

TARTU ÜLIKOOL  
Teaduskool

# Laserid ja kvantgeneraatorid

*Koostanud K.-S. Rebane*

Tartu 2014

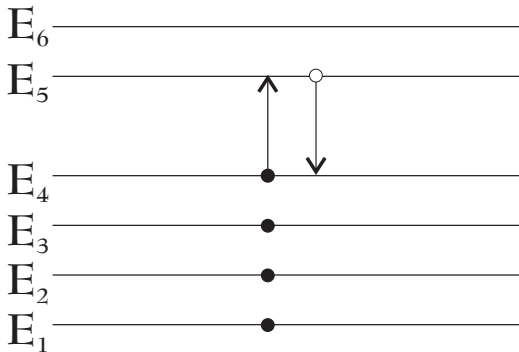
## Saateks

Alljärgnev elevaade soovib anda noortele füüsikahuvilistele nendest protsessidest aatomites ja molekulides, mis tegid võimalikuks nüüdisfüüsika ühe silmapaistvama saavutuse — laseri (optilise kvantgeneraatori) loomise. Küsimust käsitleme lähtudes valguse kvantloomusest. Samasugusele tulemusele jõuaksime ka lähtudes valguse laineomadustest, kuid esimene variant on mõningal määral inimkujutlusele vastuvõetavam, järelikult lihtsam. Lisasime noortele jõuprooviks ka mõned lihtsad ülesanded, mis aitavad ehk veidi esitatut ilmestada.

# Valguse kiirgamine aine poolt

## Siirdetõenäosused

Valgust kiirgavad aine aatomid, mis on saanud täiendava energiahulga. Aatomi elektronkattes asuvad kõik elektronid kindlatel energiatasemetel (joon. 1).



Joonis 1: Elektronide skemaatiline jaotus energiatasanditel neljalelektronilise aatomi puhul ja valguse neelamise ning kiirgamise protsess.

Ühel energiatasemel võib paikneda vaid teatud kindel arv elektrone. Tasakaaluolekus on kõik madalamad energiatasemed elektronide poolt hõivatud. Selline aatom valgust ei kiirga, sest selle aatomi elektronidest ükski madalamale tasemele minna ei saa. Enamiku aatomite puhul on optiliselt aktiivseks elektroniks, mis võtab osa valguse kiirgumise ja neeldumise protsessist, viimane — kõige kõrgemal hõivatud energiatasemel olev elektron (joonisel 1 — elektron energiatasemel  $E_4$ ). See niinimetatud valentselektron võtab osa ka keemilistest protsessidest sideme moodustamisel teiste aatomitega. Kui vaadeldavat aatomit tabab valguskvant, mille

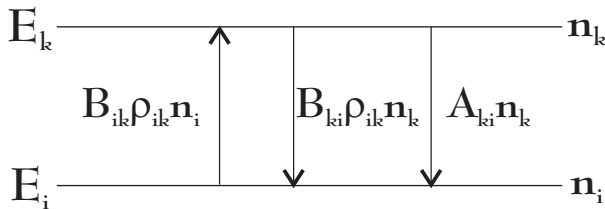
energia  $E = h\nu_{ik} = E_k - E_i$ , kus  $h$  on Plancki konstant,  $\nu_{ik}$  valguse sagedus,  $k$  ja  $i$  energiatasemete numbrid, kusjuures  $i < k$ , siis selline kvant neeldub aatomis ja elektron siirdub tasemelt  $E_i$  tasemele  $E_k$ . Tasemed  $E_i$  ja  $E_k$  on mingid sobivad energiatasemed aatomis. Näiteks  $i = 4$  ja  $k = 5$  joonisel 1. Tähistame sellise protsessi  $E_i \rightarrow E_k$ . Kuna valguskvante on palju, nende ruumiline ja ajaline jaotus on väga erinev ning ka aatomeid on palju, siis on selline siire statistiline protsess ja me võime seda iseloomustada siirde tõenäosusega, mida tähistame  $B_{ik}$ . Tõenäosuse  $B_{ik}$  väärtuse määrab antud aatomi füüsikaline ehitus. See siire toimub vaid energia neelamisel välisest kiirgusväljast. Valguse neelamisprotsessil energiatasemelt  $E_i$  tasemele  $E_k$  siirduvate elektronide arv on määratud välise kiirgusvälja energiatihedusega  $\rho_{ik}$ . Vastava siirde tõenäosus  $B_{ik}$  on jääv suurus ja selle saab leida eksperimentaalselt või kasutades teoorial põhinevaid arvutusi.

Kui elektron on energiatasemel  $E_k$  ja sellest tasemest madalamal olev tase  $E_i$  on tühi, on aatom ergastatud ning tal on täiendav energia  $E = E_k - E_i$ . See energia säilib aatomis teatud aja jooksul. Kui aatomile ei mõju väline kiirgusväli ning ta ei asu vastastikkõrgele teiste aatomitega, siis see täiendav energia vabaneb *spontaanse kiirguse* protsessis, mille tulemuseks on valguskvandi teke, mille energia on  $E = E_k - E_i = h\nu$ . Sellise siirde tõenäosus  $A_{ki}$  ei sõltu välise kiirgusvälja olemasolust ja on määratud vaid aine enese omadustega. Siirde tõenäosus  $A$  ja elektroni (keskmine) eluiga  $\tau$  ergastatud olekus on pöördvõrdelised suurused.

$$\tau = \frac{1}{A} \quad (1)$$

Nähtava valguse puhul on  $A$  väärtus  $10^6 - 10^9 \text{ s}^{-1}$  suurusjärgus. Siirded, millele vastavad radiolained, toimuvad tõenäosusega, mille väärtus on kümme-viisteist suurusjärku väiksem.

