

## 1. VALGUSALLIKATEST

Optika üldpraktilkumis on tarvilusel kolme liiki valgusallikad. Pideva spektriga kiirguse saamiseks kasutatakse hõõglampe, joonspektriga valguse saamiseks spektraallampe ja eriti monokromaatse valguse saamiseks lasereid.

### 1.1. Hõõglamp

Spektroskoopiilistest uurimustest on teada, et hõõglavad tahked kehad annavad pideva spektriga kiirguse. Mida kõrgem on keha temperatuur, seda intensiivsem on kiirgus ja seda ulatuslikum kiiratud lainepikkuste vahemik. Sobiva valgusallikaks pideva spektriga kiirguse saamiseks on hõõglamp, milles valgust kiirgab volframiist (sulamistemperatuur 3370 °C) hõõgnülit.

Valgusallikana kasutame hõõglampi klaasi neelamis-spektri määramisel. Sel juhul on vaja hoida kogu mõõtmisaja vältel lambi kiiratud valgusvoo ja selle spektraalne koostis konstantne. Kuna hõõgnüliidil kuumutamiseks kasutatakse elektrivoolu, mis lambi töörežiimil peab olema konstantne, siis piisab konstantse valgusvoo saamiseks lambi toitepinge stabiliseerimisest.

Kaduva niidiga püromeetriga mõõdame lühthõõglambi lindi temperatuuri. Ka sin on oluline lindile mõõtmise ajaks konstantse temperatuuri tagamine. Kuna lindi temperatuur peab olema muudetav, siis toidetakse lampi autotransfost, mille primaarpinge on stabiliseeritud.

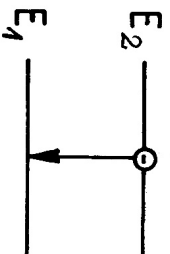
### 1.2. Spektreaallamp

Elektriõpetusest on teada, et kui suletud klaastoru otsbasse on viidud elektroodid ning toru on täidetud gaasiga, mille rõhk on 1 - 2 mm Hg, siis piisavalt suure pingega rekondamisel elektroodidele tekib huumlahendus. Selle tagajärjel on praktiliselt kogu klaastoru anoodipoolne osa

täidetud intensiivse helendusega, mida võime kasutada valgusallikana. Kuna gaasirõhk torus on väike, siis on gaasi aatomid üksteisest küllalt kaugel ja ergastamisel kiirgavad nad nendele omase spektraalkoostisega valgust. Sellised valgusallikad nimetatakse spektreaallampideks. Spektreaallambi kiirgus koosneb mitmest (mõnel juhul mitmekümnest) erineva lainepikkusega valgusest. Kui gaasilahendustorus on näiteks vesinik, siis spektroskoopiilised uurimused näitavad kiiratud valguse nähtavas spektris osas nelja erinevat lainepikkust.

Ühe kindla lainepikkusega valguse kiirgamine aatomi poolt on seletatav järgmiselt. Aatomid on normaalselt sellises olekus, kus nende energia on minimaalne. Sellises olukorras asetsevad aatomi koosseisu kuuluvad elektronid tuumale kõige lähematel orbitidel. Milsugust olekut nimetatakse aatomi põhiolekuks. Kui mingil viisil aatomi energiat suurendada, mis tähendab aatomi mõne valentselektroni viimist tuumast kaugemale, siis saame ergastatud oleku.

Joonisel 1.1 on aatomi põhiolekule vastav energia tähistatud tähnega  $E_1$  ja ergastatud olekule vastav energia tähnega



Joonis 1.1:  $E_1$  - aatomi energia põhiolekus;  $E_2$  - aatomi energia ergastatud olekus.

$$\Delta E = E_2 - E_1 = h \nu = h \frac{c}{\lambda}$$

Kiiratakse välja valguskvandina, mille segedus on  $\nu$  (lainepikkus vastavalt  $\lambda$ ). Aatomifüüsikas tõestatakse, ja seda kinnitab ka eksperiment, et aatomit ei ole võimalik ergastada mistahes olekusse, vaid võimalikud on ainult teatud diskreetse energiatega olekud. Siit tuleneb, et suure hulga ergastatud aatomite korral võib neist osa olla ergastatud ühte olekusse, teine osa teise jne. Kui nendest

olekuteest aatomid pöörduvad tagasi põhiolekusse, siis kiiratakse erineva sagedusega valgus. Sellise valguse spektroskoopilisel uurimisel vastab igale sagedusele oma spektrijoon.

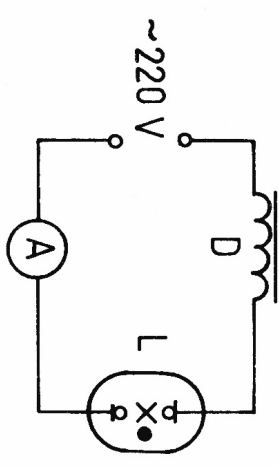
Huumlahenduse korral ergastatakse aatomid, kui nendega põrkuvad anoodi suunas liikuvad elektronid. Et elektronid võivad erisuguse vabatee pikkuse tõttu omandada elektriväljas liitudes eri kiiruse, siis põrkumisel aatomeiga ergastatakse need erinevaise olekusse. Et tohi unustada ka seda, et jälgitava helenduse piirkonnas on suurel arvul positiivseid ioone. Vabade elektronide rekombineerumisel positiivsete ioonidega tekib samuti kiirgus.

Spektraallampe kasutatakse peale nähtava ka infra-punas ja ultravioletses spektripiirkonnas kindlastest lainepikkustest koosneva kiirguse saamiseks. Ultravioletses ja nähtavas spektriosas kasutatakse laialdaselt kvartslampe. Nende lampide valmistamisel on tavalise klaasi asemel kasutatud kvartsklaasi, mis lasneb läbi ultraviolettkiirgust.

