Niisugused üksikuteest joontest koosnevad spektrid (joonspektrid) tekivad helenduvate atomaarsete gaaside ja aurude puhul, kus üksikute aatomite vastastikune mõjutus on minimaalne.

Molekulaarsetel gaasidel ja aurudel on spektrid keeru-
kamad: neis tekivad üksikute joonte grupeeringud, mis vaat-
lemisel väikese lahutusvõimega spektraalaparaadiga sulavad
ühte ribadeks (ribaspekter). Põhjus on selles, et molekuli
energia koosneb molekuli moodustavate aatomite elektronide
energiast E_{el} , molekuli aatomite võnkeenergiast E_v ja
molekuli pöörlemisenergiast E_p . Kõik nad võivad omada ai-
nult testud kindlaid väärtusi, mis on määratud kvanttingi-
mustega. Järelikult kõik energiamuutused (juurde- ja ära-
antav energia)

$$\Delta E = \Delta E_{el} + \Delta E_v + \Delta E_p = h\nu .$$

Suurim on elektronide energiamuutus ΔE_{el} ja kui molekulis
vabaneks ainult see energia, siis saaksime vastava joone
spektris. Kuna aga sellele liituvad (lahutuvad) erinevad
 ΔE_v ja ΔE_p kvandid, siis saame ühe joone asemel rea lä-
hestikku asuvaid jooni.

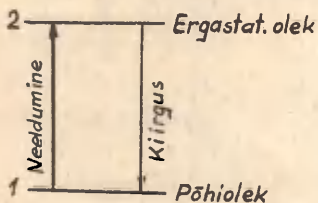
Kuna igal elemendil on talle iseloomulik joonspekter,
võib spektri järgi määrata aine koostist. Sellel põhineb
spektraalanalüüs. Spektraalanalüüs võimaldab kindlaks teha
elementide olemasolu ka siis, kui neid on väga vähesel hul-
gal. Tahkete ainete ja vedelike uurimisel tuleb need aurus-
tada (muuta helenduvaks gaasiks). Seda võib teha leegi,
elektrikaare või sädelahenduse abil.

31. LUMINESTSENTS

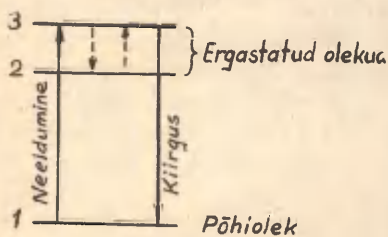
Nagu nägime, võivad aatomid ja molekulid kiirata. Nende
kiirgust võivad esile kutsuda väga mitmesugused protsessid.
Kui kiirgamine toimub soojusenergia arvel, siis räägime

temperatuuri- ehk soojuskiirgusest. Kiirgusliike, mis ei kuulu temperatuurikiirguse hulka, nimetame üldiselt luminestsentsiks. Luminestsentsi võivad esile kutsuda mitmesugused põhjused (keemilised reaktsioonid, mehaaniline töö, kiirguse neeldumine jne.).

Suurima praktilise tähtsusega on *f o t o l u m i n e s t s e n t s*, mida tekitab ainele langev kiirgus ja mis esineb tahketel ainetel, vedelikel ja gaasidel. Kiirguse (footonite) neelamisel toimub ergastus, s.t. elektronide viimine kõrgema energiaga olekusse. Sõltuvalt sellest, missugused protsessid sellele järgnevad, jagatakse luminestsentsi *f l u o r e s t s e n t s i k s* ja *f o s f o r e s t s e n t s i k s*. Fluorestsents on siis, kui elektron suurema energiaga olekust läheb tagasi väiksema energiaga olekusse. Fluorestsentsi mehhanismi selgitab joonisel 70 toodud energieetiliste nivooode skeem. Elektron võib tagasi tulla ka mitme vahepealse nivoo kaudu, kiirates mitu väiksema energiaga footonit. Fluorestsentsi puhul luminestsents lakkab koos keha kiiritamise lõpetamisega.



Joonis 70.



Joonis 71.

Fosforestsentsiga on tegemist, kui ergastatud elektron viibib enne tagasitulekut vahepealsetes olekutes. Näide selle mehhanismi kohta on toodud joonisel 71. Kiirguse neelamisel satub elektron olekusse 3, kust ta võib sattuda nn. metastabiilsesse olekusse 2. Sellesse olekusse ei saa elektron minna kiirguse neeldumisel, samuti ei saa ta sealt minna põhiolekusse 1. Järelikult elektron võib viibida selles olekus pikema aja, kuni ta keha siseenergia arvel

satub uuesti olekusse 3, kust võib tagasi tulla põhiolekusse 1. Peale kiiritamise lõppu kestab fosforesentsents mõne aja edasi.

Toodud skeemist järeldub, et kiiratud footoni energia ei saa ületada neelatud energiat, välja arvatud mõni harv erandjuhtum, kus molekul on saanud juba enne ergastamist lisaenergiat, mille arvel võib suurenedagi kiiratud footoni energia. Üldiselt fotoluminestsentsi kohta kehtib Stokes'i reegel: kiiratud footonite energia on väiksem neelatud footonite energiast ehk luminestsentskiirgusel on pikem lainepikkus kui ergastaval kiirgusel.

Intensiivse nähtava luminestsentsi kutsuvad esile ultravioletsed (nähtamatud) kiired.

Enamik praktikas kasutatavatest luminestseeruvatest ainetest on kristallilised ained, neid nimetatakse luminofoorideks. Luminestsentskiirguse värvus sõltub aine koostisest. Luminofoore kasutatakse mitmesuguste helenduvate ekraanide, numbrilaudade, luminestsentslampide jne. valmistamisel. Luminestsentsvärve kasutatakse ka dekoratiivsel eesmärgil.

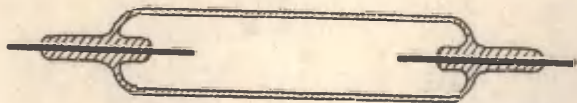
Luminestsentsi rakendatakse veel luminestsentsanalüüsil. Luminestsentsanalüüs võimaldab luminestsentsspektri järgi määrata ainete keemilist koostist.

Luminestsentsanalüüsi kasutatakse ka mitmesuguste objektide uurimisel ja avastamisel. Selleks valgustatakse uuritav objekt ultraviolettkiirtega ja kuna objekti erinevate osade keemilises koostises võib olla erinevusi, siis ka nende luminestsentskiirgusel on erinev värvus, mistõttu ilmnevad tavalises valguses nähtamatud detailid. Seda põhimõtet rakendatakse ka luminestsentsmikroskoobi juures (vt. p.20). Sel teel võib avastada juurdekirjutusi ja võltsinguid dokumentides. Meditsiinilises praktikas kasutatakse luminestsentsanalüüsi mõningate mikroorganismide avastamisel nende spetsiifilise luminestsentskiirguse järgi. Luminestsentsanalüüsi abil võib kontrollida toiduainete värskust roiskumist esilekutsuvate mikroorganismide helendumise järgi.

32. GAASLAHENDUS JA LUMINESTSENTSLAMPID

Elektrivoolu läbiminekul hõrendatud gaasist ergastatakse liikuvate laengukandjate pörkumiste tagajärjel gaasi aatomid ja molekulid, mistõttu tekib gaasile omase värvusega helendus - huumlahendus. Huumlahendust kasutatakse signaal- ja indikaatorlampides. Gaasi spektraalanalüüsil tekitatakse temas huumlahendus.

Meditstiini huvitavad lambid, kus lahendus toimub elavhõbeda aurus. Niisugused lambid annavad intensiivset kiirgust spektri ultravioletses osas. Meditsiinis kasutatava elavhõbedalambi (elavhõbeda-kvartslambi) torukujuline kest on valmistatud kvartsist, kuna kvarts laseb läbi ultraviolettkiirgust (joon. 72). Toru otstesse on joodetud loelismetalli oksiidiga kaetud metallelektroodid. Torus on hõrendatud argoon ja väike hulk elavhõbedat. Lambi pingestamisel tekib kõigepealt huumlahendus argoonis. Gaasi ioonidega pommitamise tagajärjel elektrodid kuumenevad ja hakkavad elektrone emiteerima, lampi läbiv vool tugevneb. Lamp soojeneb,



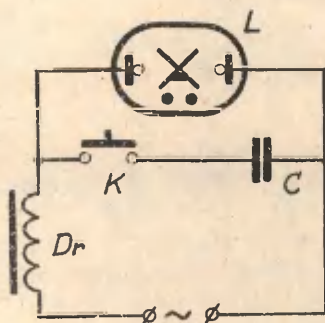
Joonis 72.

elavhõbe aurustub ja lambis tekib kaarlahendus elavhõbeda aurus, rõhk lambis tõuseb, tekib lambi töötamise normaalne režiim. Olenevalt lambi võimsusest kulub normaalse töörežiimi kujunemiseks 5...15 min. Kustunud lampi saab uuesti süüdata alles pärast jahtumist.

Lambi poolt kiiratava joonspektri lainepikkused ja suhtelised intensiivsused on antud alljärgnevas tabelis.

Lainepikkus nm	Intensiivsus % 365 nm joone suhtes
577,0/579,0	70,4
546,1	71,75
435,8	62,4
404,7/407,8	35,9
365,0/366,3	100
312,6/313,2	68,0
302,2/302,6	31,2
296,7	14,3
280,4	10,3
265,2	23,4
253,7	26,1
248,3	10,5

Elavhõbeda-kvartslamp ühendatakse vahelduvvoolu võrku. Voolutugevuse, seega ka lambi töörežiimi stabiliseerimiseks ühendatakse lambiga järjestikku suure induktiivsusega pool D_r (joon. 73). Lambi süütamise hõlbustamiseks alapinge ja vana lambi puhul on lambiga paralleelselt ühendatud lüliti K ja kondensaator C .

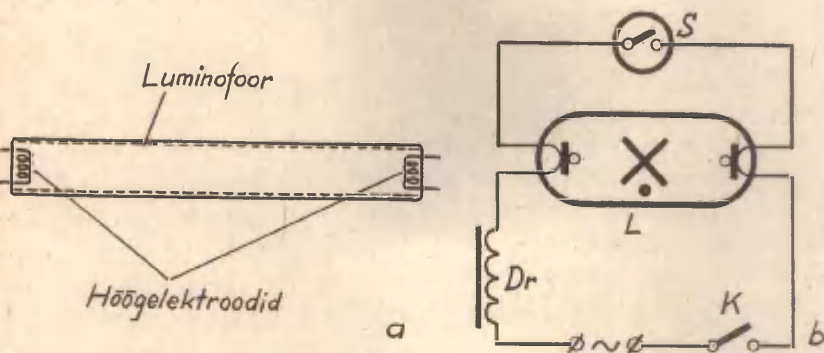


Joonis 73.

on lambil elektrivoolu abil kõetavad spiraalid (joon.74a).

Elektrilahendust hõren-
datud elavhõbedaaorus kasu-
tatakse ka nn. päeva valgus-
lampides (luminestsentslam-
pides). Nende klaastoru si-
semine pind on kaetud lumi-
nofooriga. Elavhõbedaaorus
tekivad ultraviolettkiired
kutsuvad esile luminofoori
helenduse. Luminofoori koos-
tis on valitud nii, et sel-
le kiirgus sarnaneks päeva-
valgusega. Elektroodideks

Lambi valgustusvõrguga ühendamise skeem on toodud joonisel 74b. Lambiga järjestikku on ühendatud suure induktiivsusega pool (drossel) Dr . Paralleelselt lambi elektroodidega on ühendatud starter S . Starteriks on väike huumlamp bimetalielektroodiga, mis huumlambi soojenemisel lühistab selle.



Joonis 74.

Päeva valguslambi süütamine toimub järgnevalt. Lüliti K sulgemisel läbib vool pooli Dr ja hõõgniidid, starteris süttib huumlahendus. Starter soojeneb ja ta bimetalielektrood lühistab starteri, vool läbi hõõgniitide kasvab ja need hakkavad hõõguma, emiteerides elektrone ja põhjustades gaasi ionisatsiooni. Selle ajaga jahtunud starteri bimetalikontakt avaneb uuesti, nüüd aga tänu tugevale gaasi ionisatsioonile lambis süttib selles huumlahendus.

Päeva valguslambi kasutegur on ligi kolm korda suurem kui hõõglambil ja ta valguse spektraalne koostis sarnaneb päcva valgusega. Kuid nende maksumus koos juurdekuuluvate detailidega on veel liiga kõrge, nende valgusega kaasneb häiriv stroboskoopne efekt (lamb süttib ja kustub igal vahelduvvoolu poolperioodil), samuti jätab soovida nende töökindlus.

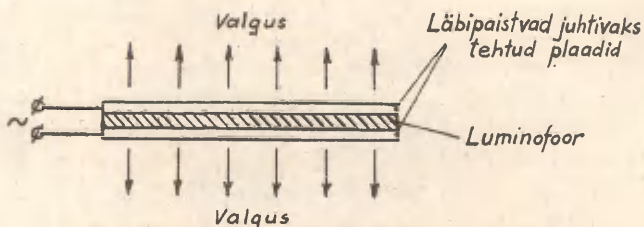
Meditisiinilis kasutatakse veel bakteritsiidseid lampe. Nad sarnanevad päeva valguslampidega, ainult nende kest on

valmistatud uvioklaasist (klaasisort, mis laseb ultraviolettkiiri läbi) ja nendes puudub luminofoor. Nende kiirguse maksimum on 253,7 nm juures ja neid kasutatakse operatsioonisaalides, sidumistubades, lasteasutustes jne.

Toodetakse ka erilisi eriteemseid luminestsentslampe, mille kiirgus asub vahemikus 285...380 nm (maksimum 310...320 nm). Neid kasutatakse profülaktilistel eesmärkidel, sest nad annavad pikalainelise ultraviolettkiirguse, mis puudub talvel päevavalguses.

Viimati mainitud lampe kasutatakse tavaliselt ühises armatuuris koos päevavalguslampidega.