Siire  $E_k \rightarrow E_i$  võib toimuda ka välise kiirgusvälja mõjul, kui valguskvant energiaga  $E = E_k - E_i$  tabab ergastatud aatomit. Sel



Joonis 2: Siirded energiatasemetelt  $E_i$  tasemele  $E_k$  ja vastupidi.

puhul toimub siire  $E_k \rightarrow E_i$  otsekohe, sõltumata  $A_{ki}$  väärtusest. Selliste siirete arv sõltub välise kiirgusvälja intensiivsusest  $\rho_{ik}$  ja on seda suurem, mida suurem on  $\rho_{ik}$ . Samuti sõltub siirete arv siirdetõenäosusest  $B_{ki}$ . Suurus  $B_{ki}$  on määratud aatomi ehitusega ja teooria näitab, et  $B_{ki} = B_{ik}$ .

Niisiis, kui meil on energiatasemetel  $E_i$  ja  $E_k$  vastavalt  $n_i$  ja  $n_k$  aatomit ja aatomile langeb kiirgusväli tihedusega  $\rho_{ik}$ , mille kvandi energia  $E = E_k - E_i$ , siis on tasakaaluoleku puhul ajavahemikus  $dt$  ergastavate siirete arv  $B_{ik} \rho_{ik} n_i$  võrdne kiirguslike siirete arvu  $A_{ki} n_k$  ja  $B_{ki} \rho_{ik} n_k$  summaga. See tähendab, et

$$B_{ik} \rho_{ik} n_i = A_{ki} n_k + B_{ki} \rho_{ik} n_k \quad (2)$$

või

$$\frac{n_k}{n_i} = \frac{B_{ik} \rho_{ik}}{A_{ki} + B_{ki} \rho_{ik}} \quad (3)$$

Suursusi  $A_{ki}$ ,  $B_{ki}$  ja  $B_{ik}$  nimetatakse Einsteini koefitsientideks. Laserfüüsika sõltub otseselt  $B_{ki}$  olemasolust. Sellega määratud siiret nimetatakse indutseeritud siirdeks. Sellise siirde puhul jääb seda põhjustav valguskvant alles ning ei kao nagu neeldumise puhul, tekkiv kvant on aga tema koopia — see on sama energiaga, liigub samas suunas ja koos esialgse valguskvandiga. Siin peitub otseselt võimalus välise valgusvälja energia suurendamiseks aine siseener-

gia arvel. Traditsiooniliste valgusallikate puhul on aga nende indutseeritud siirete arv kaduvväike võrreldes spontaansete siiretega. Spontaansed siirded tekivad üksteisest sõltumatult, ettemääramatutel ajahetkedel ja tekkivad valguskvandid kulgevad ettemääramata suundades, andes suure arvu puhul kiirguse ühtlase jaotuse igas suunas (kui näiteks kiirgavaks kohaks on ühtlaselt kuumutatud kera).

## Pöördhõive

Klassikalisel juhul tasakaaluolekus, kus süsteemi olek on määratud ainult tema temperatuuriga, on elektronide jaotus energiatasemetel antud Boltzmanni jaotusvalemiga. Olgu meil paljuaatomiline süsteem, milles igal aatomil on energiatasemed  $E_i$  ja  $E_k$ , kusjuures  $E_i < E_k$ . Olgu neist  $n_i$  aatomit ergastamata, s.t., nende aatomite energiatasemel  $E_i$  on elektron,  $n_k$  aatomit olgu sellised, millel energiatase  $E_i$  on hõivamata ehk elektron on sellelt siirdunud tasemele  $E_k$ . Me ütleme, et sellises süsteemis on  $n_i$  elektroni põhiolekus ja  $n_k$  elektroni ergastatud. Termodünaamilise tasakaalu puhul

$$\frac{n_k}{n_i} = e^{-\frac{E_k - E_i}{kT}} \quad (4)$$

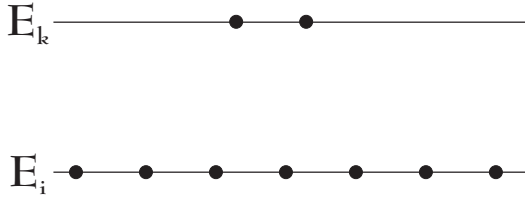
( $e = 2,718\dots$ )

Selles valemis on  $e$  naturaallogaritmi alus,  $k$  Boltzmanni konstant ja  $T$  süsteemi absoluutne temperatuur. Toatemperatuuri juures on  $kT$  väärtus 0,028 elektronvolti<sup>1</sup>.

Nähtava valguse puhul on kvandi energia mõne elektronvoldi piires. Niisiis valemi (4) kohaselt on toatemperatuuril, kui vahe

---

<sup>1</sup>Elektronvolt on energia, mille saab elektron, läbides potentsiaalide vahe 1 volt. Elektronvolt on sobilik energiaühik aatomite energiaprotsesside mõõtmisel.



Joonis 3: Temperatuuri  $T$  juures olevate elektronide jaotumine energiatasemete järgi.