Kvartslambi tüüpe on palju. Praktikumis kasutatakse OM-18 tüüpi valgusteid, milles on CBH-120 tüüpi kvartslamp. Kvartslambid sisaldavad elavhõbedat, mille aatomid kiirgavadki nii nähtavat kui ka ultravioletvalgust, ja lisaks täitegaasina ka argooni rõhul 1 - 2 mm Hg. Elavhõbekvartslambid annavad väga intensiivse ultraviolettkiirguse, mis on inimese silmale kahjulik. Kui kasutada ainult kvartslambi kiirgusspektri nähtavat osa, siis peame väljuva kiirguse teele asetama klaasplaadi, mis neelab ultraviolettkiirguse. Ilma katseeklaasita töötava kvartslambi valguse vaatamine on keelatud.

Spektraallampe kasutatakse optika praktikumi järgmistes töödes: monokromatori kalibrimisel, prisma dispersiooni määramisel, Newtoni rõngaste saamiseks ja valguse võnketasandi pöörangu lainepikkusest sõltuvuse uurimisel. Sõltuvalt tööst kasutatakse Na-, He-, Cd-, Hg- jt. spektraallampe.

Iõpüks esitame joonisel 1.2 gaaslahenduslampide elektrivõrku lülitamise põhimõtteskeemi.



Joonis 1.2. Gaaslahenduslampide elektrivõrku lülitamise põhimõtteskeem: D - draussel, L - lamp, A - ampermeetar.

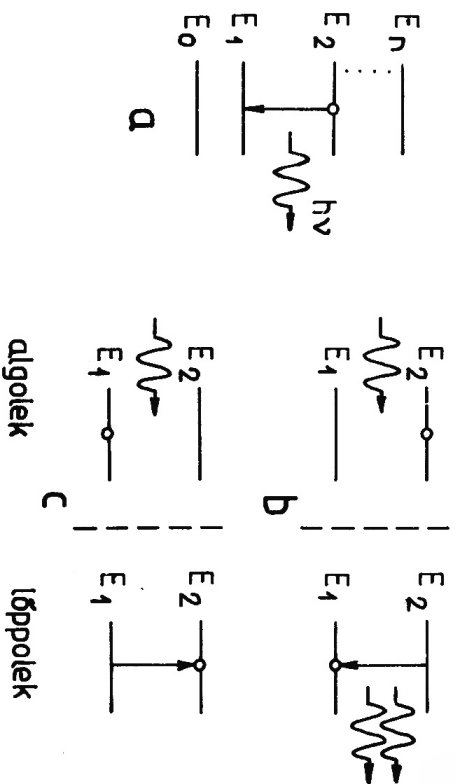
### 1.3. Laser

Kui aatom on ergastatud olekus energiaga  $E_2$ , siis tema olek on ebastabiilne isegi juhul, kui talle ei mõju mingid välistegurid. Üsna lühikese ajavahemiku järel läheb aatom üle madalama energiaga  $E_1$  olekusse (vt. jn.1.1) ja kiirgab seejuures footoni, mille energia

$$h\nu = E_2 - E_1.$$

Ajmomenti, millel aatomis leiab aset selline spontaanne (iseeneslik) üleminek ja toimub footoni kiirgamine, ei ole põhimõtteliselt võimalik ette ennustada. Küll on aga võimalik kindlaks määrata tõenäosus, millega spontaanne üleminek toimub mingil ajavahemiku möödumisel. Spontaanse üleminekute olemiseks karakteristikuks on keskmine ajavahemik  $\Delta t$ , mille järel toimub spontaanne üleminek ja selle pöördväärtus  $A_{21}$ , mida nimetatakse ülemineku  $E_2 \rightarrow E_1$  tõenäosuseks. Kui ergastatud olekus (energiaga  $E_2$ ) olevate aatomite arv on  $N_2$ , siis ühes sekundis toimub  $A_{21}N_2$  spontaanse üleminekute ja kiirgub sama arv footoneid.

$A_{21}$  tüüpiliseks väärtuseks lubatud üleminekute puhul (toimuvad suurima tõenäosusega) optilises diapasoonis on  $10^8 \text{ s}^{-1}$ . Järelikult, ergastatud olekus oleva aatomi korral



Joonis 1.3. Kolme tüüpi kvantüleminekud: a - spontaanse kiirguse teke, b - stimuleeritud kiirguse teke, c - footoni resonantsneeldumine.

toimub optiline üleminek keskmiselt  $10^{-8}$  s tagant.

Kui võrd spontaanseid üleminekuid toimuvad juhulislikult, siis eri aatomid kiirgavad erinevatel aegadel ja üksiktest sõltumatult. Seetõttu kiirgavad üksikud aatomid elektromagnetlaineid, mille faasid pole üksteisega kooaktiivsed. Juhuslikud on aga mitte ainult footonite kiirgamise moodid, vaid ka nende levimise suund ja polarisatsioon. Sellist kiirgust nimetatakse mittekoherentseks.

Paavaliste valgusallikate (hõõglambid, gaaslahenduslambid jt.) kiirgus on mittekoherentne.

Elektroni üleminek kõrgemalt energianivoolt  $E_2$  madalamale energianivoole  $E_1$  võib toimuda ka välise elektromagnetvälja mõjul, kui välise sagedus  $\nu$  on küllalt lähedane ülemineku tagajärjel tekitava footoni sagedusele  $\nu = (E_2 - E_1)/h$  (jn. 1.3b). Sellise sagedusega elektromagnetvälil kiirendab elektronide üleminekut madalamale energianivoole. Üleminekuid, mis toimuvad välise elektromagnetvälja toimel, nimetatakse indutseeritud ehk stimuleeritud üleminekuteks ja tekitatud kiirgust indutseeritud

või stimuleeritud kiirguseks. Nende üleminekute tõenäosus on võrdeline neid esilekutsuva elektromagnetkiirguse intensiivsusega.