Lõpuks veel katsetest rakendada valgusallikates elektroluminestsentsi. Elektroluminestsentsiks nimetatakse nähtust, milles luminofoori helenduse põhjustab vahelduv elektriväli. Elektroluminestsents-valgusallikas paigutatakse õhuke luminofoori kiht kahe vahelduvpinge allikaga ühendatud läbipaistva juhtiva plaadi (kihi) vahele (joon. 75).



Joonis 75.

33. LASERID

Laserid (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) on viimasel ajal loodud valgusallikad. Neid nimetatakse ka optilisteks kvantgeneraatoriteks. Laserid tekitavad väga koherentse ja monokromaatse kiirtekimbu. See kiirtekimp on hästi suunatav ja fokusseeritav väikesel pindalal, mistõttu seal võib saavutada suuri energiatihedusi. See võimaldab näiteks sulatada metalle või süüdata

eemal asetsevaid objekte.

Kiirguse tekkimise mehhanism laseris sarnaneb fosforest-sentsi tekkimise mehhanismiga (joon. 71). Ka siin peab ai-nel olema vähemalt kolm energianivood, millest üks on meta-stabiilne. Ergastamisel suur hulk elektrone satub just sel-lele metastabiilsele nivoole. Mõne elektroni tagasitulek põhiniivoole ja vastava footoni kiirgumine on tõukeks ka teiste elektronide peaaegu üheaegsele tagasitulekule, te-kib nn. stimuleeritud (indutseeritud) kiirgamine.

Niisugust kiirgust võib saada kristallides, pooljuhti-des ja gaasides. Võimsates laserites kasutatakse tavaliselt mõne cm pikkusi ja $1 - 2\text{-cm}^2$ ristlõikepindadega sünteetili-se rubiini kristalle, mille otstes on peegelpinnad. Ergas-tamine toimub impulsslambi abil.

Meditisiinilises praktikas on tehtud katseid kasutada lasereid kudede koaguleerimisel. Näiteks mele tööstus la-seb välja spetsiaalse laserseadme operatsioonide jaoks sil-ma võrkkestal.

34. RÖNTGENIKIRED

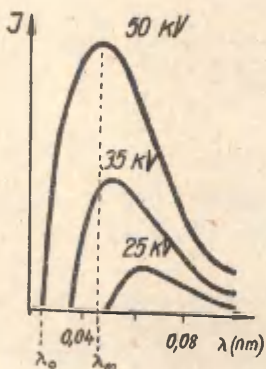
Aastal 1895 avastas saksa füüsik Röntgen, et katoodkiir-te torudes tekivad senitundmatud nähtamatud kiired. Rönt-gen nimetas neid x-kiirteks. Tänapäeval nimetatakse meil neid nende avastaja Röntgeni auks röntgenikiirteks. Rönt-genikiired on väga lühikesed elektromagnetlained ($0,006... 0,12\text{ nm}$ meditsiinilises praktikas kasutatavatel röntgeni-kiirtel).

Intensiivsed röntgenikiired tekivad metalli pommitami-sel elektronidega. Tekkimismehhanismi järgi jagatakse rönt-genikiirgus karakteristlikuks ja pärsskiirguseks.

Karakteristlik kiirgus tekib elektronide üleminekul aatomite sisemistele katetele (K, L, M). Normaalselt on nandel katetel kõik elektronide kohad täidetud, kuid aine pommitamisel kiiresti liikuvate elektronidega (katoodkiir-tega) lüüakse sealt mõni elektron välja. Vabanenud kohtadele

tulevad elektronid suurema energiaga katetelt, kusjuures energia ülejääk kiirgubki välja röntgenikvantidena. Kuna elementide elektronkatete energianivood on erinevad, annab karakteristlik kiirgus elemente iseloomustava joonspektri.

Päraskiirgus tekib elektronide pidurdumisel nende tungimisel aine aatomitesse. Selle juures vabanev energia kiirgub samuti röntgenikvantidena. Kuna erinevate elektronide pidurdumistingimused (seega ka kaotatava kineetilise energia hulk) on üsna erinevad, tekib väga mitmesuguse lainepikkusega kiirgus, andes pideva spektri (nn. "valge" röntgeni spekter). Päraskiirguse spekter sõltub peamiselt elektronide kiirusest, mis omakorda sõltub neid kiirendavast pingest. Kindla pinge puhul on spektril kindel piir lühilainelises osas (joon. 76).



Joonis 76.

Piirlainepikkusele λ_0 vastab maksimaalne kvandi energia E_m , s.o. siis kui elektron kaotab korraka kogu oma energia.

$$E_m = eU = \frac{hc}{\lambda_0} ,$$

kus e – elektroni laeng,
 U – pinge,
 h – Plancki konstant,
 c – elektromagnetlainete kiirus,

millest

$$\lambda_0 = \frac{hc}{e} \cdot \frac{1}{U} .$$

Kui väljendada λ_0 nanomeetrites ja U kilovoltides, siis võime valemi saada kujul

$$\lambda_0 = \frac{1,237}{U} .$$

Energia maksimumile vastav lainepikkus λ_m on ligikaudu arvutatav

$$\lambda_m = 1,3 \lambda_0 .$$

Pärsskiirguse võimsus väljendub valemiga

$$P = k U^2 J Z,$$

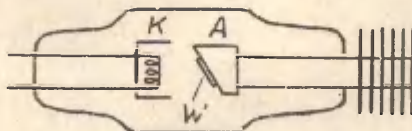
kus k - võrdetegur (SI-ühikute puhul $k = 10^{-9}$),
 U - pinge,
 J - voolutugevus (elektronide voolu),
 Z - elemendi järjekorranumber.

Röntgenikiirtel esineb interferents ja difraktsioon. Röntgenikiired ei kaldu kõrvale elektri- ja magnetväljas. Nad ioniseerivad gaase, avaldavad fotokeemilist toimet (mõjutavad ka fotoplaati) ja kutsuvad esile luminesentsi. Enamik keskkondi on röntgenikiirtele läbitavad. Lühilaineline kiirgus tungib ainetest paremini läbi kui pikemalaineline, mistõttu seda nimetatakse *k a l g i k s* röntgenikiirguseks. Pikemalaineline on *p e h m e* kiirgus.

Röntgenikiirgusel on tugev bioloogiline toime. Seoses sellega kasutatakse röntgenikiiri ravi otstarbel meditsiinis. Kuid samal põhjusel tuleb töötamisel röntgenikiirtega kasutada erilisi kaitseabinõusid.

35. MEDITSIINILISED RÖNTGENITORUD JA -APARAADID

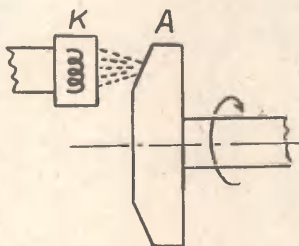
Tänapäeva röntgeniaparatuurides kasutatakse hõõgkatoodiga röntgenitorusid. Need koosnevad õhust tühjaks pumbatud balloonist (joon. 77), milles rõhk ei ületa $10^{-6} \dots 10^{-7}$ mmHg.



Joonis 77.

Selles on kaks elektroodi: anood A ja katood K. Katood on elektronide allikaks ja selleks on tavaliselt traatspiraal, mida kütab elektrivool. Anoodiks on massiivne vaskverb, mille katoodipoolisel kaldpinnal on volframist plaadike W.

Elektroodidevahelise elektrivälja mõjul pommitavad katoodist väljuvad elektronid anoodi (volframplaati), kus seetõttu tekivad röntgenikiired. Ainult väike osa elektronide energiast muundub kiirgusenergiaks (tavaliselt mõni kümnendik protsenti), ülejäänud osa muundub soojuseks, mistõttu anood kuumeneb tugevasti. Seepärast anoodi pind ongi kaetud kõrge sulamistemperatuuriga metalli volframiga. Anoodi jahutamiseks kinnitatakse tema torust väljaulatuva otsa külge radiاتور ja paigutatakse toru tavaliselt õlisse. Suurema võimsusega röntgeniaparaatides kasutatakse pöörleva anoodiga torusid (joon. 78).



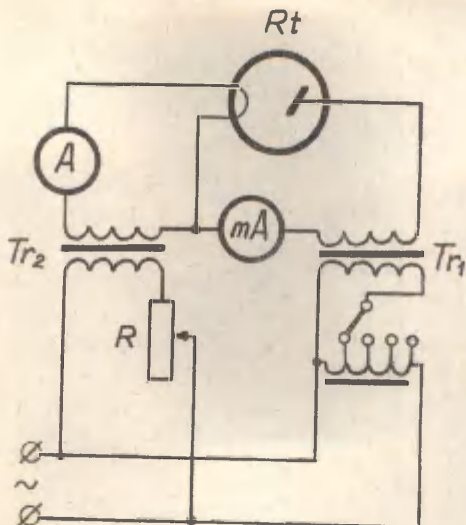
Joonis 78.

Anoodi pinna osa, mis kiirgab röntgenikiiri, nimetatakse toru fookuseks. Mida väiksem see on, seda tervama varjupildi annavad kiired. Et fookus oleks "terav", tuleb elektronikiired koondada võimalikult väiksesse täppi anoodil. Elektronide kontsentreerimiseks on katoodi hõõg-

spiraal ümbritsetud metallsilindriga.

Röntgenidiagnostikas kasutatavates aparatuurides on pinge röntgenitorul 40...100 kV, terapeutilistes isegi kuni 200 kV.

Lihtsaima röntgeniaparaadi skeem on toodud joonisel 79. Tr_1 on kõrgepingetransformaator, Tr_2 toru kütetransformaator. Kõrgepinget röntgenitorul R_i muudetakse autotransformaatori Tr_3 abil. Pinge suurenedes kasvab elektronide energia ja röntgenikiirguse lainepikkus lüheneb (kiirgus muutub kalgimaks). Röntgenitoru küttevoolu (seega ka katoodi temperatuuri) reguleeritakse transformaatori Tr_2 primaarringi lülitatud reostaadi R abil. Sellega saab muuta katoodist väljuvate elektronide hulka, seega ka tekkivate röntgenikvantide hulka, s.t. röntgenikiirte intensiivsust. Anoodvoolu tugevust mõõdab milliampermeeter

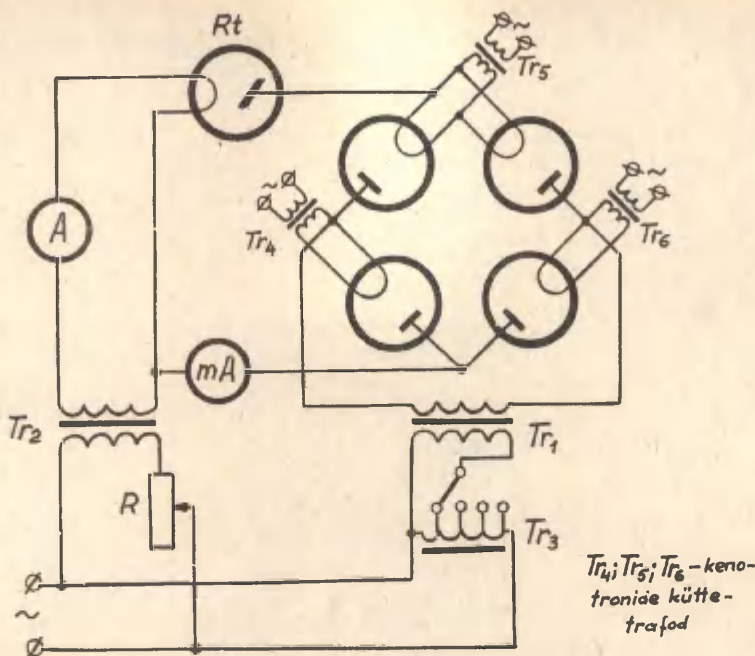


Joonis 79.

mA, küttevoolu tugevust ampermeeter A. Vaadeldud skeemis töötab röntgenitoru ühtlasi alaldina (diiodina), lastes voolu läbi vaid neil poolperioodidel, millal hõõgkatood on negatiivne ja anood positiivne. Niisugune skeem võib ainult väikesevõimsuselistel aparatuuridel. Suure võimsusega aparatuuridel anood kuumeneb tugevasti, mistõttu ta võib samuti elektrone emiteerida ja aparatuur ei tööta normaalselt. Seepärast kasutatakse võimsates aparatuurides kõrgepinge alaldit, tavaliselt on selleks sildskeemiga täis-perioodalaldi (joon. 80).

36. RÖNTGENIKIIRTE NEELDUMINE KESKKONNAS JA NENDE RAKENDUSI MEDITSIINIS

Röntgenikiired, langedes kehale, osaliselt neelduvad ja hajuvad kehas, osa kiiri aga läbib keha. Läbimineku ainetest röntgenifootonid (kvandid) võivad mõjutada aatomite ja molekulide elektrone. Selle mõjutamise iseloom sõltub footoni



Joonis 80.

energiast ja aine omadustest. Võivad esineda järgmised juhtumid.

1. Kui footoni energias jätkub elektroni eemaldamiseks aatomist, tekib **f o t o e f e k t**, s.o. footoni energia neeldumise tulemusena aatomid ioniseeritakse, aine emitteerib elektrone.

2. Footoni energia on elektroni eemaldamiseks vajalikust energiast märksa suurem, näiteks kalgi kiirguse ja tuumaga nõrgalt seotud elektronide puhul. Siis kulub ainult osa footoni energiast ionisatsioonile, footoni energia väheneb ja muutub footoni liikumissuund. Tekib **m i t t e - k o h e r e n t n e h a j u m i n e**, kus hajunud kiirgus on pikemalainelisem (Comptoni efekt).

3. Footoni kokkupuutel tuumaga tugevasti seotud elektroniga ei jätku footoni energiast elektroni eemaldamiseks. Siis muudab footon ainult oma liikumissuuna, kuna ta sagedus ei muutu. Tekib kiirguse k o h e r e n t n e h a j u m i n e.

4. Kui footoni energia on suurem kui 1,02 MeV, siis võib footon aatomi tuumavälja mõjul muutuda elektroniks ja positroniks (elektron-positronpaariks). Meditsiinilises praktikas nii suure energiaga röntgenikiiri ei kasutata.

Missugune hajumise mehhanism on ülekaalus, see sõltub kiirte lainepikkusest (kalkusest) ja aine elemendi järjekorranumbrist. Nimetamisväärsse intensiivsusega mittekoherentne hajumine tekib vaid kalkide kiirte langemisel kergele elementidele.