$E_k - E_i$  vastab optilise kvandi energiale, kõrgemal energiatasemel  $n_k \sim e^{-100}$  suurusjärgus elektrone vähem kui tasemel  $n_i$  ning

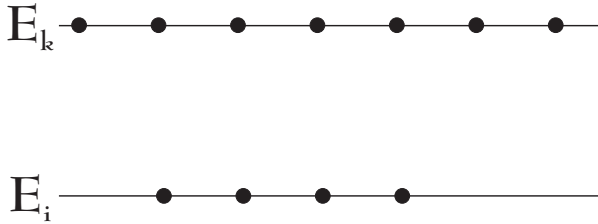
$$B_{ik}\rho_{ik}n_i \gg B_{ki}\rho_{ki}n_k, \quad (5)$$

sest  $B_{ik} = B_{ki}$ .

Siit ja valemist (2) järeldub, et termodünaamilise tasakaalu puhul domineerib kiirguses spontaansete kiirguslike üleminekute osa. Valemist (2) nähtub ka, et kui soovime, et domineerima hakkaksid indutseeritud siirded  $B_{ki}\rho_{ik}n_k$ , siis peame kuidagimoodi saavutama olukorra, kus  $n_k \gg n_i$ . Tõsi, sellega suureneb ka liige  $A_{ki}n_k$ , kuid peame silmas, et  $A_{ki}$  on aatomi omadustega määratud konstant,  $B_{ki}\rho_{ik}$  — ergastatud aatomite kontsentratsiooni  $n_k$  ees olev kordaja valemis (2) — sõltub aga välise kiirgusvälja tihedusest  $\rho_{ik}$ . Välise kiirgusvälja tihedust on aga võimalik kergesti suures ulatuses muuta — valime lihtsalt suurema võimsusega kiirgusallika. Niisiis, oluliseks saab tingimus

$$n_k > n_i. \quad (6)$$

Sellist olukorda aines nimetatakse *pöördhõiveks*. Siin enam valem (4) ei kehti ja kogu süsteem ei ole enam termodünaamilises tasa-



Joonis 4: Energia tasemete  $E_i$  ja  $E_k$  pöördhõive.

kaalus. Nende kahe energiataseme suhtes ei kehti ka enam temperatuuri mõiste, sest temperatuur, mis harilikult määratakse valemist (4), tuleb negatiivne, millel pole mõtet.

Tekib küsimus, kuidas sellist pöördhõive olukorda saavutada. Esialgu tundub, et suurendades välise ergastava kiirguse intensiivsust võime kõik elektronid tasemelt  $E_i$  viia tasemele  $E_k$ . Ent see on petlik lootus. Valemist (3) on näha, et kui  $\rho_{ik} \rightarrow \infty$  (ergastava kiirguse tihedus suureneb piiramatult), siis lõpuks parim olukord, mis saame on  $n_i = n_k$ .

Sellise kahe energiataseme puhul õnnestus esmakordselt pöördhõive saavutada energiatasemete puhul, millede vaheline kaugus on tuhat ja enam korda väiksem kui valgusekiirguse saamiseks vajalike energiatasemete puhul. Teooria näitab, et spontaansete ja indutseeritud siirete suhe  $A_{ki}/B_{ki}$  on määratud valemiga

$$\frac{A_{ki}}{B_{ki}} = \frac{8\pi h \nu_{ik}^3}{c^3} \quad (7)$$

Selles valemis on  $h$  Plancki konstant,  $\nu_{ik}$  siirdel  $E_k \rightarrow E_i$  kiiratava energia kvandi

$$E_{ki} = h\nu_{ki} \quad (8)$$

suurust määrav võnkesagedus ja  $c$  valguse kiirus vaakumis. Valemist (7) nähtub, et mida väiksem on  $\nu_{ki}$ , seda väiksem on suhe



$A_{ki}/B_{ki}$ . See suhe väheneb põhiliselt siirdetõenäosuse  $A_{ki}$  arvel. Et aga elektroni keskmine eluiga ergastatud olekus  $\tau_{ki}$  on pöördvõrdeline spontaanse siirde tõenäosusega

$$\tau_{ki} = \frac{1}{A_{ki}}, \quad (9)$$

siis on elektroni eluiga energiatasemel seda suurem, mida väiksem energiakvant vastava spontaanse siirde tulemusena kiirgub. Teatavasti on valguskiirguse puhul  $\tau_{ki}$  suurusjärgus  $10^{-8}$  sekundit. Valguskiirguse sagedus on  $10^{15} \text{ s}^{-1}$  suurusjärgus. Minnes ülesentimeetrilainete piirkonda, suureneb vastavat siiret põhjustava elektroni eluiga energiatasemel  $10^{15}$  korda, mis tähendab, et elektron võib viibida  $k$ -ndal energiatasemel juba  $10^7$  sekundit. See on piisavalt pikk aeg, et ergastatud süsteemiga midagi ette võtta, kui midagi tõesti ette võtta annab.

Uurimused on näidanud, et aatomi või molekuli elektrilised või magnetilised omadused, mis on ergastatud olekus (süsteem asub olekus  $E_k$ ), erinevad tema vastavatest omadustest põhiolekus  $E_i$ . Asetades sellised aatomid vastavasse elektri- või magnetvälja, saab aatomite hulgast eraldada välja ergastatud olekus  $E_k$  olevad aatomid. Välja eraldatud aatomite kogumis on pöördhõive tingimus täidetud, kuna ergastatud aatomite arv ületab põhiolekus olevate aatomite arvu. Seda meetodit pöördhõive saamiseks nimetatakse aatomite sorteerimise meetodiks. Esimene töötav kvantgeneraator, mis 1950.-ndate aastate lõpus loodi, tugines just sellele meetodile. Selle kvantgeneraatori põhimõtte väljatöötajaid ja loojaid vene akadeemikuid N. Bassovit ja A. Prohhorovi ning USA professorit Ch. H. Townes'i autasustati Nobeli preemiaga.