Stimuleeritud kiirguse tähtis iseloom on see, et tal on sama sagedus, faas ja polarisatsioon ning ta levib samas suunas, kui teda esilekutsuv kiirguski. Just see stimuleeritud kiirguse iseloom võimaldab seda kasutada elektromagnetlainete võimendamiseks ja genereerimiseks.

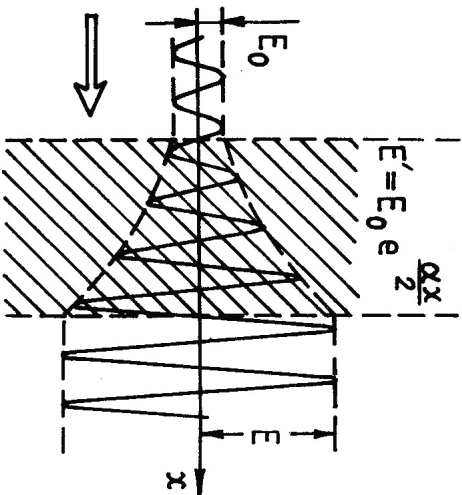
Peale kirjeldatud elektroni ülemineku madalamale energianivoole võib elektromagnetvälil esile kutsuda ka elektroni ülemineku madalamalt energianivoolt kõrgemale nivoole (jn. 1.3c). Kui aatomi energia on  $E_1$  ja elektromagnetkiirguse sagedus  $\nu$ , siis võib aatomil energia suurenda ja omandada väärtuse  $E_2$ . Seejuures neeldub üks footon. Sellist neeldumist nimetatakse resonantsneeldumiseks. Teooria näitab, et teatud kindlate nivoole vahel elektromagnetvälja toimel tekitivate footonite neeldumise või kiirgamisega toimuvate üleminekute tõenäosused on võrdsed.

### 1.3.1. Elektromagnetiline võimendamine ja genereerimine

Väetleme ainet (näiteks gaasi), milles on suur hulk aatomeid ergastatud olekus, mille energia on  $E_2$ . Selliste aatomite arv  $N_2$  nimetatakse energianivoole  $E_2$  asustatuseks. Kui madalama energiaga  $E_1$  nivoo ( $E_1 < E_2$ ) asustatus  $N_1$  on väiksem kui  $N_2$ , siis nimetatakse keskkonda aktiivseks või ka keskkonnaks, milles eksisteerib pööratud jaotus. Kui sellisesse keskkonda siseneb elektromagnetiline, mille sagedus  $\nu = (E_2 - E_1)/h$ , siis selle elektromagnetiline sump-  
 litud hakkab pidevalt suurenema, sest ta põhjustab rohkem stimuleeritud üleminekuid nivoole energiaga  $E_2$  nivoole energiaga  $E_1$ , kui vastupidiseid, footoni resonantsneeldumisega seotud üleminekuid (jn. 1.4). Selline elektromagnetkiirguse intensiivsuse kasv toimub aine sisemise energia arvel. Saab näidata, et elektromagnetiline intensiivsus kasvab eksponentsiaalselt:

$$I = I_0 e^{\alpha X},$$

kus  $\alpha$  on kvantvõimenduse näitaja,  $X$  - tee pikkus.



Joonis 1.4. Elektromagnetiline, elektriväljatugevuse algamplituudiga  $E_0$ , läbib pööratud jaotusega kesk-konda (vibratsioonid) noolega näidatud suunas. Joonisel on näidatud väljatugevuse suurenemine sõltuvalt läbitud ainekhi pakusest  $x$ .

Tasakaalulises olekus on aga alati ergastatud aatomite arv väiksem ergastamata aatomite arvust, s.o.  $N_2 < N_1$ . Seepärast on elektromagnetiline levimisel aines ülekaalus footonite neeldumisega seotud üleminekud ja elektromagnetkiirguse intensiivsus väheneb eksponentsiaalselt. Järelikult kasvab elektromagnetiline intensiivsus aines (võimendus) ainult siis, kui kunstlikult muuta kõrgema energiaga niivoo asustatus suuremaks madalama energiainivoo asustatusega võrreldes, s.o. tekitada aines pööratud jaotus.

Et muuta joonisel 1.4 kujutatud süsteemi elektromagnetlainete kvantgeneraatoriks, luuakse tagasiside, mis tagab indutseeritud kiirguse osalise tagasipöördumise pööratud jaotusega piirkonda ja uue indutseeritud kiirgusvoo tekkimise. Optilises diapaasoonis töötava kvantgeneraatori - lühendatult laser (light amplification by stimulated emission of radiation) korral asetatakse pööratud jaotusega keskkond

( $x = l$ ) kahe peegli vahele. Elektromagnetväli ja (valguse) intensiivsus suureneb pärast pööratud jaotusega piirkonda läbimist  $e^{2L}$  korda. Pärast peegeldumist ühelt peeglit läbib valgus selle piirkonna veel kord ja tema intensiivsus kasvab jälle  $e^{2L}$  korda jne.