Analoogiliselt valguse nõrgenemisele nõrgenevad ka röntgenikiired keskkonnades eksponentsaaduse järgi

$$J = J_0 e^{-\mu d},$$

kus J - röntgenikiirte intensiivsus keskkonnast väljumisel,

J_0 - röntgenikiirte esialgne intensiivsus,

d - neelava keskkonna kihi paksus,

μ - nõrgenemistegur (lineaarne nõrgenemistegur).

Nõrgenemistegur koosneb neeldumistegurist τ ja hajumistegurist σ :

$$\mu = \tau + \sigma.$$

Nõrgenemisteguri μ suurus sõltub kiirguse lainepikkusest ja aine omadustest. Katsed näitavad, et vaadeldaval ainel on μ võrdeline selle tihedusega ρ . Seepärast kasutatakse tihti nn. massnõrgenemistegurit

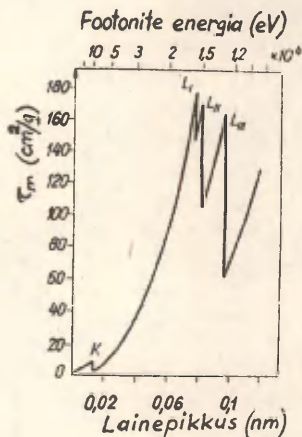
$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$$

mis antud aine puhul enam ei sõltu tihedusest, vaid sõltub ainult lainepikkusest. μ mõõtühikuks on cm^{-1} ; μ_m mõõt-

ühikuks on $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. Massnõrgenemistegur koosneb massneeldumistegurist $\tau_m = \frac{\tau}{\rho}$ ja masshajumistegurist $\sigma_m = \frac{\sigma}{\rho}$:

$$\mu_m = \tau_m + \sigma_m .$$

Joonisel 81 on näitena toodud plii massneeldumisteguri sõltuvus lainepikkusest (neeldumisspekter). Joonisest nä-



Joonis 81.

kus α - võrdetegur,
 ρ - aine tihedus,
 λ - röntgenikiirte lainepikkus,
 Z - elemendi järjekorranumber.

Küllalt suurte lainepikkuste ja raskete elementide korral

$$\mu \approx \tau .$$

Organismi pehmed koed, mis koosnevad peamiselt väikese järjekorranumbriga ainetest ($Z_H = 1$; $Z_O = 8$; $Z_C = 6$; $Z_N = 7$), neelavad röntgenikiiri vähe. Kuid näiteks luud, sisaldades raskemaid elemente ($Z_{Ca} = 20$; $Z_P = 15$) neelavad neid juba rohkem. Suhteliselt pehmeid röntgenikiiri

tub, et kui footoni energia (kasvab lainepikkuse vähenedes) osutub küllaldaseks elektronide eemaldamiseks aatomi teatud sisekattelt, suureneb neeldumistegur hüppena, sest energia lubab fotoefekti tekitamiseks. Seega ka neeldumisspekter nagu karakteristlik kiirgusspektergi iseloomustab aatomi elektronkatete energeetilist struktuuri.

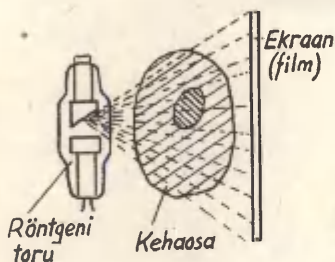
Hüpete vahel kasvab neeldumistegur monotoonselt seaduse järgi

$$\tau = \alpha \rho \lambda^3 Z^3 ,$$

neelavad luud umbes 10 korda tugevamini kui pehmed koed. Kalke kiiri aga ainult 2...3 korda tugevamini.

Hästi neelavad kiiri rasked elemendid, näiteks baarium ($Z_{Ba} = 56$), plii ($Z_{Pb} = 82$), mille tõttu neid kasutatakse kaitseks kiirte eest.

Asjaolu, et organismi erinevad koed neelavad röntgenikiiri erinevalt, kasutatakse röntgenidiagnostikas. Selleks läbivaadatav kehaosa paigutatakse röntgenitoru ja ekraani (või kassetti paigutatud filmi) vahele (joon. 82). Ekraanil või filmil tekib varjupilt kehaosa sisemisest ehitusest.

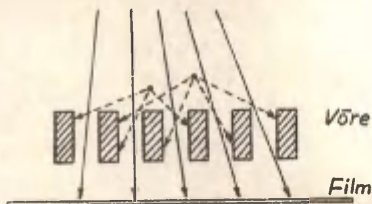


Joonis 82.

Röntgenikiired on muutunud asendamatuteks kopsutuberkuloosi avastamisel, luumurdude uurimisel ja võõrkehade avastamisel organismis.

Kui uuritava elundi või koe neeldumine erineb vähe ümbritsevate kudede neeldumisest, siis võib tekitada kunstliku kontrasti, kasutades selleks nn. kontrastaineid. Nii võib näiteks saada maost ja soolestikust terava varjupildi kui täita need kiiri hästi neelava pudrutaolise ainega (tavaliselt kasutatakse baariumsulfaati). Vedelaid kontrastaineid, näiteks joodi sisaldavaid lahuseid, kasutatakse veresoonte, neerude jne. uurimisel. Mõnel juhtumil võib kontrastainena kasutada ka gaase, sest nad neelavad röntgenikiiri kudedest vähem.

Kiirte läbiminekul kudedest tekib hajunud kiirgus, mis halvendab pildi kontrastsust. Hajunud kiirguse mõju vähenemiseks paigutatakse läbivaadatava kehaosa ja filmi vahele pliiribadest valmistatud võre. Joonisest 83 nähtub, et toru fookusest tulevad kiired ja nendega paralleelsed hajunud kiired pääsevad ribade vahelt läbi, kuna teised haju-



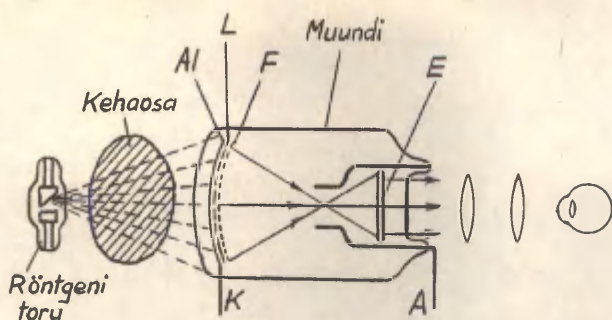
Joonis 83.

Röntgenikiiri kasutatakse ka ravi otstarbel - röntgenoteraapias. Selles kasutatakse röntgenikiirguse bioloogilist toimet. Suurtes doosides mõjub röntgenikiirgus kudedele hävitavalt. Eriti tundlikud on vähediferentseeritud ja kiiresti paljunevate rakkudega koed. Seoses sellega kasutatakse röntgenikiiri võitluses pahaloomuliste kasvajatega.

Röntgenitoru kiirgab mitmesuguseid lainepikkusi, mis neelduvad organismis erineval määral. Tugevamini neelduvad pehmed (pikemalainelised) kiired, mistõttu mida sügavamale kudedesse röntgenikiired tungivad, seda kalgimaks nad muutuvad. Et pindmistes kudedes neelduv kiirguse pehme komponent võib kudesid kahjustada, siis see filtreeritakse terapeutilistel aparatuuridel välja õhukeste metallfiltrite (Al, Cu) abil.

37. RÖNTGENIVÕIMENDID

Et vähendada röntgenidiagnostikas kasutatava kiirguse intensiivsust, seega ka patsiendi ja teenindava personali kiiritusdoosi, on viimasel ajal kasutusele võetud röntgenivõimendid. Nende põhiliseks osaks on elektronoptiline muundi (joon. 84). Röntgenikiired, läbinud läbivalgustatava kehaosa, langevad muundi õhust tühjaks pumbatud torus asuvalle katoodile. Katood koosneb kolmest kihist. Kandvast õhukestest Al-kihist, sellele kantud luminofoorikihist L ja seda katvast fotokatoodist F. Kiirte mõjul luminofoor hakkab



Joonis 84.

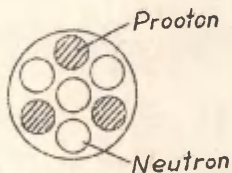
helenduma, mis omakorda vabastab fotokatoodi pinnast elektrone. Optiline kujutis muundub elektronkujutiseks. Pinge anoodi ja katoodi vahel on 10...50 kV. Elektrivälja (elektrostaatilise läätse) mõjul kiirendatud elektronid tekita-
vad luminesseeruvale ekraanile *E* vähendatud tõelise fotokatoodi kujutise. Seda kujutist võib jälgida optilise suurendava süsteemi kaudu visuaalselt. Saadav kujutis on sedavõrd hele, et on vaadeldav pimendamata ruumis. Kujutist on võimalik ka fotografeerida. Tihti jälgitakse saadud kujutist televisioonisüsteemi kaudu.

II. A A T O M I T U U M

38. TUUMA EHTUS

Kaasaegse ettekujutuse järgi aatomi tuum koosneb prootonitest ja neutronitest (nukleonidest). Prootonil on ühikuline positiivne elementaarlaeng ja ta mass on $1,67248 \cdot 10^{-27}$ kg. Neutron ei oma elektrilaengut. Neutroni mass on väga lähedane prootoni massile ja on $1,67477 \cdot 10^{-27}$ kg.

Prootonite arv tuumas määrab elemendi järjekorranumbri Z Mendelejevi perioodsuse süsteemis. Prootonite ja neutronite summa annab massiarvu A . Joonisel 85 on näitena



toodud liitiumi tuuma skeem.

Liitium on kolmas element ($Z = 3$) ja ta tuumas on 3 prootonit. Tema tuumas on veel 4 neutronit ($N = 4$). Prootonite ja neutronite arv kokku määrab massiarvu

$$A = Z + N = 7$$

Joonis 85.

Tuumade tähistamisel kasutatakse elemendi keemilist sümbolit, millele lisatakse järjekorranumber ja massiarv, näiteks liitiumi puhul ${}^7_3\text{Li}$.

Vaadeldud tuuma mudelis prootonite (ühenimelise laenguga osakeste) vahel mõjuvad elektrostaatilised tõukejõud, mistõttu tuum peaks lagunema. Seda aga ei juhtu, sest väga väikestel kaugustel ($10^{-14} \dots 10^{-15}$ m) asuvate nukleonide vahel mõjuvad laengust sõltumatud tõmbejõud - t u u m a j õ u d. Jõudude tasakaal, seega ka tuuma stabiilsus

sõltub prootonite ja neutronite arvulisest vahekorrast tuumas. Teatud nukleonide vahekorra juures tuum ei ole stabiilne ja laguneb spontaanselt. Niisugused on radioaktiivsete ainete tuumad.

Looduslikud elemendid koosnevad erinevate massiarvudega aatomitest - i s o t o o p i d e s t. Isotoopide tuumades on sama prootonite arvu juures erinev neutronite arv. Enamikul elementidel on kaks või rohkem loomulikku isotoopi. Leidub nii stabiilseid kui ka radioaktiivseid isotoope. Näiteks vesinikul on kolm isotoopi:

${}^1_1\text{H}$ - kerge vesinik

${}^2_1\text{H}$ - raske vesinik (deuteerium)

${}^3_1\text{H}$ - tritium, on ebastabiilne (radioaktiivne)

Liitiumil on peale eespool vaadeldud ${}^7_3\text{Li}$ veel isotoop ${}^6_3\text{Li}$.

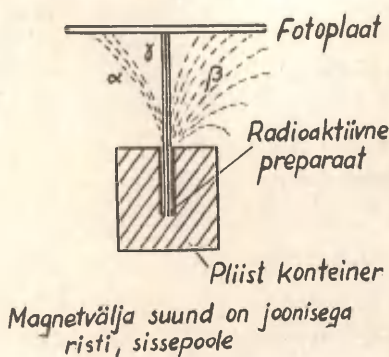
Keemiliste ja biokeemiliste protsesside seisukohalt ei ole vahet üksikute elementide isotoopide vahel, sest järjekorranumber ja elektronkatete struktuur on neil ühesugune. Järelikult käituvad ka elusorganismides toimuvates protsessides ühe ja sama elemendi isotoobid ühtemoodi.

Tuumafüüsikas antakse tihti nukleonide, elektronide jne. massid aatommassi ühikutes (a.m.ü.). Aatommassiühikuks on võetud $1/12$ süsiniku isotoobi ${}^{12}_6\text{C}$ aatommassist. Näiteks prootoni mass on 1,007825 a.m.ü., neutroni mass 1,008665 a.m.ü., elektroni mass 0,00055 a.m.ü.

39. LOOMULIK RADIOAKTIIVSUS

Aastal 1896 avastas prantsuse füüsik Becquerel, et uraan ja tema ühendid kiirgavad nähtamatuid kiiri, mis mõjutavad fotoplaati. Kaks aastat hiljem õnnestus abielupaar Pierre ja Marie Curie'l eraldada uraani maagist veel intensiivsemalt kiirgavaid aineid - p o l o o n i u m i ja

raadiumi. Niisuguseid kiirgavaid aineid hakati nimetama radioaktiivseteks aineteks ja nähtust ennast radioaktiivsuseks. Radioaktiivsete ainete kiirguse uurimine magnetväljas näitas, et kiirgus koosneb kolmest eri liiki kiirtest (joon. 86).



Joonis 86.

Edasised uurimised näitasid, et radioaktiivne kiirgus tuleb tuumast. Seejuures tuum muutub, üks element muundub teiseks. Tihti annab niisugune radioaktiivne lagunemine (muundumine) terve rea radioaktiivseid elemente. Selgus, et raadium on üheks vaheproduktiks uraani lagunemisel tekkivas reas (uraani-raadiumi rida, vt. joon. 89). Tuntakse veel tooriumi ja aktiiniumi rida. Niisuguse radioaktiivse rea viimaseks elemendiks on stabiilne element.