## Pöördhõives olevate aatomite ja molekulide optilistest omadustest

Vaatleme esmalt valguse neeldumist siirdel  $E_i \rightarrow E_k$ . Kui põhi-olekus  $E_i$  on  $n_i$  aatomit, siis valguse mõjul, mille kvantide energia  $h\nu_{ik} = E_k - E_i$  toimub madalamalt energiatasemelt  $E_i$  kõrgemale energiatasemele  $E_k$  arvuliselt  $B_{ik}n_i\rho_{ik}$  siiret. Kõrgemalt energiatasemelt madalamale toimub aga  $B_{ki}n_k\rho_{ik}$  siiret. Kiirgusvoog, mis langeb ainele, väheneb neeldumise tõttu  $B_{ik}n_i\rho_{ik}$  kvandi võrra. Aines tuleb aga juurde hulk kvante indutseeritud siirete  $B_{ki}n_k\rho_{ik}$  võrra. Järelikult on tegelikult aines neeldunud kvantide hulk

$$B_{ik}n_i\rho_{ik} - B_{ki}n_k\rho_{ik} = B_{ki}\rho_{ik}(n_i - n_k),^2 \quad (10)$$

kuna  $B_{ki} = B_{ik}$ . Avaldises (10) võrdusmärgist paremal olev suurus on võrdeline neelamiskoeffitsiendiga. See on termodünaamilise tasakaalu puhul positiivne suurus, sest valemi (4) põhjal  $n_k < n_i$ , kusjuures mõlemad suurused on positiivsed suured täisarvud.

Valguse neeldumist aines kirjeldab Beer?Lambert?Bouguer'i seadus

$$J = J_0 e^{-kd}. \quad (11)$$

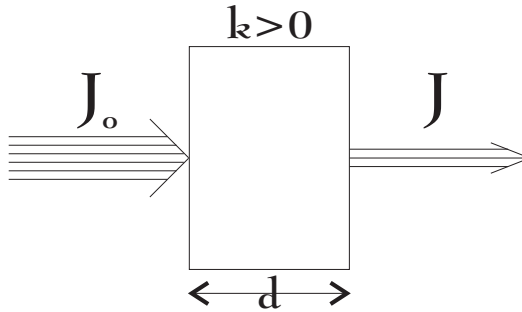
Selles valemis  $J_0$  on ainele langeva kiirguse intensiivsus,  $J$  — ainekihti paksusega  $d$  läbinud kiirguse intensiivsus ja  $k$  on neeldumistegur, mis valemi (10) kohaselt on võrdeline energiatasemete  $E_i$  ja  $E_k$  hõivete vahega

$$k \sim n_i - n_k. \quad (12)$$

Et aine normaalolekus  $n_i > n_k$ , siis on neeldumistegur  $k$  positiivne. See ongi põhjus, et aines temale langeva kiirguse intensiivsus väheneb. Olgu aga nüüd nii, et teatud kahe energiataseme  $E_k$  ja  $E_i$  puhul on saadud pöördhõive olukord, s.t.  $n_k > n_i$ . Sel juhul

---

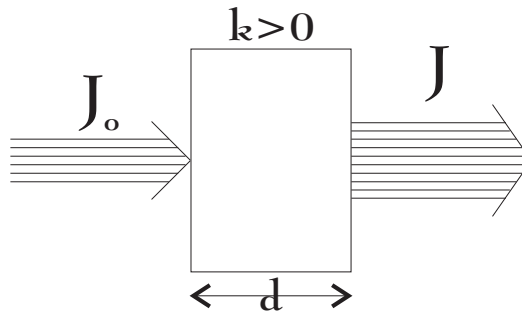
<sup>2</sup>Siin me eeldame, et spontaansete siirete arv on tühine.



Joonis 5: Valguse neeldumine aines.

tuleb valemi (12) järgi leitud neeldumisteguri väärtus negatiivne ja valem (11) omandab kuju

$$J = J_0 e^{k'd} \quad (13)$$



Joonis 6: Valguse neeldumine pöördhõive olekus olevas aines — valguse võimendumine.

Nüüd on eksponendi aste positiivne ja tema väärtus tuleb suurem kui üks. Järelikult pöördhõive olukorras ainele pealelangev kiirgus  $J_0$  ei vähene aines, vaid kasvab, s.t.

$$J > J_0 \quad (14)$$

Sellist nähtust nimetatakse mõnikord ka aine negatiivseks neelamiseks. Sisuliselt on aga tegemist ainele langeva kiirguse intensiivsuse kasvuga.

Tegelikult me kirjeldasime ülalpool valguse võimendamist aines. Idee valguse võimendamisest aines tekkis juba umbes 60 aastat tagasi. Neeldumiskoeffitsiendi muutmist püüdis tol ajal katseliselt avastada S. I. Vavilov. Valguse võimendumise idee aga pakkus välja V. A. Fabrikant (1939. a) ja 1959. a sai ta sellele autoritunnistuse.

Kuid valguse võimendamine pole veel laser.