Kui peeglid\* peegeldavad tagasi praktiliselt kogu netile langeva valguse, siis valguslainete paljudkordseid läbiminekul pööratud jaotusega keskkonnast võib saada valguslainete amplituudi kuitahes suure juurdekasvu. Seepärast genereeritakse sellises süsteemis, isegi kui sinna ei lange väljastpoolt elektromagnetkiirgust, stimuleeritud kiirgus, sest piisab vaid juhuliselt tekkinud valguskvantidest (ja spontaanse kiirgusest) tekitatud näd paratamatult), et algaks stimuleeritud kiirguse intensiivsus levimisaoline kasv. On loomulik, et stimuleeritud kiirguse intensiivsus realses seadmes ei saa kasvada kuitahes suureks. Põhjus on siin selles, et iga valguskvandi kiirgumisel kahaneb ergastatud aatomite (mis võivad kiirata) arv ja suureneb nende aatomite arv, mis võivad neelata elektromagnetkiirgust. Kui nüüd pidevalt mingi viisil ei säilitata kõrgemal energiainivool viibivate aatomite hulka, siis kõrgemal ja madalamal energiainivool olevate aatomite arvud lähenevad teineteisele ja valguse võimendamise lakkab - saadub küllastus.

Kui võrd ühelt poolt igal meetodil aatomite ülevõimlises madalamalt energiainivool kõrgemale on lõplik efektiivsus ja teiselt poolt tekiavad töötavas laseris paratamatult mitut liiki energiakaod (kaod töötavas aines, peeglitest, laserist väljajuhtivat kasulik kiirgust), siis on selge, et valguse intensiivsus piiramatult kasvada ei saa.

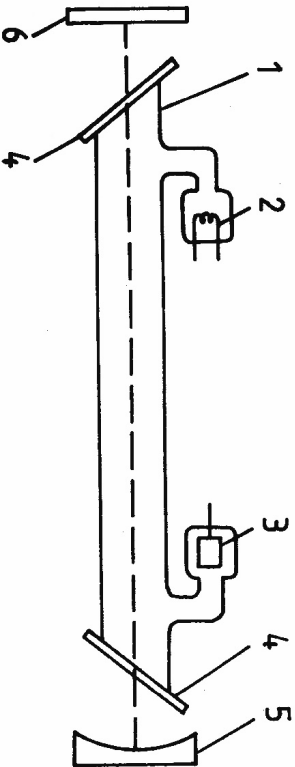
Kadude tõttu peab töötavas laseris ülemine energiainivoo olema alati rohkem asustatud kui alumine. Nii saavutatud võimendus kompenseerib valgusenergia kaod.

\* Valguslainete intererentsi tõttu võimenduvad kahe peegli vahelises ruumis ainult kindla lainepikkusega valgusained. Selle omaduse tõttu nimetatakse kahest peeglist koosnevat süsteemi Fabry-Perot' resonatoriks ehk lühikeseks resonatoriks. Laseri toosagedus langeb kokku ühe või mitme resonantsagedusega. Neid sagedusi nimetatakse moodideks.

### 1.3.2. Gaaslaseri ehitus ja tööpõhimõtte

Vaetleme He-Ne-laseri ehitust ja tööpõhimõtet.

Laseri põhielemendiks on katoodiga 2 ja anoodiga 3 gaaslahendustoru (j.n.1.5). He ja Ne rõhk selles torus on vastavalt 1 mm Hg ja 0,1 mm Hg. Laseri töölarakendamiseks kuumutatakse katoodi ja rakendatakse katoodi ja anoodi vahel pinget umbes 1500 V. Elektriväljas kiirrendatud elektronide põrgetel aatomitega toimub viimaste üleminek ergas-  
 tatud olekusse ja sobivatel tingimustel ka pööratud jaotuse tekkimine (sellest allpool). Toru otsad on kaetud tasaparalleelse kvartspilaadiga 4, mis moodustavad toru telje suhtes Brewsteri nurga. On teada, et polariseeritud valgus, mille võnkumistasand langeb kokku langemistasandiga, läbib sellise akna peegelduskadudeta. Sellised aknad võimaldavad vähendada peegelduskadusid ja ühtlasi polariseerivad genereeritud kiirguse lineaarselt.



Joonis 1.5. Gaaslaseri ehitust selgitav skeem:

- 1 - gaaslahendustoru; 2 - katood; 3 - anood;
- 4 - kvartspilaadid; 5 - nõguspeegel; 6 - tasapeegel.

Nõguspeegel 5 ja tasapeegel 6 moodustavad lahtise resonatori. Need peeglid on kaetud mitmekihilise dielektrilise kattega ja omavad seotõttu suure peegeldusteguri (98...99 %) ja väikese neeldumisteguri. Peegli 5 läbliskrustegur pole suurem kui 0,1 %, peegilil 6 aga umbes 2 %. Viimase kaudu väljub valgus resonatorist. Nimetatud peeglite parameet-

rid vastavad lainepikkusele, millel laser töötab.

Kõasi vaetleme pööratud jaotuse tekkimist He-Ne-laseris. Töötavaks aineks on selles laseris neon.

Me teame, et tasakaalu olukorras on suurema energiaga aatomeid alati vähem kui väiksema energiaga aatomeid. Jaotusseedus on esitatav kujul

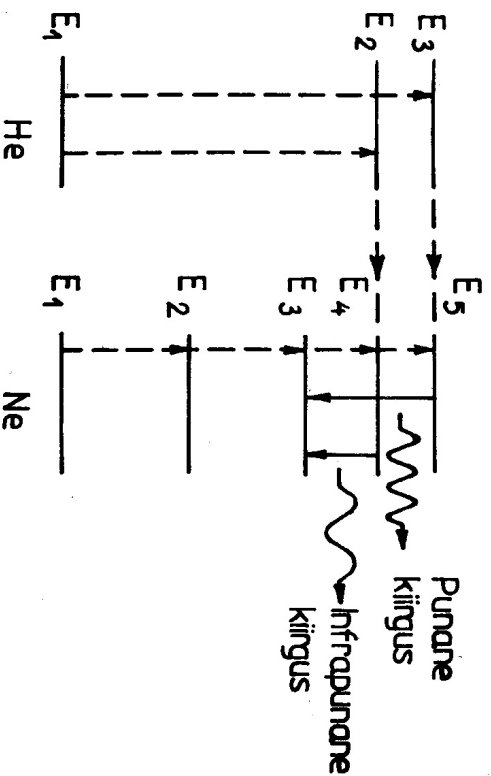
$$N_n = C e^{-\frac{E_n}{kT}}$$

kus  $N_n$  on energiat  $E_n$  omavate aatomite arv,  $C$  - aatomite kontsentratsioonist sõltuv tegur,  $k$  - Boltzmanni konstant.