Raadiumi vahetuks lagunemisproduktiks on radioaktiivne gaas - radoon, mida leidub vähesel hulgal looduses. Mõne allika vetes on radooni sisaldus suurem ja niisuguste allikate vett kasutatakse meditsiinis radoonvannides. Vannides kasutatakse tihti ka kunstlikult radooniga rikastatud vett.

Iga aatomi tuuma lagunemisel kiiratakse kas üks α -osake või β -osake, mõne elemendi lagunemisel lisandub neile ka γ -kvant. Seega preparaadi kiirguse aktiivsus on võrdeline ajaühikus lagunevate aatomite hulgaga. Aktiivsuse

Neid hakati nimetama α -, β - ja γ -kiirteks. Tänapäeval teame, et α -kiired on heeliumi tuumade voog, β -kiired elektronide voog (mõnedel tehisradioaktiivsetel ainetel moodustab β -kiirguse positronide voog) ja γ -kiired lühikesed elektromagnetlained.

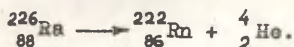
Edasised uurimised näitasid, et radioak-

mõõtmisel kasutatakse praegu mittesüsteemilist ühikut -
 k ü r i i d (Ci). 1 Ci on niisugune aktiivsus, mille pu-
 hul preparaadis ühes sekundis laguneb $3,7 \cdot 10^{10}$ tuuma. Ak-
 tiivsus 1 Ci on 1 g puhtal raadiumil (millest on kõrvalda-
 tud lagunemisproduktid). SI-s on aktiivsuse ühikuks 1 lagu-
 nemine sekundis (1/s).

40. RADIOAKTIIVSE LAGUNEMISE LIIGID

α -lagunemine

α -osake on heeliumi aatomi tuum, temas on 2 prootonit
 ja 2 neutronit. α -osakest tähistatakse sümbolitega ${}^4_2\text{He}$;
 ${}^4_2\alpha$; α . Näide α -lagunemise kohta



α -osakesed lahkuvad tuumast kiirusega mitu tuhat km/s,
 s.t. nende kineetiline energia väljumisel on mitu MeV.

Vaadeldava elemendi kõikide α -osakeste kiirus on prak-
 tiliselt ühesugune, seega ka α -kiirguse energaetiline
 spekter koosneb ühest joonest. Näiteks 93% raadiumi α -osa-
 keste energia on 4,8 MeV. See kineetiline energia kulub ta-
 valiselt läbitava keskkonna osakeste (aatomite, molekulide)
 ioniseerimiseks või ergastamiseks. α -osakeste ionisat-
 sioonivõimet võime iseloomustada i o o n i d e j o o n-
 t i h e d u s e kaudu. Kui α -osake tekitab teepikkusel
 l n ioonpaari, siis ioonide joontihedus on $\frac{n}{l}$ (ioon-
 paaride arv pikkusühiku kohta). Õhus (normaalrõhul) on see
 20 000 ... 80 000 ioonpaari.
 cm

Kui α -osakese kiirus langeb keskkonna osakeste soojus-
 liikumise kiiruseni, siis ühineb temaga 2 elektroni ja ta
 muutub heeliumi aatomiks. Sellega seletub radioaktiivsete
 ainete leiukohtades suhteliselt suur heeliumi sisaldus mi-
 neraalides.

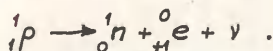
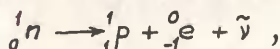
α -osakeste läbitungimisvõime ainetest on üsna väike.
 Näiteks õhus levivad nad kõigest 2,5 ... 8 cm kaugusele
 (raadiumi α -osakesed 3,4 cm). Vedelikesse ja organismi

kudedesse tungivad nad kuni 0,1 mm sügavusele. Tänu niisugusele väikesele läbitungimisvõimele pakub kaitset α -kiirguse eest mistahes aine õhuke kiht (näiteks tihe paber).

β -lagunemine

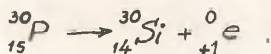
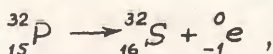
β -lagunemisel tuumast lahkub kas elektron või positron (positiivne elektron, antielektron). Vastavad tähistussümbolid on β^- ; ${}^0_{-1}e$; või β^+ ; ${}^0_{+1}e$.

Tuumas ei ole vabu elektrone, seepärast β -lagunemisel oletatakse, et üks tuuma neutronitest muundub prootoniks ja elektroniks, või vastupidi, prooton muundub neutroniks ja positroniks. Need muundumised on järgmised:



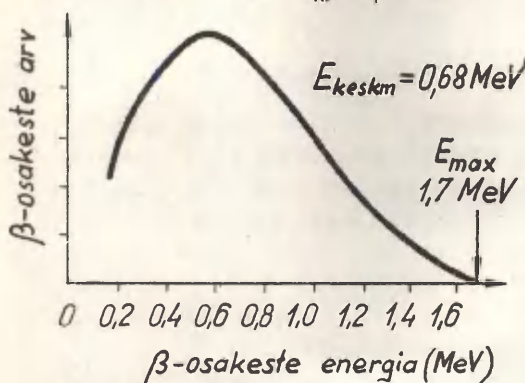
Neis reaktsioonides eralduvad veel antineutriino ($\bar{\nu}$) ja neutriino (ν). Neutriino on laenguvaba ja nullile lähedase massiga osake.

Negatiivne β -lagunemine tekib, kui tuumas on neutrone rohkem, kui seda on vaja stabiilse tuuma jaoks. Positiivne β -lagunemine tekib siis, kui neutrone on vajalikust vähem. Näiteks fosfori kahe radioaktiivse isotoobi lagunemisreaktsioonid



Ühe ja sama radioaktiivse elemendi β -osakeste energia on väga erinev (0-st maksimaalse väärtuseni) vaatamata sellele, et iga tuuma lagunemisel vabaneb alati ühesugune energia. Seletub see sellega, et vabanev energia jaotub meelevaldselt β -osakese ja neutriino (antineutriino) vahel. Juhul, kui β -osake saab kogu vabaneva energia, saame maksimaalse energiaga β -osakese. Näiteks on joonisel

87 toodud isotoobi $^{32}_{15}\text{P}$ β -kiirguse energeetiline spekter.



Joonis 87.

β -osakeste kiirus läheneb valguse kiirusele, mistõttu tuleb arvestada relatiivsusteooriast tuleneva massimuutusega. β -osakese väikese massi tõttu on ta trajektoori pöörumiste tagajärjel keskkonna osakestega (ka elektronidega) sakieline. Õhus levib β -kiirgus 10 cm kuni

mitu meetrit. Ioniseerimisvõime on umbes 1000 korda väiksem kui α -kiirgusel, tekib 40...50 ioonpaari_{cm}. Organismi kudedesse tungivad kuni 10...15 mm sügavusele. Kaitset β -kiirguse eest pakub mõne millimeetri paksune metalli kiht.

Ionisatsiooni ja neeldumise seisukohalt ei ole olulist vahet positiivse ja negatiivse β -kiirguse vahel. Kuid positroni eksisteerimise iga on väga väike, ta ühineb oma antiosakese-elektroniga, kusjuures mõlemad annihileeruvad, muutes footoniteks.

γ -kiirgus

Tihti kaasneb radioaktiivsel lagunemisel osakeste väljapaiskamisega tuuma energia ülejäägi kiirgus γ -footonitena. Nende footonite energia asub vahemikus 0,01 MeV kuni mitu MeV. γ -kiirgusel on väga suur läbitungimisvõime, õhus levib kümnete ja isegi sadade meetrite kaugusele. Organismi kudedesse tungib suurele sügavusele (läbib inimkeha). Ioniseeriv toime on väike, tekib vaid mõni ioonpaar_{cm}. Kuna aga γ -footonid võivad aatomitest välja lüüa küllalt suure energiaga elektrone, mis omakorda võivad tekitada ionisatsiooni, siis on tihti lõplik ionisatsiooni efekt küllalt suur. γ -kiirte suure läbitungimisvõime tõttu, kaitseks nende eest tuleb kasutada

raskeid elemente sisaldavatest ainetest paksemaid kaitseseinu. Näiteks säilitatakse δ -preparaate paksuseinalistes plii-konteinerites.

41. RADIOAKTIIVSE LAGUNEMISE SEADUSPÄRASUSI

Radioaktiivne lagunemine toimub spontaanselt ja selle kiirus ei sõltu mingisugustest füüsikalistest ja keemilistest mõjutustest. Vaadeldava radioaktiivse aine aatomid on kõik ebastabiilsed, kuid nad ei lagune üheaegselt. Mõni aatom laguneb varem, teine hiljem, täpset lagunemishetke ei saa ette määrata. Kuid kuna aatomite hulk, isegi väikeses aine koguses, on suur, võime määrata seaduspärasuse, mis annab ajaühikus lagunevate tuumade arvu.

Lagunemiste hulk ajaühikus, s.t. lagunemise kiirus $\frac{dN}{dt}$ on võrdeline olemasolevate lagunemata tuumade arvuga

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N,$$

kus λ on lagunemistegur (lagunemiskonstant), selle mõõtühikuks on s^{-1} ja see näitab, missugune osa olemasolevatest aatomitest laguneb ajaühikus ($\lambda = -\frac{dN}{Ndt}$).

Muutujaid eraldades ja integreerides saame

$$\begin{aligned}\frac{dN}{N} &= -\lambda dt; \\ \int \frac{dN}{N} &= -\lambda \int dt; \\ \ln N &= -\lambda t + C,\end{aligned}$$

kus C on integreerimise konstant. Kui ajamomendil $t = 0$ oli N_0 lagunemata tuuma, siis

$$\ln N_0 = C,$$

kasutades seda eelmises tulemus, saame

$$\ln N - \ln N_0 = -\lambda t$$

ehk

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t,$$

millele võib anda eksponentfunktsiooni kuju

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

Saadud tulemust nimetatakse lagunemise põhiseaduseks. Sellest nähtub, et võrdsetes ajavahemikes laguneb alati üks ja sama osa veel lagunemata tuumadest.

Aja t jooksul lagunenud aatomite hulga saame:

$$N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t}).$$

Praktikas kasutatakse lagunemisteguri λ asemel poolestusaega $T_{1/2}$. Poolestusaja jooksul laguneb pool olemasolevatest radioaktiivsetest tuumadest. Erinevatel isotoopidel on poolestusajad väga erinevad (sekundi murdosast miljardite aastateni). Seose poolestusaja ja lagunemiskonstandi vahel võime saada lagunemise põhiseadusest.

Kui $t = T_{1/2}$, siis $\frac{N}{N_0} = \frac{1}{2} = e^{-\lambda T_{1/2}}$,

sellest $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$; $\ln 2 = 0,693$, järelikult

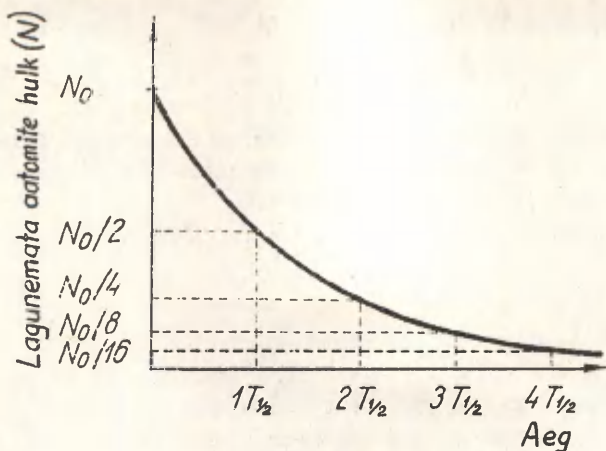
$$T_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda} \quad \text{või} \quad \lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}}.$$

Joonisel 88 on kujutatud lagunemise põhiseadus (lagunemise ajaline kulg) graafiliselt.

Meditšiiniliste uuringute käigus organismi või elundisse viidud radioaktiivse isotoobi hulk väheneb seal mitte ainult füüsikalise lagunemise, vaid ka bioloogilise väljaviimise tõttu. Niisugustel juhtumitel arvestatakse nn. efektiivse poolestusajaga ($T_{1/2\text{ef}}$) ja seda arvutatakse

$$\frac{1}{T_{1/2\text{ef}}} = \frac{1}{T_{1/2}} + \frac{1}{T_{1/2\text{biol}}},$$

kus bioloogiline poolestusaeg $T_{1/2\text{biol}}$ on aeg, mille jooksul pool vaadeldavast keemilisest elemendist (või ühendist) lahkub organismist bioloogiliste protsesside tagajärjel. Alljärgnevas tabelis on toodud mõnede meditsiinis



Joonis 88.

kasutatavate radioaktiivsete isotoopide poolestusajad.

Isotoop	Kiirgus	Poolestusajad			Kriitiline organ
		Füüsika- line $T_{1/2}$	Bioloogiline $T_{1/2}^{biol.}$ (ööpäeva)	Efektiivne $T_{1/2}^{ef}$ (ööpäeva)	
$^{22}_{Na}$	$\beta^+; \gamma$	3 a.	29	0,61	kogu keha
$^{24}_{Na}$	$\beta^+; \gamma$	15 h	29	0,61	kogu keha
$^{32}_{P}$	β^-	14,3 d	1200	14	luud
$^{36}_{Cl}$	β^-	$4,4 \cdot 10^5$ a.	29	29	kogu keha
$^{131}_{I}$	$\beta^-; \gamma$	8,0 d	180	7,7	kilpnäär
$^{198}_{Au}$	$\beta^-; \gamma$	2,9 d	50	2,6	maks ja neerud

Tuumade muundumise iseloom sõltub radioaktiivse lagunemise liigist.