Olgu meil ainetükk, milles on energiatasemete  $E_i$  ja  $E_k$  vahel pöördhõive ja olgu ka nii, et suudame seda pöördhõivet kogu aeg taastada (sellest räägime hiljem allpool). Selles ainetükis toimuvad siis kõrgemalt energiatasemelt  $E_k$  energiatasemele  $E_i$  kahesugused siirded. Esimesed tõenäosusega  $A_{ki}$ , teised tõenäosusega  $B_{ki}\rho_{ki}^*$ , kus  $\rho_{ki}^*$  on selles ainetükis oleva kiirguse tihedus, mille sagedus on  $\nu_{ki}$  ( $E_k - E_i = h\nu_{ki}$ ). Kiirgus, mille põhjustavad spontaansed siirded, on selle aine *luminestsents*. Kui ergastamisprotsess lakkab, siis see kiirgus väheneb ajas eksponentsiaalseaduse järgi

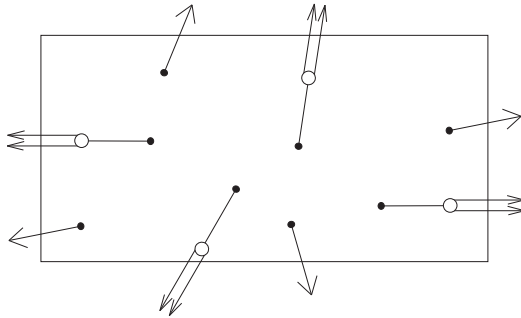
$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (15)$$

Siin on  $I_0$  kiirguse intensiivsus ajahetkel  $t = 0$ , s.t. momendil kui ergastamisprotsessi lõpetame ja energiatasemelt  $E_i$  energiatasemele  $E_k$  enam elektrone juurde ei tule.  $I$  on kiirguse intensiivsus hetkel  $t$ . Funktsioon  $I(t)$  on luminestsentsi järelhelenduse seadus. Suurus  $\tau$  on luminestsentsi eluiga. Eespoolöeldu kohaselt

$$\tau = \frac{1}{A_{ki}} \quad (16)$$

Peale luminestsentsi on ainetükis ka teist liiki kiirgus, mis on määratud liikmega  $B_{ki}\rho_{ki}^*$ . Sellised kiirguslikud siirded saavad võimalikuks esialgsete spontaansete siirete tõttu. Luminestsentsi kiirguskvant võib kristallis liikudes oma teel kohata mingit aatomit

olekus  $E_k$ . Sellise kohtumise tagajärjel toimub siire  $E_k \rightarrow E_i$  ja nagu öeldud tekib juurde uus kvant, mis liigub samas suunas kui tema tekkimist põhjustanud kvant. Spontaansete siirete kvandid, nagu eespool öeldud, tekivad ainetükis juhuslikult, üksteisest sõltumatult, ning nad levivad kõigis mõeldavates suundades võrdtõenäoliselt<sup>3</sup>. Järelikult on antud juhul tekkinud kiirgus spontaanselt luminesentskiirguse ja indutsieeritud kiirguse segu, mille komponente praktiliselt eraldada ei saa.



Joonis 7: Superluminesents.

Sellise summaarse kiirguse intensiivsus on suurem spontaanselt luminesentsi intensiivsusest ja tema järelhelenduse aeg on

$$\tau^* = \frac{1}{A_{ni} + B_{ki}\rho_{ki}^*} \quad (17)$$

Sellist kiirgust nimetatakse *superluminesentsiks*. Superluminesents on sisuliselt laseroleku eelne seisund, kuid see ei ole laserkiirgus.

---

<sup>3</sup>Mõnel juhul võib esineda ka teatud suundade eelistamist, kuid need erijuhud jätame praegu kõrvale.

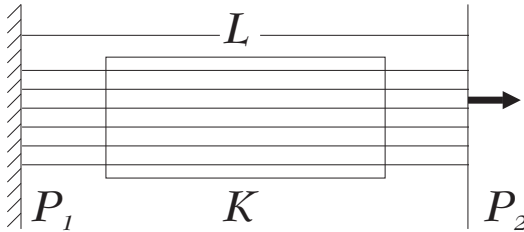
Nähtub, et peale indutsieeritud siirete olemasolu ja pöördhõive on veel midagi vaja, et saada laserkiirgust.

## Tagasiside

Selleks, et sundida superluminesentsi olekus olevat ainet laserina töötama, on vaja 1) sundida kiirgust kulgema ühes suunas ja 2) organiseerida kiirgusprotsessi kulgemist nii, et domineeriksid indutseeritud siirded. Seda saab teha tagasiside viimisega kiirgusesse. Olgu meil kiirgav keha silindrikujuline. Kui soovime, et kiirgus väljuks sellest silindrist ainult tema telje suunas, siis peame osa telje suunas silindrist väljuvast kiirgusest silindrisse tagasi suunama. Seal ta stimuleerib uusi siirdeid ja neil sündinud kvandid liiguvad samuti silindri telje suunas. Pealegi, võrreldes muu kiirgusega, on see kiirgus korrastatud. See pole enam juhuslike erinevate siirete segu, vaid tema ilmumine on täpselt määratud selle ajahetkega, millal tagasiside valguslaine pöördolekus aatomist möödub. Sellise valguslaine parameetrid on jäävad. Niisugust valgust nimetatakse koherentseks valguseks. Valgust saab tagasi kristalli juhtida peegli-  
liga. Tegelikult pannakse pöördhõive olekus kristall kahe peegli vahele, täpsemalt — pöördhõive luuakse kahe peegli vahel olevas ainetükis. Juba 19. sajandil oli teada, et kaks tasaparalleelset peegeldavat plaati muudavad nende vahel olevat valgusvälja nii, et jääb järgi ainult peegli telje suunas leviv valguskiir. Seda seadet nimetatakse Fabry-Perot interferomeetriks. Muudes suundades kulgevad valguskiired kaovad interferentsi tõttu. Fabry-Perot interferomeetrit kasutatigi esimeste optiliste laserite puhul tagasiside loomiseks. Üks peeglitest tehakse poolläbilaskvaks, et (nüüd juba) laserikiirt seadmest välja juhtida. Peegleid koos nende vahelise ruumiga nimetatakse optiliseks resonaatoriks. Kõikide optiliste resonaatorite põhiomaduseks on, et resonaatoris tekib seisev laine. Resonaatori peeglite vahele mahub täisarv  $s$  kordi kiirgava valguse poollaine  $\frac{\lambda}{2}$