Kui nüüd mingil viisil vliia siia teem tasakaalust välja (muuta aatomite jaotus energianivoode vahel teistsuguseks), siis pärast selle välise teguri mõju lõppu taastub tasakaaluolek üsna kiiresti. See protsess toimub aatomite vastastikkuse mõju (põrgete) tulemusena ja seda nimetatakse relaksatsiooniks. Relaksatsiooni kestus (relaksatsiooniaeg) on ligikaudu sama suur kui aatomite keskmine kahe järjestikuse põrke vaheline ajavahemik.

Gaaslaseris ergastatakse aatomid elektriväljas kiirendatud elektronide põrgetel gaasi aatomitega. Joonise 1.6 paremal poolel on kujutatud osa Ne aatomi võimalikest energianivoodest. Kiirete elektronide põrgetel aatomitega ergastatakse aatomid põhiniivolt  $E_1$  nivooale  $E_2, E_3, E_4, E_5$  (joonisel näidatud punktiriiga). Peale selle viiakse Ne aatomid ergastatud seisundisse He aatomite vahendusel. Siin kasutatakse ära seda, et He aatomi kaks energianivood langevad kokku Ne aatomi energianivoodega  $E_4$  ja  $E_5$  (vt. j.n. 1.6). Kui ergastatud He aatom (ergastub kiirete elektronidega põrgete mõjul) põrkab kokku ergastamata Ne aatomiga, siis toimub energia resonantsülekanne He aatomilt Ne aatomile. Sobivatel He ja Ne osarõhkudel suurendab kirjeldatud protsess oluliselt nivooale  $E_4$  või  $E_5$  või mõlemale nivooale ergastatud Ne aatomite arvu. Elektroni üleminekul energianivoodelt  $E_5$  ja  $E_4$  nivoole  $E_3$  tekib vastavalt punane ja infra-punane kiirgus. Niivolt  $E_3$  pöörduv elektron oleku  $E_2$  kaudu tagasi põhiolekusse.

Ne aatomite pööratud jaotus tekib selle tõttu, et relaksatsioon nivooalelt  $E_4$  ja  $E_5$  nivoole  $E_3$  toimub tunduvalt



Joonis 1.6. Heeliumi ja neooni aatomi energia-  
nivooide skeemid.

aeglasemalt kui niivoolt  $E_3$  niivoolle  $E_2$ . Seepärast pilsvalt intensiivsel ergastusel ületab niivooel  $E_4$  või  $E_5$  või ka mõlemal niivool viibivate aatomite arv niivool  $E_3$  olevate aatomite arvu ja on võimalik stimuleeritud kiirguse tekkimine. Olgu siin veel lisatud, et Ne energianivood  $E_3$ ,  $E_4$  ja  $E_5$  on tegelikult teineteisele väga lähedaste energianivooe kogumid. Seepärast võib He-Ne-laseri kiirgusspektris esineda 30 - 40 kiirgusjoont punasest ja infrapunasest spektripiirkonnast. Praktikumis kasutatav He-Ne-laser genereerib lainepikkusel 632,8 nm.

## 2. SOOJUSKIIRGUS

### 2.1. Sissejuhatus

Igapäevaelu tähelepanekud näitavad, et 500 °C-ni kuunmutatud rauatükk hakkab kiirgama silmale nähtavat punast valgust. Ka madalama temperatuuriga kehad kiirgavad, kuid kiirgus on silmale nähtamatu, kuuludes infrapunasesse spektris. Soojuskiirguse all mõistetakse kõigi elektromagnetlainete vahemikku, mida keha antud temperatuuril kiirgab.

Kui kaks eri temperatuuriga keha on ümbritsevalt keskkonnast isoleeritud ja asetsevad absoluutses vaakumis, siis pilsvalt pika aja möödumisel tekib kehade vahel soojusvahetamine. Selline tasakaal on võimalik ainult soojuskiirguse korral. Teiselt poolt - kui kehade vahel valitseb soojustasekaal, siis kehtib Prevosti' reegel. Kui kaks keha neelavad ajahhikus erisuguse hulga energiat, siis ka nende poolt ajaühikus kiiratud energiahulgad on erinevad.

### 2.2. Kirchhoffi seadus

Keha soojuskiirgust iseloomustame keha kiirgamisvõime-  
ga. Eristatakse spektraalset ja integraalset kiirgamisvõime-  
met.