α -lagunemisel (heeliumi tuuma ^4_2H väljapaiskamisel)

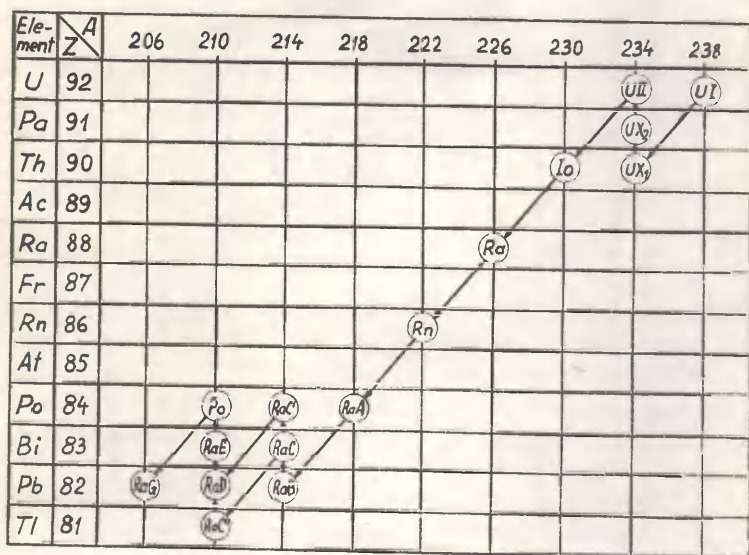
väheneb tuuma järjekorranumber kahe võrra ja massiarv nelja võrra.

β^- -lagunemisel (elektroni väljasaatmisel) järjekorranumber suureneb ühe võrra, massiarv ei muutu.

β^+ -lagunemisel (positroni väljasaatmisel) järjekorranumber väheneb ühe võrra, massiarv ei muutu.

γ -kiirguse, s.o. footonite väljasaatmine ei muuda järjekorranumbrit ega massiarvu.

Allpool on eelöeldu illustreerimiseks toodud uraani-raadiumi rea muundumisi kujutav graafik (joon. 89). Graafikul on kasutatud ajaloolisi isotoopide tähistusi.



Joonis 89.

42. TUUMAREAKTSIOONID JA NENDE ENERGIABILANSS

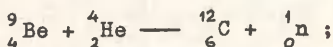
Ühte elementi võib muuta teiseks elemendike või sama elemendi teiseks isotoobiks, kui muuta prootonite ja neutronite arvu tuumas. Niisuguseid muutusi ehk tuumareaktsioone võib tekitada tuumade pommitamisel elementsaariosakes-

tega. Sealjuures osakestel peab olema küllaldane energia, et ületada takistavad jõud (elektronkatete ja tuuma väljad) ja tungida tuuma. Hästi sobivad selleks neutronid, sest neile ei mõju elektrostaatilised jõud ja nad kutsuvad seetõttu tuumareaktsioone esile juba suhteliselt väikese energia puhul. Tuumareaktsioone saab tekitada ka α -osakeste, prootonite ja deutronitega pommitamisel.

Esmakordselt teostas kunstliku tuumareaktsiooni, s.t. muutis ühe elemendi teiseks Rutherford aastal 1919. Ta pommitas radioaktiivse preparaadi (ThC') α -osakestega lämmastikku, mille tulemusena tekkis hapniku isotoob (^{17}O) ja prootonid:



Hiljem õnnestus tekitada tuumareaktsioone ka teiste elementidega. Näiteid nende kohta:



Esimestel katsetel, kui teadlaste käsutuses olid vaid radioaktiivsel lagunemisel väljapaiskuvad osakesed, õnnestus tekitada tuumareaktsioone ainult kergete elementidega, sest osakeste energia oli liiga väike. Tänapäeval kunstlikult kiirendatud osakestega võib tekitada tuumareaktsioone mistahes elemendiga.

Tuumareaktsioonidel toimub nukleonide ümbergrupeerumine, seega muutub ka tuuma potentsiaalne energia. Osa sellest energiast võib üle minna teisteks energialiikideks, või vastupidi.

Tuumareaktsioonide energeetilise bilansi koostamisel ei saa arvestamata jätta relatiivsusteooriast tuleneva massi sõltuvuse liikumiskiirusest

$$m_v = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

kus m_v - osakese mass liikumisel kiirusega v ,
 m_0 - paigaloleku mass,
 c - valguse kiirus vaakumis.

Tuumareaktsioonidel, kus osakeste kiirused on väga suured (lähenevad tihti valguse kiirusele), on massimuutus tunduv.

Lähtudes eespool toodud massi sõltuvusest liikumiskiirusest, võib saada ka massimuutusest Δm tingitud energia-
muutuse

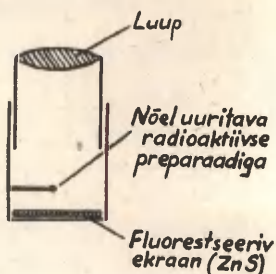
$$\Delta E = \Delta m c^2 .$$

Vaatleme äsjaõeldu valguses viimast näitena toodud tuumareaktsiooni, milles liitiumi tuuma pommitamisel prootonitega tekkisid α -osakesed. Arvutused näitavad, et liitiumi tuuma ja prootoni mass on kahest α -osakese massist suurem $\Delta m = 0,0185$ a.m.ü. võrra. Seda massi erinevust nimetatakse *massidefekti*ks. Saadud massidefektile vastab energiamuutus $\Delta E = \Delta m c^2 = 17$ MeV. Praktilised mõõtmised näitavad, et α -osakeste kineetilise energia ongi nii suur.

43. OSAKESTE JÄLGIMISE MEETODEID

Mikromaailmas toimuvate protsesside uurimisel, sealhulgas radioaktiivsel lagunemisel väljasaadetavate osakeste, samuti ka prootonite, neutronite jne. voogude jälgimisel kasutavad füüsikud mitmesuguseid meetodeid ja riistu. Nendes kasutatakse osakeste mõju fotoplaadile, osakeste poolt esilekutsutavat ionisatsiooni ja luminesentsi. Peatume allpool mõnel nendest riistadest.

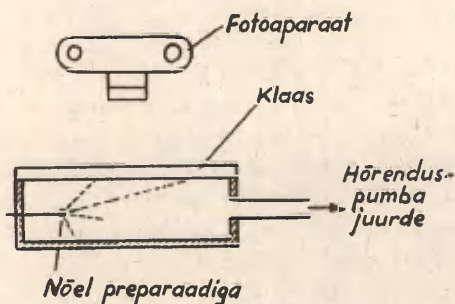
1) Omal ajal kasutati α -osakeste jälgimisel *spin-tariskoo*pi (joon. 90). Preparaadist väljunud α -osake, langedes fluorestseerivale ekraanile (tavaliselt



Joonis 90.

juures kasutatakse seda, et kiirguse osakesed mõjutavad fotoplaadi fotoemulsiooni. Peale ilmutamist ja kinnitamist võib selles näha osakeste jälgi. Erilise paksuemulsiooni-
liste plaatide meetodi arendasid nõukogude teadlased Möso-
ski ja Ždanov. Mikroskoobi all võib niisuguses peksus emul-
sioonikihis näha osakeste trajektore. Trajektoori iseloo-
mu järgi võib otsustada osakeste massi, laengu ja energia
üle.

3) Osakeste trajektore gaasis võimaldab jälgida W i l-
s o n i k a m b e r. Wilsoni kamber koosneb klaaskaanega
kaetud silindrist (joon. 91), milles võib järsult tekitada



Joonis 91.

hõrenduse. Kambrisse viiakse nõel uuritava radioaktiivse
preparaadiga. Silinder täidetakse vedeliku küllastatud

tainksulfiidist), kutsub
esile lühiajalise valguse-
sähvatus - s t e i n t -
s i l l a t s i o o n i .
Lugedes luubi abil stsint-
sillatsioonide arvu teatud
ajavahemiku vältel, võib
otsustada preparaadi aktiiv-
suse üle.

2) F o t o g r a a f i -
l i s e m e e t o d i

auruga. Rõhu järsul vähendamisel kambris paisub aur adia-
baatiliselt, mistõttu ta temperatuur langeb. Aur läheb üle-
küllastatud olekusse. Kui sel momendil läbib kambrit mingi
elementaarosake või foton, mis oma teel ioniseerib auru
osakesi, siis tekkinud ioonide ümber aur kondenseerub ja
me näeme osakese trajektoori peene udujäljena. Tavaliselt
neid jälgi fotografeeritakse. Wileoni kambri paigutamisel
magnetvälja laetud osakeste trajektoolid kõverduvad. Kõver-
dumise järgi võib otsustada osakeste laengu ja kiiruse üle.

4) M u l l i d e k a m b r i s tekivad nähtavad osa-
keste trajektoolid vedelikus. Mullide kamber on täidetud
veeldatud gaasiga (tavaliselt vesinikuga), mille tempera-
tuur on lähedane keemistemperatuurile. Kui rõhku kambris
järsult vähendada, siis langeb keemistemperatuur ja veelda-
tud gaas osutub ülekuumenenuks. Ioniseeriva osakese läbi-
lendamisel kambrist algab piki selle trajektoori vedeliku
keemine ja tekib osakese jälg gaasimullidest.

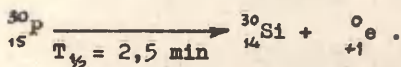
Peale äsja loetletud riistade kasutatakse laialdaselt
elektroonilisi osakesteloendureid, nendel aga peatume pike-
malt edaspidi.

44. TEHISHADIOAKTIIVSUS

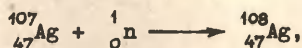
Aastal 1934 avastas abielupaar Frederic Joliot ja Irene
Joliot-Curie, et tuumareaktsioonide produktid on tihti ra-
dioaktiivsed. Niisuguseid tuumareaktsioonidel saadud radio-
aktiivseid aineid nimetatakse tehisaradioaktiivseteks aine-
teks. Üks niisugustest tuumareaktsioonidest oli järgmine:



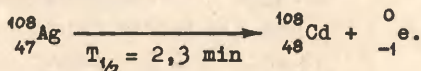
saadud fosfori isotoop ${}_{15}^{30}\text{P}$ on radioaktiivne, ta laguneb
kiiretes β^+ -kiirgust (positrone), muutudes räni üheks
isotoobiks:



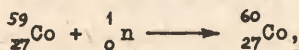
Tänapäeval radioaktiivsete isotoopide tööstuslikul tootmisel kasutatakse peamiselt aine pommitamist neutronitega, kasutades selleks aatomreaktorites tekkivaid neutronvooge. Näiteks



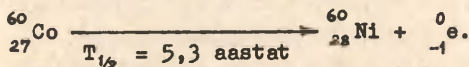
saadud hõbeda isotoop ${}^{108}_{47}\text{Ag}$ on radioaktiivne, saates välja elektrone, muutub ta kadmiumiks:



Samuti saadakse ka meditsiinis laialdaselt rakendatavat radioaktiivset koobalti isotoopi ${}^{60}_{27}\text{Co}$:



mis lagunedes kiirgab elektrone ja γ -footoneid:



Praegu tuntakse ca 1000 looduses mitte esinevat radioaktiivset isotoopi, enamik nendest kiirgab lagunemisel β -kiiri (elektrone või positrone) ja enamikul on väga lühikesed poolestusajad. Tehisradioaktiivsed ained on leidnud laialdast rakendust praktikas, sealhulgas ka bioloogias ja meditsiinis, sest nad on märksa odavamad kui loomulikud (looduses leitavad) radioaktiivsed ained ja neid on väga mitmesuguste omadustega suures valikus.

45. RADIOAKTIIVSETE ISOTOOPIDE RAKENDUSI MEDITSIINIS

Meditsiinis kasutatakse radioaktiivseid isotoope ravi- ja diagnostilistel eesmärkidel, samuti mitmesuguste uuringute juures. Allpool peatume nende mõnedel rakendustel.

Väga levinud on nn. märgistatud aatomite (radioaktiivsete indikaatorite) meetod. Sõna "märgistatud" tähendab seda, et radioaktiivseid isotoope sisaldavaid aineid võib nende kiirguse

järgi eristada. Samal ajal need "mürgistatud" isotoobid käituvad keemilistes, bioloogilistes jne. protsessides nagu sama elemendi teised mitteradioaktiivsed isotoobid. Meetod võimaldab kindlaks teha ühe või teise elemendi liikumisteed ja kogunemiskohad organismis, selle abil võib uurida ainevahetust ja mitmesuguste organite talitlust. Meetodi väärtus on selles, et uurimist võib läbi viia elusal organismil, häirimata tema normaalset elutegevust. Et organismi mitte kahjustada, kasutatakse väga väikesi radioaktiivse isotoobi hulki ja väikese poolestusajaga isotoope.

Näitena vaatleme joodi radioaktiivse isotoobi ¹³¹₅₃J kasutamist kilpnäärme funktsionaalsel uurimisel. On teada, et kilpnäärmesse koguneb joodi ja seda suuremal hulgal, mida aktiivsemalt see funktsioneerib. Patsiendile antakse sisse suu kaudu joodi lahust, millele on lisatud joodi radioaktiivset isotoopi. Teatud ajavahemike järel mõõdetakse kilpnäärme kohale asetatud loenduritoru abil kiirguse aktiivsust. Kiirguse aktiivsuse ajaline muutumine annab pildi kilpnäärme talitluse kohta.

Joodi isotoopi ¹³¹₅₃J kasutatakse ka peaaegu kasvajate avastamisel. Kulla isotoopi ¹⁹⁸₇₉Au kasutatakse maksa ja neerude funktsiooni uurimisel, gaasi ksenooni isotoopi ¹³³₅₄Xe kasutatakse kopsude uurimisel jne.

Radioaktiivse koobalti ⁶⁰₂₇Co isotoobi γ -kiirgust kasutatakse pahaloomuliste kasvajate kiiritusravil. Selleks kasutatakse tihti "koobaltkahurit", mille massiivses pliist konteineris asub Co isotoop (tihti on selle kiirgus ekvivalentne mitmesaja või isegi paari tuhande grammi raadiumi kiirgusega). Kiiritusravil kasutatakse ka kudedesse viidavaid nõelu radioaktiivse isotoobiga või antakse patsiendile sisse lahuseid, milles sisalduvad radioaktiivsed isotoobid kogunevad ravitavasse organismisse, näiteks kilpnäärme ravil joodi isotoopi, verehaiguste ravil raua isotoopi jne.

Bioloogilistel ja meditsiinilistel uuringutel kasutatakse autoradiograafiat. Selle meetodi juures uuritavad objektid (tavaliselt kudede lõiked), millesse

on viidud radioaktiivset isotoopi, asetatakse vahetult fotoplaadile. Peale ilmutamist võib emulsiooni tumenemise järgi saada pildi vaadeldava aine jaotumise kohta objekti üksikelementides.