pikkust

$$L = s \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (18)$$



Joonis 8: Pöördhõives olev kristall  $K$  kahe peegelpinna vahel.  $P_1$  – esimene peegel,  $P_2$  – poolläbilaskev peegel.  $L$  – peeglite vaheline kaugus.

Sellisest resonaatorist väljunud valguskiir on praktiliselt paralleelne ja tema hajumine on imeväike. Näiteks on laseri abil võimalik mõõta Maa ja Kuu vahekaugust. Selleks saadetakse Kuu poole lühike laserimpulss, mis peegeldub kosmoselaevaga Kuule viidud peeglit. Mõõtes impulsi tagasijõudmiseks kulunud aja ja teades valguse kiirust, saabki Kuu kauguse välja arvutada. Ühegi teise optilise vahendiga seda teha ei saa, sest teiste valgusallikate kiired hajuvad liiga palju.

Praegu kasutatakse optilistes laserites resonatoriteks mitte ainult tasaparaleelseid peegleid vaid ka mitmesuguseid sama või erineva kõverusraadiusega nõgus- ja isegi kumerpeegleid. Nende kasutamise teooria on väga hästi välja töötatud. Tasapeegel ongi ju nõguspeegli erijuht, kus peegli raadius  $R = \infty$ . Paljudel juhtudel lihvatakse laserineks kasutatava kristalli enese vastastahud peegliks.

Niisiis oleme läbi analüüsinud kolm põhilist laseri loomiseks vajalikku tingimust:

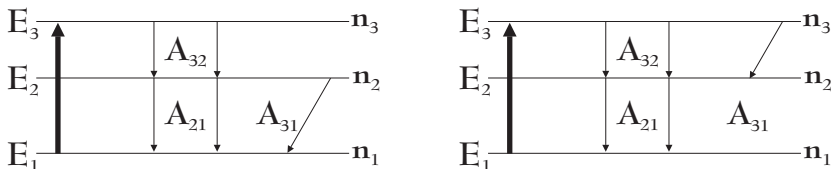
1. aine energiatasemete vaheliste siirete seas on indutseeritud kiirgusega siirdeid, millede arv sõltub välise kiirgusvälja tihedusest;
2. aine mingi kahe energiaoleku vahel peab olema loodud pöördhõive olukord;
3. pöördhõive olekus olevas aines peab olema kindlustatud piisav tagasiside (pöördhõive olekus olev aine peab olema resonatoris).

Esimene tingimus on realiseeritud looduse enese poolt. Teised kaks tingimust tuli realiseerida teadlastel. Esimese optilise laseri ehitas 1960. aastal USA teadlane T. H. Maiman, kasutades aktiivainena rubiini kristalli.

## **Pöördhõive saamine**

Eespool näitasime, et kahe energiataseme puhul pole optilise kiirguse abil pöördhõivet võimalik saavutada. Et aga optiline ergastamise meetod on luminesentsi, fotojuhtivuse ja ka mitmete muude teiste nähtuste puhul üks lihtsamaid ja kergemini teostatavamaid meetodeid, siis töötasid teadlased välja ka pöördhõive saamise optilise meetodi ja juba T. H. Maiman rakendas seda oma rubiinlaseri puhul. Asi seisneb selles, et laseri optilise ergastuse (vahel öeldakse ka pumpamise) puhul kasutatakse kolme energiataset (vt. joonist 9), sageli ka nelja. Teoreetiline analüüs näitab, et kahe, kolme ja nelja energiatasemega saab praktiliselt kõik laserprotsessid ilusasti ära seletada.





Joonis 9: Kolmenivoolise laseri kaks erinevat varianti.  $E_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) – energiatase,  $n_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) – energiatasemetel olevate elektronide arv,  $A_{ik}$  ( $i \neq k$ ) – spontaanse siirde tõenäosus.

Vaatleme joonist 9a.<sup>4</sup> Seda tüüpi on ka rubiinlaseri energiataseme skeem. Määrame, et tahame pöördhõive saavutada  $E_2$  ja  $E_1$  vahel.  $E_1$  on nüüd madalaim meie vaadeldavatest energiatasemetest. Pumpamine toimub elektroni üleviimisel energiatasemelt  $E_1$  tasemele  $E_3$ . Selleks kiiritame ainet valguskvantidega  $E_3 - E_1 = h\nu$ . Aine tuleb valida selline, et siirde tõenäosus  $A_{31}$  oleks väga väike, veel väiksem peab olema siirde tõenäosus  $A_{21}$ . Seevastu siirde tõenäosus  $A_{32}$  peab olema suur. Niisuguses olukorras kõik elektronid, mis suubuvad tasemele  $E_3$  lähevad sealt edasi tasemele  $E_2$ . Tagasi tasemele  $E_1$  läheb vaid väga vähe elektrone. Ka tasemelt  $E_2$  tasemele  $E_1$  läheb spontaanselt väga vähe elektrone. Järelikult elektronide arv  $n_2$  tasemel  $E_2$  kogu aeg suureneb. Tasemel  $E_1$  aga elektronide arv kogu aeg väheneb, eriti kui ergastuskiirgus on küllalt intensiivne. Lõpptulemuseks ongi pöördhõive  $n_2 > n_1$ . Laserkiirgus vabaneb indutseeritud siirete tõttu.