Keha spektraalse kiirgamisvõime all mõistetakse antud temperatuuril pinnahhikult ühes sekundis khhikides suundades segeduse  $\nu$  ümbruses hhhikulises segedusvahemikus kiiratud energia hulka. Tähistatakse tihaga  $E_\nu$ . Kuna  $E$  sõltub segedusest ja keha absoluutselt temperatuurist, siis lisatakse indekseid  $\nu$  ja  $T$ , seega  $E_{\nu,T}$ . Segeusvahemiku  $d\nu$  kohta tulev energiahulk

$$d\Phi_{\nu,T} = E_{\nu,T} d\nu. \quad (2.1)$$

Laineõpetusest teame, et  $c = \nu \lambda$ , kus  $c$  on elektro-  
magnetlainete kiirus vaakumis ja  $\lambda$  - lainepikkus. Järell-  
kult võime spektraalse kiirgamisvõime definitsioonis segeu-  
se asemel kasutada ka lainepikkust ja kirjutada  $E_{\lambda,T}$ . On  
võimalik tõestada, et

$$E_{\lambda,T} = E_{\nu,T} \left| \frac{d\nu}{d\lambda} \right| = \frac{c}{\lambda^2} \cdot E_{\nu,T}. \quad (2.2)$$

Seos (2.2) võimaldab ilminekut ühest esitusest teise.

Keha integraalse kiirgamisvõimeks antud temperatuuril nimetatakse keha pinnahükkult ühes sekundis kõigilides suundades kiiratud energiahulka. Definitsiooni kohaselt:

$$E_{\eta} = \int_0^{\infty} E_{\nu,T} d\nu. \quad (2.3)$$

Lamegu kehale, mille temperatuur on  $T$ , sageduse  $\nu$  ümbruses võetud ühikulisel sagedusvahemikus energiasoo  $d\phi_{\nu}$ , neeldunud voo suurus olgu  $d\phi'_{\nu}$ .

Keha neelamisvõimeks antud temperatuuril ja sagedusel nimetatakse suurus

$$A_{\nu,T} = \frac{d\phi'_{\nu}}{d\phi_{\nu}}. \quad (2.4)$$

Kirchoff nimetas keha, millel  $A_{\nu,T} = 1$ , sõltumata sagedusest ja temperatuurist, absoluutselt mustaks.

Kirchoffi seaduse kohaselt kõigi kehade kiirgamis- ja neelamisvõime suhe on universaalne sageduse ja temperatuuri funktsioon. Matemaatiliselt

$$E_{\nu,T}/A_{\nu,T} = f(\nu, T). \quad (2.5)$$

Kuna Kirchoffi seadus peab kehtima ka absoluutselt

musta keha korral, siis tähistades tema kiirgamisvõime  $\mathcal{E}_{\nu,T}$ -ga ja arvestades, et  $A_{\nu,T} = 1$ , saame valemist (2.5):

$$E_{\nu,T}/A_{\nu,T} = \mathcal{E}_{\nu,T} = f(\nu, T). \quad (2.6)$$

Valemit (2.6) näeme, et  $f(\nu, T)$  ei ole midagi muud kui absoluutselt musta keha spektraalne kiirgamisvõime.

### 2.3. Stefani-Boltzmanni seadus

Stefani-Boltzmanni seaduse kohaselt on absoluutselt musta keha integraalne kiirgamisvõime võrdeline kiirguri absoluutse temperatuuril neljanda astmega. Seega

$$\mathcal{E}_T = \int_0^{\infty} \mathcal{E}_{\nu,T} d\nu = \sigma T^4, \quad (2.7)$$

kus  $\sigma$  on eksperimentaalselt määratav konstant. Tema väärtus

$$\sigma = 5,64 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4.$$

On olemas kehad, mis ei ole küll absoluutselt mustad, kuid millede kiirgamisvõime on ka võrdeline  $T^4$ -ga. Nisuguseid kehadid nimetatatakse hallideks. Hallide kehade korral

$$E_{\eta} = a T^4, \quad (2.8)$$

kus  $a < 1$  ja on antud aine jaoks konstantne suurus.

Me võime seost (2.8) üldistada mistahes kehale. Sel juhul

$$E_{\eta} = B T^4, \quad (2.9)$$

kus suurused  $B$  ja  $n$  tuleb määrata eksperimentaalselt. Uurimised on aga näidanud, et  $B$  ja  $n$  sõltuvad temperatuurist ning valemil (2.9) erilist praktilist väärtust ei ole.

### 2.4. Wieni nihkeseadus

Olulist edu funktsiooni  $f(\nu, T)$  leidmisel saavutas Wien, kes, tuginedes termodünaamikale ja valguse elektro-magneteooriale töestas, et

$$\mathcal{E}_{\nu,T} = f(\nu, T) = c \nu^3 R\left(\frac{\nu}{T}\right), \quad (2.10)$$

kus  $c$  on valguse kiirus vaakumis.

Funktsiooni  $R\left(\frac{\nu}{T}\right)$  kuju ei olnud võimalik leida, sest ainult termodünaamilised kaalutlused pole selleks piisavad. Oli tarvis täiendavat hüpoteesi valguse kiirgamise ja neelamise molekulaarse mehhanismi kohta. Sellele vaetamata on valemil (2.10), mida nimetatatakse ka Wieni valemiks, tähtsus vägga suur. Nii on võimalik ühel temperatuuril teadaoleva kiirgusenergia spektraalse jaotuse järgi arvutada energia jaotus mistahes teise temperatuuril jaoks. Kuna Wieni valem on saadud termodünaamikale tuginedes, siis iga uus seadus, mis seadakse kiirgusprotsessi konkreetse mudeli

alusel, peab tingimata rahuldama Wieni valemis esinevaid nõudaid, s.o. keha spektraalne kiirgamisvõime peab olema võrdeline  $\nu^3$ -ga ja sisaldama funktsiooni, mille argumen-  
diks on  $\nu/\pi$ .