Radioaktiivseid isotoope kasutatakse laialdaselt ka mujal (tööstuses, teaduses, põllumajanduses jne.).

46. IONISEERIVA KIIRGUSE MÕJU AINELE JA KUDEDELE

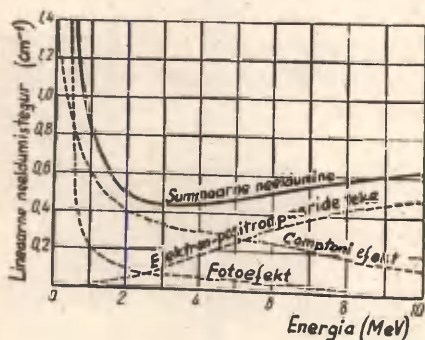
Radioaktiivse kiirgusega (α -, β - ja γ -kiirte), kalgi röntgenikiirguse ja elementaarosakeste voogudega (prootonid, deutronid, neutronid) mõjutamise peamiseks tulemuseks on aine ionisatsioon, seepärast kõiki neid kiirgusi nimetatakse ioniseerivaks kiirguseks. Kiirguse neeldumisel esilekutsutavate protsesside iseloom sõltub osakeste või footonite füüsikalistest omadustest, samuti neelava aine omadustest.

α - ja β -kiirte mõningatest omadustest ja nende ioniseerivast toimest oli eespool juba juttu (p. 40). Lisame siin, et α -kiirguse poolt tekitatud aineosakeste ionisatsioon ja ergastus võivad omakorda olla mitmesuguste protsesside põhjusteks. Suure energiaga α -osakeste korral eralduvad aatomitest mitte ainult valentsed elektronid, vaid ka elektronid sisemistelt katetelt. Lihtsamal juhul tekib vahetult soojus. Tihti aga aatomi üleminekul tagasi põhiolekusse kiirguvad footonid, tekib karakteristlik röntgenikiirgus. Luminestseerivates ainetes tekitavad α -osakesed valgussähvatusi (stsintsillatsioonid). Ionisatsiooni ja ergastuse tagajärjel võivad tekkida ka keemilised protsessid. Organismi kudedes võivad niisugused keemilised protsessid põhjustada funktsionaalseid ja morfoloogilisi muudatusi. Aatomituumade mõjutamine radioaktiivsete ainete α -osakeste poolt on väikese tõenäosusega. Ainult küllalt suure energiaga α -osakesed võivad tekitada tuumareaktsioone.

β -kiirgus võib tekitada keskkonnas samuti ionisatsiooni

ja ergastuse, mille tulemusena võivad tekkida samuti keemilised, fotokeemilised, bioloogilised jt. efektid. Harvem juhtub, et β -osake aatomiväljas järsult pidurdudes tekitab röntgeni pärsakiirguse.

γ -kiirte mõju ainele sarnaneb röntgenikiirte mõjuga (p. 36). Põhiliselt siin tekib fotoefekt ja kiirguse mittekoherentne hajumine (Comptoni efekt). Kuid kuna γ -footonite energia on röntgenifootonite energiast suurem, siis lisandub veel elektron-positronpaaride tekkimise protsess. Kõikide nende protsesside erikaal sõltub neelava aine omadustest ja footonite energiast. Väga suure energiaga γ -footonid võivad põhjustada isegi tuumareaktsioone. Praktikas kasutatavate tehisradioaktiivsete ainete γ -footonite energia on mõnest keV kuni ca 3 MeV, mistõttu nad tuumareaktsioone ei tekita. Joonisel 92 on näitena toodud fotoefektist, Comptoni efektist ja paaride tekkest tingitud neelamistegurite, samuti



summaarse neelamisteguri sõltuvus footoni energiast plii puhul.

γ -kiirte otsene ioniseeriv toime on teatavasti väike, kuid nende poolt ainstest vabastatavad suure energiaga elektronid võivad ioniseerida ja ergastada aine aatomeid ja molekule, niisuguste

te elektronide pärssimisel aatomites võib tekkida sekundaarne röntgenikiirgus.

Tuumareaktsioonidel vabanevate prootonite energia ja läbitungimisvõime on lähedased α -osakeste omadele, ioniseerimisvõime on neil väiksem kui α -osakestel, kuid suurem kui β -osakestel.

Tuumareaktsioonidel vabanevate neutronite energia ulatub

kuni 4...5 MeV. Tänu laengu puudumisele tungib neutron kergesti aatomisse, s.t. neutronkiirguse läbitungimisvõime on väga suur. Neutronkiirguse vahetu ioniseerimisvõime on väike, ionisatsiooni efekti tekitavad tavaliselt sekundaarsed protsessid. Neutronid, mõjutades aatomituumi kas hajuvad või põhjustavad tuumareaktsioone. Elastisel põrkel kergete tuumadega annab neutron neile osa oma kineetilisest energiast, mistõttu need tuumad võivad tekitada ionisatsiooni. Mitteelastel põrkel (esineb tavaliselt kiirete neutronite puhul) annab neutron tuumale seda ergastades lisaenergiat, tulemusena tekib γ -kiirgus. Tuumareaktsioonide tulemusena võivad aines tekkida selle elementide radioaktiivsed isotoobid. Tuumareaktsioonide käigus tekkinud radioaktiivsete isotoopide lagunemisel võivad eralduda prootonid, α -osakesed või γ -fotonid. Organismi kudedes tekivad tihti neutronite mõjul vesinikust deuteerium, naatriumi ja fosfori radioaktiivsed isotoobid.

Ioniseeriv kiirgus avaldab organismile hävitavat toimet. Kiirguse mõju ei avaldu kohe, vaid alles pärast lühemat või pikemat peiteaega, põhjustades kiiritushaigust. Primaarsed ionisatsiooni protsessid ei põhjusta kudedes suuri muudatusi. Ioniseeriva kiirguse mõjul lagunevad kudedes keerulised orgaanilised molekulid, tekivad tugevasti reageerivad vabad radikaalid jne. See kõik võib viia uute aktiivsete biokeemiliste ühendite tekkimisele, mis omakorda mõjutavad bioloogilisi protsesse organismis. Arvatakse, et kiiritushaiguse põhjuseks ongi need sekundaarsed protsessid.

Eriti tundlikud kiirituse suhtes on noorte kiiresti paljunevate rakkudega koed. Tundlikkuse järjekorras võiks koed paigutada järgmiselt: 1) luuüdi ja vereloomeorganid, 2) sugunäärmed, 3) silmad, 4) nahk, 5) seedeelundid, 6) kopsud, 7) neerud, 8) luukude, 9) lihased ja närvikude.

Üldiselt erineval ajal saadud kiirguse doosid akumuleeruvad.

47. IONISEERIVA KIIRGUSE DOSIMEETRIA

Ioniseeriva kiirguse mõju ainele, samuti organismi kudedele sõltub viimaste poolt neelatud kiirgusenergia hulgast. Kiirguse dosimeetria ülesandeks ongi selle energia hulga määramine. Seoses ioniseeriva kiirguse tugeva bioloogilise toimega tuleb töötamisel radioaktiivsete preparaatidega alati arvestada meditsiinilise personali ja patsiendi poolt saadava kiirguse doosiga.

Kiirguse doosiks nimetatakse keha ühe massiühiku poolt neelatud kiirgusenergia hulka. Seda doosi nimetatakse tihti neeldumis- (absorbeeritud) doosiks.

$$D_n = \frac{dE_n}{dm} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE_n}{dV},$$

kus dE_n on keha massi ($dm = \rho dV$) poolt neelatud kiirgusenergia. SI-s on neeldumiskoosi mõõtühikuks J/kg. Sagedasti kasutatakse mittesüsteemilist ühikut rad (radiation absorbed dose). Neeldumiskoos on 1 rad, kui 1 kilogrammis kiiritatavas keskkonnas neeldub 0,01 džauli kiirgusenergiat (või 1 grammis 100 ergi energiat). Seega

$$1 \text{ rad} = 100 \frac{\text{erg}}{\text{g}} = 10^{-2} \frac{\text{J}}{\text{kg}}.$$

Praktikas on neeldumiskoosi mõõta raske, sest osa kiirgusest hajub keskkonnas. Kui suur osa esialgsest kiirgusest hajub ja kui suur osa hajunud kiirgusest neeldub keskkonnas, sõltub paljudest asjaoludest ja ei ole täpselt määratav. Eriti raske on seda määrata ebaühtlase ehitusega kehaadel, nagu näiteks on organismi koed. Seepärast kasutatakse γ - ja röntgenikiirguse (energiaga kuni 3 MeV) puhul ekspositsioonidoosi mõistet.

Ekspositsioonidoos on määratud γ - või röntgenikiirguse poolt õhu massiühikus tekitatud ionisatsioonilaengu (ühe-

märgiliste loonide) suurusega

$$D = \frac{dq}{dm} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dq}{dV}.$$

SI-s on ekspositsioonidoosi ühikuks $\frac{C}{kg}$, see on niisugune doos, mille juures kiirgus tekitab 1 kg õhus mõlema märgiga laengu 1 C. Kasutusel on ka mittesüsteemiline ühik röntgen (r). Kiirguse ekspositsioonidoos on 1 röntgen, kui $1,293 \cdot 10^{-6}$ kg õhu massis (1 cm^3 õhku normaaltin-gimustel) tekitatakse ühenimeliste loonide laeng $\frac{1}{10^9}$ kulonit (c - valguse kiirus tühjuses). Laeng $\frac{1}{10^9}$ C = 1 lü (CGS),

$$1 \text{ r} = 2,57976 \cdot 10^{-4} \frac{C}{kg}.$$

Praktikas on lihtne ekspositsioonidoosi määrata, sest kiirguse poolt õhus tekitatavat ionisatsioonilaengut on võimalik üsna lihtsalt küllaldase täpsusega mõõta.

Kiirguse mõju elusatele kudedele sõltub mitte ainult kiirguse doosi suurusest, vaid ka sellest, kui kiiresti see doos saavutati. Selle asjaolu arvestamiseks kasutatakse doosi võimsuse mõistet, s.o. ajaühikus saadavat doosi.

$$P = \frac{D}{t}.$$

Neeldumisdoosi võimsuse ühikud on $\frac{W}{kg}$ ja $\frac{rad}{s}$. Ekspositsioonidoosi võimsuse ühikud on $\frac{A}{kg}$ ja $\frac{r}{s}$ ($\frac{r}{min}; \frac{r}{h}$).

Peatume veel sellel, kuidas määrata neeldumisdoosi, kui on teada ekspositsioonidoos. 1 g õhus tekib ekspositsioonidoosi 1 r puhul ionisatsioonilaeng $2,6 \cdot 10^{-7}$ C (1 kg õhus $2,6 \cdot 10^{-4}$ C). Niisuguse laengu tekitab $1,625 \cdot 10^{12}$ ionpaari (ühe elektroni laeng on $1,6 \cdot 10^{-19}$ C, järelikult antud ionisatsioonilaengu tekitab $\frac{2,6 \cdot 10^{-7}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 1,625 \cdot 10^{12}$ elektroni, s.t. ka ionpaari). Ühe ionpaari tekitamiseks õhus vajalik energia on ca 34 eV, järelikult $1,625 \cdot 10^{12}$ ionpaari tekitamiseks on vaja energiat $34 \cdot 1,625 \cdot 10^{12} =$

$= 55,2 \cdot 10^{12} \text{ eV} = 88 \text{ ergi}$. Seega ekspositsioonidoos 1 r õhus on ekvivalentne neeldunud doosile 0,88 rad, tähendab õhu neeldumiskoosi $D_{n,shk}$ ja ekspositsioonidoosi D vahel kehtib seos

$$D_{n,shk} = f_0 D; \quad \text{kus } f_0 = 0,88 \frac{\text{rad}}{\text{r}}.$$

Kudedes neeldub kiirgusenergiat veidi rohkem kui õhus. Võib näidata, et neeldumiskoosid on võrdelised kiirguse ~~maas~~ neeldumisteguritega, s.t.

$$\frac{D_{n,koed}}{D_{n,shk}} = \frac{f_{m,koed}}{f_{m,shk}},$$

ehk

$$D_{n,koed} = \frac{f_{m,koed}}{f_{m,shk}} \cdot D_{n,shk},$$

kasutades seost ekspositsioonidoosiga, saame

$$D_{n,koed} = \frac{f_{m,koed}}{f_{m,shk}} \cdot f_0 \cdot D.$$

Pehmete kudede puhul neeldumistegurite suhte keskmine väärtus on 1,08 ja praktiliselt see ei sõltu kiirguse kalkusest (lainepikkusest). Kuid luude puhul on see suhe suurem ja sõltub kiirguse lainepikkusest (väheneb lainepikkuse lühemisega).

Erinevate kiirgusliikide bioloogiline toime on erinev. Sama bioloogilise efekti saavutamiseks erinevate kiirguste puhul on vajalikud erinevad doosid. Näiteks α -kiirgust läheb vähem vaja kui aeglaseid neutrone, neutrone vähem kui β -kiirgust jne.

Erinevate kiirgusliikide bioloogilist efektiivsust võrreldakse röntgeni kiirguse mõjuga ja seda iseloomustab tegur nimetusega s u h t e l i n e b i o l o o g i l i n e e f e k t i i v s u s, mida tähistatakse RBE (relative biological effectiveness)

$$RBE = \frac{D_{\text{röntg.}}}{D_{\text{muu kiirgus}}} .$$

Järgnevas tabelis on toodud RBE-tegurid mõne kiirgusliigi jaoks:

Kiirgus	RBE
Röntgenikiirgus	1
γ -kiirgus	1
β -kiirgus	1
Aeglased neutronid ^{x)}	5
Kiired neutronid	10
Prootonid	10
α -kiirgus	20

^{x)} Aeglaste neutronite energia on alla 1 keV.

Eelöeldust järeldub, et kiirituse bioloogiline efekt sõltub peale neeldumisdoosi veel kasutatud kiirgusele vastavast RBE-tegurist ja selle arvestamiseks kasutatakse nn. bioloogilist doosi D_b .

$$D_b = \kappa D_n \cdot (RBE),$$

kus võrdetegur κ sõltub mõõtühikute valikust. Bioloogilise doosi ühikuks on rem (roentgen equivalent man).