Juht joonisel 9b on veelgi lihtsam. Seal on esialgu  $E_2$  asustus võrdne nulliga ja kõik elektronid, mis saabuvad tasemele  $E_3$  on taseme  $E_2$  suhtes pöördhõives. Siiski, sellise laseri stabiilseks tööks on vaja,

<sup>4</sup>Süsteem koosneb paljudest aatomitest ja igaühel neist on energiatasemed  $E_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ). Kui me ütleme, et energiatasemel  $E_i$  on  $n_i$  elektroni, siis tähendab see seda, et neist paljudest aatomitest on  $n_i$  aatomil energiatasemel  $E_i$  elektron.

et  $A_{32}$  oleks väga väike, tõenäosus  $A_{21}$  aga väga suur. Tõenäosus  $A_{31}$  peab olema küll väike, kindlasti palju väksem kui  $A_{21}$ , kuid suurem kui  $A_{32}$ .

Rubiinlaseri puhul saavutatakse siire  $E_1 \rightarrow E_3$  sinise ja rohelse valgusega (tegelikult  $E_3$  on rubiinis lai energiariiba). Laserkiirgus  $E_2 \rightarrow E_1$  ilmneb aga spektri tumepunases osas.

Pöördhõive võib saavutada ka mitmel teisel viisil. Näiteks gaasi aatomi pörkimisel elektronidega gaaslahendustorus. Väga mugavad on keemilise ergastusega laserid. Sel juhul on nii, et keemiline reaktsioon, mille käigus vabaneb energia, tekitab olukorra kus see energia võib olla aines niimoodi jaotunud, et mõned energiatasemed on pöördhõive olekus. Pooljuhtlaserid ergastatakse pooljuhtstruktuuri läbiva tugeva vooluga. Ka elektronkiirte kimp on sobilik laseri ergastamiseks. Mõnel juhul kasutatakse ühe laseri ergastamiseks ka teist laserit.

Laser võib töödada pidevas režiimis või impulssidena. Viimasel juhul töötab ka ergastav allikas impulssidena. Nii on võimalik saavutada laseris suuremat võimsuse hetkväärtust.

## Laserained ja laseritüübid

Laserina võivad töötada nii gaasid, plasma, vedelikud kui ka tahked ained. Laias laastus jagatakse laserid gaaslaseriteks, mille alatiübiks on ka plasmalaser, vedeliklaseriteks ja tahke aine (tahkise) laseriteks.

Tüüpiliseks gaaslaseriks on heelium-neonlaser, milles nende gaaside seguga täidetud klaastorus saavutatakse pöördhõive gaasi läbiva kõrgsagedusvoolu abil. Seda tüüpi laserid on harilikult suhteliselt väikese võimsusega. Erandi moodustavad nende hulgas süsinikdioksiidiga ( $\text{CO}_2$ ) töötavad laserid. Seal saavutatakse pöördhõive

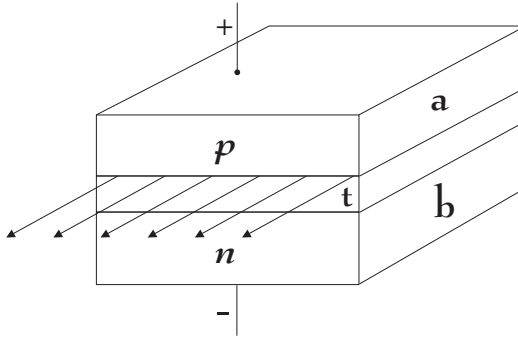
süsinikdioksiidi molekuli võnkeseisundite vahel. Vastav kiirgus ilmneb kauges spektri infrapunases piirkonnas  $10,6 \mu\text{m}$  juures. Selle laseri saab valmistada väga võimsana. Ergastada võib sellist laserit mitut moodi nii kõrgsagedusvoolu abil kui ka kõrgtemperatuurilise gaasi äkilise paisumise ja jahutamise teel. Gaasilises olekus on ka paljude keemiliste reaktsioonide teel pöördhõivesse viivad laserained.

Plasmalaser on gaaslaseri eriliik, kus küllalt kõrge rõhu all oleva gaasi kõik aatomid on ioniseeritud olekus. Reeglina annavad sellised laserid kiirgust nähtava spektri lühilainelises osas või isegi ultraviolettpiirkonnas.

Laseraineteks kasutatavate vedelike molekulid on küllalt keerulise ehitusega. Vedeliklaseri tööaine koosneb kas haruldaste muldmetallide soolade vesilahustest või siis orgaaniliste värvainete vedeliklahustest. Tuntuimateks sellisteks värvaineteks on roheline desinfitseeriv vedelik trüpaflaviinilahus või siis kõigile hästituntud aniilintint. Värvainelasereid kasutatakse laserkiirguse sageduse muutmiseks kogu spektri nähtava ja lähedase infrapunase piirkonna ulatuses.