Kasutades seost (2.2) läheme nüüd Wieni valemis üle  $\mathcal{E}_{\lambda, \pi}$ -le. Me saame

$$\mathcal{E}_{\lambda, \pi} = \frac{c^5}{\lambda^5} F\left(\frac{c}{\lambda \pi}\right). \quad (2.11)$$

Leiame funktsiooni  $\mathcal{E}_{\lambda, \pi}$  ekstreemumi, mis osutub maksimumiks. Ekstreemumi leidmiseks tuleb lahendada võrrand

$$\frac{d\mathcal{E}_{\lambda, \pi}}{d\lambda} = 0.$$

Pärast tuletise arvutamist ja võrrandi lahendamist saame:

$$\pi \lambda_m = b, \quad (2.12)$$

kus  $b$  on konstant ja  $\lambda_m$  - lainepikkus, millele vastab  $\mathcal{E}_{\lambda, \pi}$  maksimaalne väärtus. Me saame Wieni nihkeseaduse, mille võtme sõnastada järgmiselt: absoluutselt musta keha maksimaalsele spektraalsele kiirgamisvõimele vastav lainepikkus on pöörvõrdeline kiirgava keha absoluutse temperatuuriga.

Konstant  $b$  on eksperimentaalselt määratud ja  $b = 2,897 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ .

## 2.5. Plancki valem

Absoluutselt musta keha spektraalse kiirgamisvõime funktsiooni teoreetilisel tuletamisel vaadeldakse keha kui lõpmata suure hulga harmooniliste ostsillaatorite kogumit, milles iga ostsillaator kiirgab ühte kindlat sagedust. Al-  
gul püüti otsitavat funktsiooni  $\mathcal{E}_{\nu, \pi}$  leida eeldusel, et iga ostsillaatori kiirgus allub klassikalise füüsika seadustele. Nende seaduste kohaselt võib harmooniline ostsillaator ühe korraga kiirata suvalise hulga energiat. Tuginedes sellele põhiselsukohale saadi kiirgamisvõime funktsiooni teoreetiliselt tuletamisel alati valemid, millede järeldused ei olnud kooskõlas eksperimentaalsete mõõtmistulemustega.

Planck esitas uue idee, mille kohaselt sagedusega  $\nu$  võnkuv harmooniline ostsillaator võib ühe korraga kiirata energiahulga, mis on täisarvukordne suuruselt  $h\nu$ . Seeega ostsillaatori poolt kiiratud energiahulk

$$E = n \cdot h \nu, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (2.13)$$

kus  $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ . Tänapäeval nimetatakse seda konstanti Plancki konstandiks.

Ikhtudes harmoonilise ostsillaatori kiirguse diskreet-  
suse ideest, leidis Planck 1900.a., et

$$\mathcal{E}_{\nu, \pi} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}, \quad (2.14)$$

kus  $k$  on Boltzmanni konstant. Valemit (2.14) nimetatakse Plancki valemiks. Kerge on näha, et Plancki valem rahuldab Wieni seadusest tulenevaid tingimusi. Valemist (2.14) arvu-  
tatud  $\mathcal{E}_{\nu, \pi}$  väärtused ühtisid hästi mõõdetud väärtustega. Seeega lahendas Plancki valem absoluutselt musta keha kiirgamisvõime probleemi.

Olgu märgitud, et väikeste sageduste piirkonnas, kus  $h\nu \ll kT$ , võtme  $\exp(h\nu/kT)$  ritta arendada. Pliirdes reaksarenduses kehe esimese liikmega ja tehes asenduse Plancki valemis, saame:

$$\mathcal{E}_{\nu, \pi} = \frac{2\pi \nu^2}{c^2} kT. \quad (2.15)$$

Seda seost nimetatakse Rayleighi-Jeansi valemiks.

Kui on rahuldatud tingimus, et  $h\nu \gg kT$ , siis saame Plancki valemist

$$\mathcal{E}_{\nu, \pi} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \quad (2.16)$$

Lõpuks esitame spektraalse kiirgamisvõime veel ka  $\lambda$  ja  $\pi$  funktsioonina:

$$\mathcal{E}_{\lambda, \pi} = C_1 \lambda^{-5} \left[ \exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad (2.17)$$

kus  $C_1 = 2\pi hc^2$  ja  $C_2 = hc/k$ .

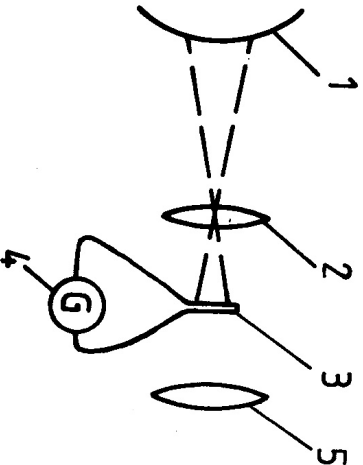


## 2.6. Optiline püromeetria

Kiirgusseadusteie tugludes on võimalik valmistada riist, millega saab mõõta temperatuuri. Sellist riista nimetatakse püromeetriks ja seda osa optikast, mis tegeleb temperatuuri mõõtmisega, nimetatakse optiliseks püromeetriks.

### 2.6.1. Kogukiirguse püromeeter ja kiirgustemperatuur

Kogukiirguse (integraalse kiirguse) püromeetri ehitus on järgmine. Kiirgava pinnaga 1 kujutis saadakse läätsega 2 kiirguse vastuvõtjale 3 (j.n. 2.1). Vastuvõtjaks on termosammas.



Joonis 2.1. Kogukiirguse püromeetri skeem: 1 - kiirgav pind; 2 - objektiiv; 3 - kiirguse vastuvõtja; 4 - galvanomeeter; 5 - okulaar.

Kiirguse tolmel tekkiva termovoolu tugevust mõõdetakse galvanomeetriga 4. Uuritava pinnatüki kujutis peab katma vastuvõtja kogu pinnaga ja olema terav, mida kontrollitakse, vaadates kujutist läbi okulaari 5.