Mistahes kiirguse bioloogiline doos on 1 rem, kui selle bioloogiline toime on ekvivalentne röntgenikiirguse doosi 1 rad toimega. Näiteks α -kiirguse puhul bioloogiline doos 1 rem tekitatakse neeldumisdoosi 0,05 rad poolt, prootonite puhul doosi 0,1 rad poolt jne. Ühikute rem ja rad kasutamisel võrdetegur $\kappa = 1 \frac{\text{rem}}{\text{rad}}$. Kui organismi on kiiritatud mitmesuguste kiirtega, siis tuleb vastavad bioloogilised doosid liita.

Kiirguse bioloogilise mõju iseloomustamiseks vaatleme sümptoome, mis ilmnevad olenevalt kiirguse doosi suurusest

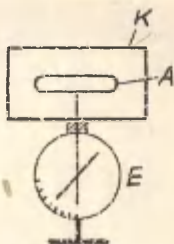
kogu inimkeha lühiajalisel kiiritamisel γ -kiirgusega:

- 25 r - p i i r d o o s, väiksemate dooside juures kliiniliselt jälgitavaid kahjustusi tavaliselt ei ilmne.
- 50 r - lümfotsüütide hulga väike langus.
- 75 - 100 r - k r i i t i l i n e d o o s, enamikul inimestel saabub möödaminev halb enesetunne, väsimus.
- 100 - 200 r - ilmne ja pikaajaline lümfopeenia, harva surm.
- 200 r - vere vormelementide langus, 5% juhtumitel surm.
- 400 r - p o o l l e t a a l n e d o o s, 30 päeva pärast 50% juhtumil surm.
- 600 r - l e t a a l n e d o o s, 100% surm.

Erinevad organismid taluvad kiirgust erinevalt. Kui inimese puhul letaalne doos on 400...600 r, siis kodujänesel on see 800...1000 r, infusoorial 35 000 ... 600 000 r.

48. DOSIMEETRID

Riistu röntgeni- või γ -kiirguse ekspositsioonidoosi või doosi võimsuse mõõtmiseks nimetatakse d o s i m e e t r i t e k s ehk r ö n t g e n o m e e t r i t e k s. Lihtsaima dosimeetri põhimõtteline skeem on toodud joonisel 93. Teadaoleva ruumalaga V (õhu massiga m) ionisatsioonikambri K asub tundliku elektromeetriga E ühendatud elektrood A. Enne doosi mõõtmist elektrood ja elektromeeter laetakse potentsiaalini U_1 (näitab elektromeeter). Laeng elektroodil ja elektromeetril on siis $q_1 = CU_1$, kus C on süsteemi (elektroodi ja elektromeetri) mahtuvus. Kambri kiiritamisel teatud ajavahemiku vältel tekib seal kiirguse mõjul teatud arv ioonpaare. Elektroodi laenguga vastasmärgilised ioonid tõmmatakse elektroodile, kus toimub laengu osaline neutraliseerimine. Elektromeeter näitab väiksemat



Joonis 93.

potentsiaali U_2 . Potentsiaalivahe järgi võib määrata kiirguse poolt kambriis tekitatud ionisatsioonilaengu $\Delta q = q_1 - q_2 = C (U_1 - U_2)$ ja selle järgi arvutada doosi

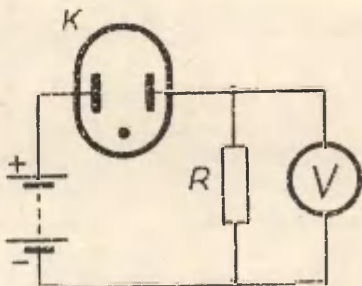
$$D = \frac{\Delta q}{m} = \frac{\Delta q}{\rho \cdot V}$$

ja doosi võimsuse

$$P = \frac{D}{t}$$

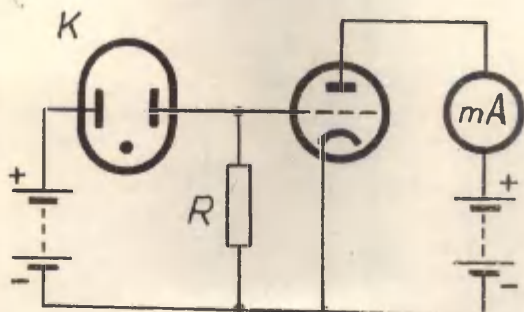
Kirjeldatud põhimõtet kasutatakse ka ühte tüüpi *i n d i v i d u a a l d o s i m e e t r i - t e s*, mida kannavad kaasas ioniseeriva kiirgusega töötajad. Niisugune dosimeeter koosneb täitesulepeasuurusest torust, millesse on paigutatud laetav elektrood, miniatuurne niitelektromeeter ja optiline süsteem selle skaala vaatamiseks. Skala on gradueeritud otse röntgenites või milliröntgenites. Kuna dosimeeter on alati töötaja juures, siis näitab ta töötaja poolt saadud kiirgusdoosi.

On olemas dosimeetreid, mis põhinevad ionisatsioonivoolu sõltuvusel doosi võimsusest. Niisuguse dosimeetri põhimõtteline skeem on kujutatud joonisel 94. Ionisatsioonikambrile K on rakendatud niisugune pinge, et kambri kiiritamisel tekib temas küllastusvool, mille suurus on võrdeline doosi võimsusega. Selle voolu poolt tekis-til R tekitatavat pingelangu mõõdab voltmeeter (elektromeeter), mille skaalat võib gradueerida otse doosi võimsuse ühikutes. Kuna ionisatsioonivool on väga nõrk, seega ka pingelang takis-til R väike, siis lisatakse skeemile tavaliselt



Joonis 94.

veel võimendi (joon. 95). Pingelangu muutus takistil R



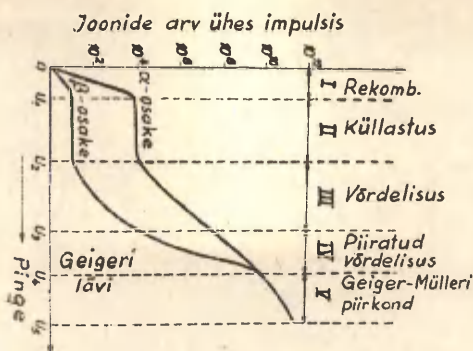
Joonis 95.

muudab trioodi võrepinget, mis omakorda muudab trioodi anoodvoolu. Järelikult anoodvoolu muutus iseloomustab kiirguse doosi võimsuse muutumist.

49. OSAKESTE LOENDURID

Riistu, mille abil võib lugeda selle andurisse sattunud elementaarosakeste või γ -footonite hulka, nimetatakse osakeste loenduriteks ehk radio-meetriteks. Järelikult nende abil võib mõõta kiirgusallikate aktiivsust. Mitmesuguseid loendureid kasutatakse ka meditsiinis. Levinumad loendurid on gaaslahendus- ja stsintsiillatsioon-loendurid.

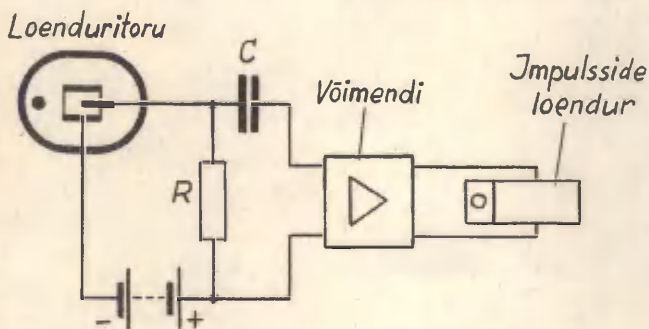
Gaaslahendusloendurite töö põhineb kiirguse ionisatsiooniefektil. Nende põhimõtteline skeem sarnaneb dosimeetri skeemiga (joon. 95), kuid loenduritoru (ionisatsiooniõhukambri) töörežiim on teine. Loenduritoru positiivseks elektroodiks on peenike traat, negatiivseks traati ümbritsev silinder, toru on täidetud hõrendatud gaasiga, rõhuga 50...150 mmHg. Loenduritorus toimivate protsessidega tutvumiseks vaatleme joonist 96, kus on toodud ionide arvu n , mida



Joonis 96.

tekitab üks torusse sattunud osake, sõltuvus torule rakendatud pingest U . Väikeste pingete juures, piirkonnas I (rekombinatsiooni piirkonnas), osa osakese poolt tekitatud ionidest rekombineerub enne elektroodidele jõudmist. Pinge suurendamisel saabub olukord, kus kõik osakese poolt tekitatud ionid jõuavad elektroodidele, tekitades küllastusvoolu (piirkond II). Niisuguses režiimis töötavad eespool vaadeldud dosimeetrite ionisatsioonikambrid. Suurema ioniseerimisvõime tõttu tekitab α -osake rohkem ioone kui β -osake. Veel suuremate pingete juures tekkiva tõukeionisatsiooni tõttu ionide hulk kasvab mitmekordselt. Kuid nende hulk on võrdelises sõltuvuses osakese primaarsest ionisatsiooniefektist (piirkond III). Niisuguses režiimis töötavad nn. proportsionaalsed (võrdelised) loendurid. Pinge edasisel tõstmisel jõuame piiratud võrdelisuse piirkonda IV, kus tõukeionisatsioonil tekkinud ionide hulk pikema aja jooksul lakkab sõltumast osialgsest ionisatsiooniefektist. Alates pingest U_4 (Geigeri lävi) see sõltuvus kaob hoopis, seega kaob ka vahe α - ja β -osakeste poolt esilekutsutava ionisatsiooni vahel. Niisuguses režiimis (piirkond V) töötavad laialt levinud Geiger-Mülleri loendurid. Alates pingest U_5 tekib torus pidev lahendus, mis viib toru rivist välja.

Geiger-Mülleri loendurites kasutatavad loenduritorud on tavaliselt täidetud inertse gaasi ja orgaanilise aine auru seguga (näiteks argoon ja piiritus), mõnikord kasutatakse ka teisi gaasisegusid. Torud valmistatakse väga mitmesuguse suuruse ja kujuga sõltuvalt registreerivatest osakestest ja kasutusala-
st. Väikese läbitungimisvõimega osakeste loendamisel (α, β) varustatakse toru spetsiaalse "aknaga" materjalist, mis neid osakesi läbi laseb. Klaaskestaga torude sisepind kaetakse juhtiva kihiga, mis on katoodiks. Anoodiks on peenike traat läbimõõduga 0,1...0,2 mm. Geiger-Mülleri loenduri skeem on toodud joonisel 97.



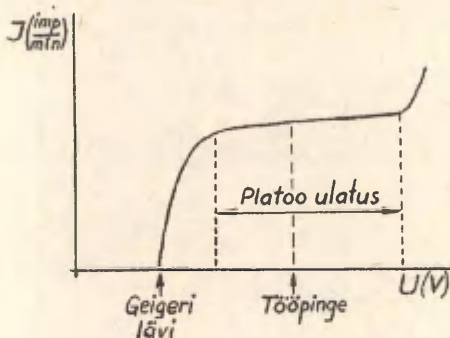
Joonis 97.

Osake, sattudes torusse, tekitab seal gaasi primaarse ionisatsiooni. Elektrivälja mõjul tekkinud ioonid ja elektronid hakkavad liikuma elektroodidele. Peenikese anoodtraadi ümber on elektriväli väga tugev, mistõttu on seal suur ka laetud osakeste liikumiskiirus. Tekib tõukeionisatsioon ja ionide hulk torus kasvab kiiresti, vool läbib takisti R ja pingelang sellel kasvab, pinge toru elektroodidel langeb tugevasti, mistõttu torus tekkinud lahendus kustub. Järgmine osake tekitab torus samasuguse vooluimpulsi jne. Ühe niisuguse impulsi kestus on 100...300 μ s. Takistil R tekkivad pingepulsiid antakse kondensaatori C kaudu võimendisse, kust juba võimendatud impulsid juhitakse nende

loendurisse (mehaanilisse või elektroonilisse).

Vaadeldud skeemis vooluimpulsid kustuvad tänu suureoimisel takistil R (mitu $M\Omega$) tekkivale suurele pingelangule. On aga olemas loenduritorusid nn. sisemise impulsi kustutamiseks. Nendesse on lisatud paljuaatomiliste molekulidega gaasi, mille ioonid takistavad lahenduse arengut torus.

Joonisel 98 on toodud Geiger-Mülleri loenduri karakteristik (loenduskiiruse J sõltuvus torule rakendatud pingest U). Karakteristiku piirkonda, kus loenduskiirus



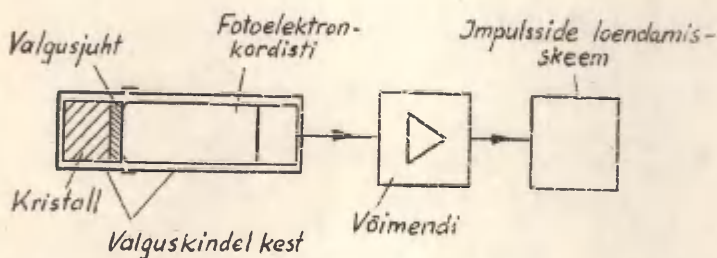
Joonis 98.

praktiliselt ei sõltu pingest, nimetatakse p l a t o o k s. Toru tööpinge valitakse platoo keskmises osas, sest siis juhuslikud pinge kõikumised ei mõjuta oluliselt loendamise tulemust.

α -, β - ja teiste laetud osakeste puhul praktiliselt iga loenduritorusse sattunud osake tekitab impulsi. γ -footonite puhul ainult 0,1...1% neist tekitab impulsi. Loenduri efektiivsust γ -footonite suhtes võib teatud määral parandada valmistades või kattes toru seinad γ -kiirguse mõjul elektrone hästi emiteeriva ainega. Ionisatsioonitorus tekitavad siis seintest väljuvad sekundaarelektroonid.