Tahkislaseri tööaineks on kristall või klaas, millesse on viidud mõne sobivalt valitud lisandi ioonid. Nii on näiteks rubiinlaser alumiiniumoksiidi kristall ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), milles umbes 0,5% alumiiniumi ionidest on asendatud kroomi ( $\text{Cr}^{3+}$ ) ionidega. Lisandeid, mis kindlustavad tahkiskristalli helenduse on väga palju, veelgi enam on erinevat tüüpi tahkiskristalle, mis on võimelised andma laserkiirgust. Laserkiirgust võivad anda isegi kristalli moodustava ühe põhikomponendi puudumise kohad kristallis, kui seal lokaliseerub elektron. Need niinimetatud värvitsentrid on olemas paljudes kristallides. Esmakordselt avastati need üle sajandi tagasi keedusoola kristallides. Väga headeks laseraineteks on leelismuldmetalli lisanditega kristallid ja klaasid, näiteks lillaka värvusvarjundiga neo-

düümklaas. Viimasest saab valmistada väga võimsaid lasereid, mis kiirgavad lainepikkusel  $1,06 \mu\text{m}$ .



Joonis 10: Pooljuhtlaseri välisehituse põhimõtteline skeem.  $p$  – p-tüüpi juhtivusega pooljuhi kiht,  $n$  – n-tüüpi juhtivusega kiht,  $t$  – tõkkekiht. Kihtidega  $p$ ,  $t$  ja  $n$  ristiolevad tasandid  $a$  ja  $b$  lihvitakse peegliks ja kiirgus väljub tõkkekihist.

Tahkislaseri erijuhuks on pooljuht- ja heterolaser. Esimesel juhul on kiirgavaks piirkonnaks pooljuhtdiodi tõkkepiirkond, kus dioodi läbiva tugeva voolu mõjul on loodud olukord, kus ühes ja samas ruumielemendis on samal hetkel väga palju elektrone juhtivustsoonis ja väga palju vakantseid energiatasemeid (auke) valentstsoonis. See ongi pöördhõive olukord. Heterolaseri moodustab mitu erinevat pooljuhtkilest kihti, lihtsaimal juhul kolm. Neist keskmine on kõige väiksema keelutsooni laiusega ja selles piirkonnas tekitataksegi pöördhõive ja laserkiirgus. Nii heterolaseri keskmise kihi kui diodlaseri tõkkekihi paksus on mõne mikromeetri suurusjärgus. Järelikult pooljuht- ja heterolaser on ühed kõige väiksemate mõõdetega laseritest. Tartus Füüsika Instituudis valmistati väga efektiivseid heterolasereid, mida saab kasutada elektroonika ja sidetehnika paljude ülesannete lahendamiseks.

Samas instituudis loodi ka võimas eritüüpi gaaslaser — *eksimeerlaser*, mille tööaineks on molekulid, mis eksisteerivad ainult ergastatud olekus. Kui selline molekul laguneb resonaatoris, ilmneb laserkiirus. Ergastusprotsess seisneb eksimeermolekulide sünteesis. Sellised laserid võivad anda kiirgust ka kauges ultraviolettpiirkonnas.

## Ülesanded

Ülesanne 1. Olgu elektroni ergastatud oleku eluiga  $\tau = 10^8$  s. Ole-tame, et tasakaaluolekus  $\rho_{ik} = 10^{14}$  kvanti  $\text{cm}^{-3}$ ;  $n_i = 10^{15}$  elekt-roni  $\text{cm}^{-3}$ ;  $n_k = 10^{10}$  elektroni  $\text{cm}^{-3}$ . Arvutada  $B_{ik} = B_{ki}$  väärtus koos mõõtühikuga.

Ülesanne 2. Olgu süsteemi, mida kujutab joonis 3, energiatasemete vahekaugus  $E_k - E_i = 0,10$  eV. Arvutada süsteemi temperatuur. Määrata siirdel ilmneva kiirguse lainepikkus.

Ülesanne 3. Millise sagedusega peab olema kiirgus  $J_0$ , mille inten-siivsus olukorras  $n_k > n_i$  ainele langedes kasvab, kus  $n_k$  on  $E_k$  asustatus,  $n_i$  taseme  $E_i$  asustatus?

Ülesanne 4. Olgu antud (eksperimentaalselt) luminestsentsi seos  $I(t)$ . Näidata, kuidas tuleb andmeid töödelda, et neist määrata  $A_{ki}$ .

Ülesanne 5. Resonaator pikkusega  $L = 9$  cm on täidetud laser-ainega, mille murdumisnäitaja on  $n = 2,0$ . Kui mitu korda läbib valguskiir resonaatori ergastatud oleku eluea  $\tau = 10^{-2}$  s jooksul, kui laserkiirguse lainepikkus  $\lambda = 600$  nm?

Ülesanne 6. Teha pöördhõive saamise analüüs neljanivoolise ( $E_0, E_1, E_2, E_3$ ) laseri puhul, kui lasersiire peab toimuma energia-tasemete  $E_2 \rightarrow E_1$  vahel.

Ülesanne 7. Olgu meil lisandiaine kontsentratsioon laseraines  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Arvutada laserimpulsi võimsus, kui ainet on  $10 \text{ cm}^3$ , 60% lisanditest on pöördhõive olekus ja kõik lisandiaatomid siirdu-vad põhiolekusse  $10^{-10}$  s kestel. Kiirguse lainepikkus olgu 550 nm, kiirguse kaod peeglitel ja laseraines 5%.

Kontrolltööks **F-12** lahendada kõik ülesanded.