Termosambale langev kiirgusvoo on võrdeline valgusallika heledusega ja seega sõltumatu valgusalikka ja püromeetri vahelaugusest. Siit järeldub, et termovoolu tugevus on võrdeline absoluutselt musta keha heledusega, mis aga sõltub temperatuurist. Püromeeter kalibreeritakse absoluut-

selt musta keha temperatuuri järgi. Kui niid püromeetriga mõõta absoluutselt musta keha temperatuuri, siis saame mõõtmise tulemusena teada keha tõelise temperatuuri. Kui keha, mille temperatuuri mõõdame, ei ole absoluutselt must, siis mõõtmisega me tõelist temperatuuri teada ei saa. Saadud temperatuuri nimetatakse keha kiirgustemperatuuriks.

Kiirgustemperatuur  $T_r$  on selline absoluutselt musta keha temperatuur, mille korral antud keha energeetiline heledus on võrdne musta keha energeetilise heledusega.

Kui on teada antud keha ja absoluutselt musta keha kiirgamisvõime suhe  $a = R_{\eta} / \epsilon_{\eta}$ , siis võime kiirgustemperatuuri teades arvutada keha tõelise temperatuuri, Oletame, et uuritav keha on hall keha, s.t.  $a = \text{const.} < 1$ . Stefani-Boltzmanni seaduse kohaselt

$$\epsilon_{\eta} = \sigma T_r^4.$$

Halli keha korral

$$R_{\eta} = a \sigma T_r^4.$$

Absoluutselt musta keha energeetiline heledus

$$B_e = \frac{\xi \eta}{\eta} = \frac{\sigma}{\eta} T_r^4. \quad (2.18)$$

Halli keha energeetiline heledus

$$B'_e = \frac{B_{\eta}}{\eta} = \frac{a \sigma}{\eta} T_r^4. \quad (2.19)$$

Kuna heledused on kiirgustemperatuuri definitsiooni kohaselt võrdsed, siis seostest (2.18) ja (2.19) järeldub:

$$\eta = \frac{T_r}{\sqrt[4]{a}}. \quad (2.20)$$

Kuna  $a < 1$ , siis  $\eta > T_r$  ehk teisiti - halli keha tõeline temperatuur on kõrgem tema kiirgustemperatuurist.

### 2.6.2. Värvustemperatuur

Mõõtes energia jaotuse absoluutselt musta keha kiirgusspektris, võime Wieni nihkeseadust kasutades arvutada keha temperatuuri. Näiteks Päikese kiirgusspektris on ener-

giajaotuse maksimum lainepikkuse 470 nm kohal (mõõtmised on tehtud väijaspool Maa atmosfääri). Eelades, et Päike kiirgab nagu absoluutselt must keha, võimegi Wieni niikesadusest arvutada Päikese pinna temperatuuri. Arvutus annab  $T = 6150$  K.

Kui kiirgav keha ei ole must, siis Wieni niikesadust üldiselt kasutada ei tohi. Ainult sel juhul, kui keha kiirgusspektris energia jaotus ühtib absoluutselt musta keha spektris energia jaotusega mõnesugusel temperatuuril  $T_c$ , võime selle temperatuuriga iseloomustada uuritavat keha. Kuna mõlema keha kiirguse spektraalkoostis on ühesugune, siis peab ka nende värvus olema ühesugune. Seetõttu nimetatakse temperatuuri värvustemperatuuriks.

Värvustemperatuuriks  $T_c$  nimetatakse niisugust absoluutselt musta keha temperatuuri, mille korral uuritava keha ja absoluutselt musta keha värvused on ühesugused.

Keha tõelise temperatuuri määramiseks on vaja mõnilegald täiendavaid parameetreid (lühemalt vt.: Savelijev, I. Füüsika üldkursus 3 kd. lk. 208).

### 2.6.3. Heledustemperatuur

Heledustemperatuuri mõõtmiseks kasutatakse kaduva niidiga püromeetrit. Selle püromeetri ehitust ja kasutamist temperatuuri mõõtmiseks kirjeldatakse alljärgnevas praktilises töös.

## 3. PRAKTIINE TÖÖ

### 3.1. Temperatuuri mõõtmine optilise püromeetriga

#### 3.1.1. Tööülesanne

Optilise püromeetri ehituse ja tööõhkimõttega tutvumine. Hõõguva keha temperatuuri mõõtmine ja integraalse kiirgamisvõime temperatuurilise sõltuvuse määramine.

#### 3.1.2. Katsevahendid

Optiline püromeeter OIMMP-OT7, hõõglamp, volt- ja ampermeeter.

#### 3.1.3. Vajalikud eelteadmised

Absoluutselt musta keha mõiste, integraalne ja spektraalne kiirgamisvõime, absoluutselt musta keha kiirgussaadused.

#### 3.1.4. Töö käik

3.1.4.1. Eksperimendi teoreetilised alused. Heledustemperatuur

Käesolevas töös kasutatakse hõõguva keha temperatuuri mõõtmiseks kaduva niidiga püromeetrit. See on praktilikas levinum püromeeter.

Riista ehitus ja tööõhkimõtte selgub jooniselt 3.1.

Püromeetri olulisema osa moodustab pikksilm (objektiiv - 2; okulaar - 5), mille okulaari fokaaltesandis asub püromeetri hõõglambi hõõgnilt 4. Voltmeetriga 9 mõõdetakse hõõglambile rakendatud pinget, reostaadiga 11 reguleeritakse lampi läbiva voolu tugevust, pingesallikaks on akumuulaator 10.

Püromeetri kasutamisel temperatuuri mõõtmiseks tuleb see eelnevalt kalibririda. Kalibriramiseks vaadeldakse läbi püromeetri pikksilma mingi kindla temperatuurini kuumutatud absoluutselt must keha. Püromeetri pikksilma objektiiv