Viimasel ajal gaaslahendusloendurite asemel võetakse

kasutusele järjest rohkem stsintsillatsioonloendurid. Nendes kasutatakse seda, et osake või foton, sattudes luminesseeruvasse kristalli, tekitab seal valgussähvatus (stsintsillatsiooni). Valguse sähvatused muudetakse fotoelektronkordisti abil elektrilisteks impulssideks, mis registreeritakse nagu gaaslahendusloenduriski. Stsintsillatsioonloenduri plokk skeem on toodud joonisel 99. Stsintsillatsioonloendur registreerib mistahes radioaktiivset kiirgust. Ta efektiivsus γ -fotonite suhtes on märksa suurem kui gaaslahendusloenduril. Ka lahutusvõime on tal palju suurem, sest sähvatuste ja järelkult vooluimpulsside kestus on siin väga lühikesed.



Joonis 99.

50. KAITSE KIIRGUSE EEST

Nagu juba varem nägime, α - ja β -kiirte väikese läbitungimisvõime tõttu on nende eest ennast lihtne kaitsta. Kalk röntgenikiirgus, γ -kiired ja neutronite vood on suure läbitungimisvõimega, mistõttu neid nimetatakse l a b i - v a k s k i i r g u s e k s.

Kaitseks γ - ja kalgi röntgenikiirguse eest kasutatakse suure aatomnumbriga ja suure tihedusega aineid: pliid, terast, bariittsementi, pliikummi, plii klaasi jne.

Kaitseks neutronite eest kasutatakse väikese aatomnumbriga aineid, sest nende aatomituumad on neutronitele parajateks märklaudadeks, millele neutron põrkumisel suure osa oma energiast ära annab. Kõige sagedamini kasutatakse vesinikku sisaldavaid aineid: vett, betooni jne.

Teatavasti kiirgus neeldub eksponentseaduse järgi (vt. p. 36):

$$J = J_0 e^{-\mu d},$$

kus μ on ainet iseloomustav neeldumistegur.

Neeldumise iseloomustamisel kasutatakse praktikas tihti veel vaadeldava aine kihipaksust $d_{1/2}$, milles pool ainele langevast kiirgusest neeldub.

Kihipaksuse $d_{1/2}$ korral $\frac{J}{J_0} = \frac{1}{2} = e^{-\mu d_{1/2}}$, millest saame

$$d_{1/2} = \frac{0,693}{\mu} \quad \text{või} \quad \mu = \frac{0,693}{d_{1/2}}.$$

Kuna kiirguse neeldumise suurus sõltub peale aine omaduste ka kiirguse energiast, siis sõltub sellest ka "poolkihi" $d_{1/2}$ paksus. Näiteks 2,5 MeV energiaga γ -kiirte puhul on $d_{1/2}$ mõnedel ainetel järgmine:

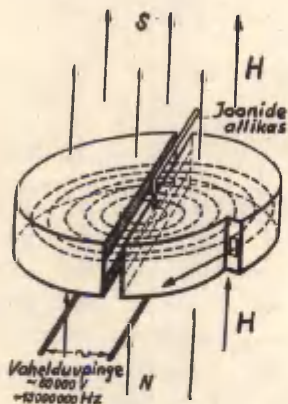
vees	- 23 cm
inimkehas	- 26 cm
mullas	- 14 cm
betoonis	- 10 cm
terasest	- 2,8 cm
plii	- 1,8 cm.

51. LÄETUD OSAKESTE KUNSTLIK KIIRENDAMINE

Loomulike radioaktiivsete preparaatide poolt kiiratud osakeste energia on väike. Niisuguste osakeste abil võib tekitada tuumareaktsioone vaid mõne kerge elemendi puhul. Et saada suurema energiaga osakesi, hakkasid teadlased ehitama seadmeid nende kunstlikuks kiirendamiseks.

Teatavasti võib laetud osakesi kiirendada elektrivälja abil. Esimesed seadeldised osakeste kiirendamiseks, kus osakeste tee oli sirgjooneline, olid kohmakad ja nendel kiirendatud osakeste energia ei olnud kuigi suur. Alles mitmesuguste teravmeelsete võtete rakendamine parandas otsustavalt asja.

Üks niisugustest riistadest on t s ü k l o t r o n . Tsüklotroni töötamise põhimõtet selgitab joonis 100. Tsüklotroni põhiosaks on vaakumis asuv kahest poolest (duandist)

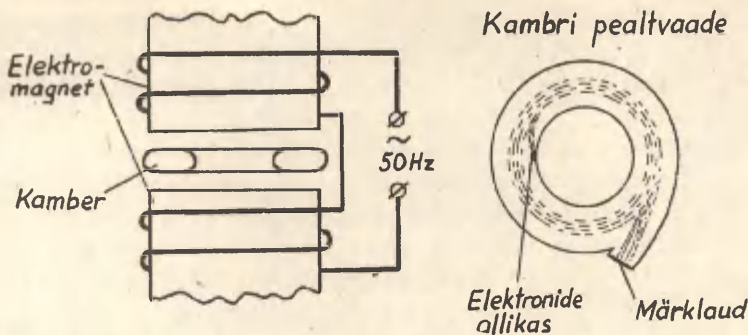


Joonis 100.

koosnev silindriline karp, mis asub elektromagneti pooluste vahelises alalises magnetväljas. Duandid on ühendatud kõrgsagedusliku pingevalikaga. Kambri keskkohas asub osakeste allikas (prootonite, deutronite, α -osakeste vm.). Elektriväli duantidevahelises pilus kiirendab osakesi, magnetväli sunnib neid liikuma mööda ringjoont. Osakeste tiirlemisperiood võrdub kõrgsagedusliku elektrivälja perioodiga (igal poolringil

muutub kiirendava elektrivälja märk). Osakeste kiiruse kasvades suureneb ringi raadius, seega osakese trajektooriiks tsüklotronis on spiraal. Tsüklotroni abil saadav maksimaalne prootonite energia on 22 MeV.

Vaatleme siin veel b e t a t r o n i, seadeldist elektronide kiirendamiseks. Betatroni metallist rõngakujuline vaakumkamber (joon. 101) asub vahelduvvooluga (50 Hz) toidetava elektromagneti pooluste vahel. Muutuv magnetväli tekitab vaakumkambris indutseeritud pööriselektrivälja. Elektronide allikast kambrisse juhitud elektronid kiirendatakse pööriselektrivälja kasvamise ajal (vahelduvvoolu esimese veerandperioodi vältel). Tehes selle aja jooksul mitusada tuhat ringi satuvad elektronid pommitatavale



Joonis 101.

objektile. Betatron võimaldab saada elektrone energiaga mitusada MeV.

Viimasel ajal on betatronid kasutusel ka meditsiinis. Betatroni suure energiaga elektronid tungivad kudedesse mitme sentimeetri sügavusele (radioaktiivsete ainete β -kiired vaid kuni 15 mm) ja neid kasutatakse 5...6 cm sügavusel asuvate kasvajate hävitamisel, sealjuures pindmised koed saavad vähe kannatada. Betatroni β -kiirgust kasutatakse ka väga kalgi röntgenikiirguse saamiseks.

52. KOSMILINE KIIRGUS

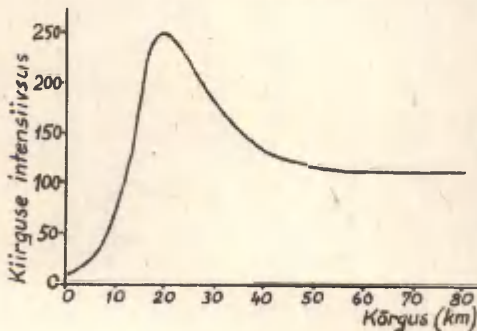
Juba mitu aastakümnet tagasi tehti kindlaks, et õhu ionisatsiooni üheks põhjustajaks on maailmaruumist meie atmosfääri tulev kiirgus - kosmiline kiirgus. Kosmilist kiirgust jagatakse *p r i m a a r s e k s* ja *s e k u n d a a r s e k s* kiirguseks.

Primaarne kiirgus on see kiirgus, mis tuleb maailmaruumist Maa atmosfääri. See koosneb positiivsetest aatomituumadest, peamiselt prootonitest (91%), vähemal määral α -osakestest (ca 8%), leidub ka raskemate tuumade jälgi (kuni Ni kaasa arvatud). Nende primaarsete osakeste keskmine energia on suurusjärgult 10 GeV, s.t. väga suur, kuid

leidub osakesi energiaga isegi kuni 10^{19} eV (tänapäeva suurte kiirendajate abil saadakse osakesi energiaga kuni 70 GeV).

Primaarkiirgusest ainult väike osa jõuab maapinnani. Suurem osa primaarsetest osakestest, põrkudes atmosfääri ülemistes kihtides leiduvate aatomitega, tekitavad mitmesuguseid protsesse, kaasa arvatud tuumareaktsioone. Seejuures tekivad kiired neutronid, γ -kiirgus, sekundaarsed prootonid, elektronid ja positronid, α -osakesed jne. Kõik need osakesed moodustavadki sekundaarse kosmilise kiirguse. Sekundaarkiirguses leidub ka osakesi, mis varem elementaarosakeste nimekirjas ei esinenud. Neid hakati nimetama meesoniteks ja hüperonideks. Mesonite mass on elektroni ja prootoni massi vahepealne. Tänapäeval tuntakse kümnekond mesoniliiki (erinevate massidega, laenguga ja neutraalseid). Hüperonide mass on prootoni ja neutroni vahepealne. Kõigil nendel osakestel on väga lühike eksisteerimise iga.

Joonisel 102 on toodud kosmilise kiirguse intensiivsuse sõltuvus kõrgusest maapinnast. Maapinna lähedal domineerib



Joonis 102.

osakeste neeldumise protsess, mistõttu kiirguse intensiivsus on seal väike. Tõustes kõrgemale, kiirguse intensiivsus kasvab ja saavutab maksimumi ca 20 km kõrgusel, kus sekundaarse kiirguse tekkimise protsess on kõige aktiivsem.

Kõrgemal intensiivsus uuesti langeb, sest hõredamas atmosfääris tekib vähem sekundaarseid osakesi. Alates 45...
...50 km kõrgusest, kus atmosfäär on juba väga hõre, mõjub praktiliselt ainult primaarne kiirgus.

Maa magnetväljas kalduvad kosmosest tulevad laetud osakesed kõrvale, moodustades Maa ümber rea intensiivsema kiirgusega vööndeid. Nende vööndite olemasoluga ja üldse kosmilise kiirguse mõjuga inimorganismile tuleb arvestada kosmoselendudel.

Kosmiliste kiirte tekkimise ja päritolu kohta on püstitatud rida hüpoteese. Tänapäeval arvatakse, et nende allikateks on supernoova tähed. (Supernoovad on tähed muutuva heledusega, mis vahetevahel tugevasti kasvab.)

S I S U K O R D

I. OPTIKA

1. Valguse olemus	3
2. Valguse interferents	4
3. Interferomeetrid	6
4. Valguse difraktsioon. Difraktsiooniõre ..	8
5. Valguse murdumine	11
6. Refraktomeetrid	14
7. Valguse dispersioon	16
8. Valguse neeldumine	17
9. Kolorimeetiline analüüs	19
10. Valguse hajumine	21
11. Valguse polarisatsioon	22
12. Polariseeritud valguse saamine	23
13. Polarisaator-analüsaatorsüsteem	25
14. Polariseeritud valguse võnketasandi pöör- dumine	26
15. Läätsed	28
16. Kujutised läätsedes. Läätsse valem	31
17. Läätsede vead. Tsentreeritud optiline süs- teem	32
18. Silm	36
19. Luup ja mikroskoop	39
20. Mikroskopeerimise võtteid	43
21. Elektronide difraktsioon	47
22. Elektronmikroskoop	48
23. Väline fotoefekt	50
24. Sisemine fotoefekt. Fotoelemendid	54

25. Valguse keemiline ja bioloogiline toime. Silma valgustundlikkus	55
26. Kiirgusenergia mõõtmine ultravioletses ja infrapunases spektri osas	58
27. Kehade soojuslik kiirgus	59
28. Energia jaotus absoluutselt musta keha kiirgusspektris	62
29. Aatomi ehitus ja kiirgus. Kvantarvud	64
30. Aatomite ja molekulide spektrid. Spektraal- analüüs	66
31. Luminestsents	68
32. Gaaslahendus ja luminestsentslambid	71
33. Laserid	74
34. Röntgenikiired	75
35. Meditsiinilised röntgenitorud ja -aparaadid	77
36. Röntgenikiirte neeldumine keskkonnas ja nen- de rakendusi meditsiinis	79
37. Röntgenivõimendid	84

II. AATOMI TUUM

38. Tuuma ehitus	86
39. Loomulik radioaktiivsus	87
40. Radioaktiivse lagunemise liigid	89
41. Radioaktiivse lagunemise seaduspärasusi ..	92
42. Tuumareaktsioonid ja nende energiabilanss	95
43. Osakeste jälgimise meetodeid	97
44. Tehisradioaktiivsus	99
45. Radioaktiivsete isotoopide rakendusi medit- siinis	100
46. Ioniseeriva kiirguse mõju ainele ja kude- dele	102
47. Ioniseeriva kiirguse dosimeetria	105
48. Dosimeetrid	109
49. Osakeste lendurid	111

50. Kaitse kiirguse eest	115
51. Laetud osakeste kunstlik kiirendamine ..	116
52. Kosmiline kiirgus	118

ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ ДЛЯ СТУДЕНТОВ
ЛЕЧЕБНОГО, ПЕДИАТРИЧЕСКОГО И СТОМАТОЛОГИЧЕСКОГО
ОТДЕЛЕНИЙ МЕДИЦИНСКОГО ФАКУЛЬТЕТА

Часть третья

Оптика и ядро атома

На эстонском языке

Составитель В. Карк

Тартуский государственный университет
ЭССР, г. Тарту, ул. Ыдикооли, 18

Vastutav toimetaja J. Salm

Keeletoimetaja L. Uba

=====

Paljundamisele antud 14.VI 1973.Trükipaber
nr. 2, 30x42. 1/4. Trükipoognaid 7,75.
Tingtrükipoognaid 7,21. Arvestuspoognaid
5,7. Trükiarv 800. MB. 05173.

Tell. nr. 660.

TRÜ rotaprint, ENSV, Tartu, Pälsoni tn.14

Hind 20 kop.

20 kop.