

2

RADIOMETRIA

Lasse Ylianttila, Kari Jokela

SISÄLLYSLUETTELO

2.1	Radiometrian perusteet.....	20
2.2	Lasersäteily	42
2.3	Optinen säteily ja silmä.....	50
2.4	Optisen säteilyn mittaaminen.....	58

Radiometria käsittelee sähkömagneettisen säteilyn energian etenemistä, sen mittaamista ja siihen liittyvää teoriaa. Tässä luvussa käsitellään optista radiometriä, joka kattaa aallonpituusalueen 100 nm – 1 mm. Optisessa radiometriassa säteilyn kulku voidaan kuvata geometrisella optiikalla eli säteily voi heijastua, taittua ja sitä voidaan käsitellä linssien ja peilien avulla. Säteily etenee suoraviivaisesti säteenä ja muuttaa suuntaa heijastumalla ja taittumalla rajapinnassa. Sähkömagneettisen kentän aaltoluonteesta johtuvia ilmiöitä, kuten taipumista (diffraktiota), aaltojen yhteisvaikutusta (interferenssiä) ja aaltojen samanvaiheisuutta (koherenssia), ei huomioida.

1700-luvulla Lambert ja Bouguer määrittivät radiometrian ja fotometrian ensimmäiset peruskäsitteet, kun he tutkivat valon etenemistä ilmakehän läpi. Fotometria liittyy läheisesti radiometriaan. Radiometriassa tutkitaan säteilytehoa, kun taas fotometriassa tutkitaan samoja ilmiöitä silmin nähtävän valon – toisin sanoen valaistuksen – kannalta. Fotometrian voidaan sanoa olevan silmän näkökyvylle kohdennettua radiometriä. Vaikka radiometria on kehittynyt samaan aikaan optiikan kanssa ja sillä on sama perusta kuin optiikalla, radiometria yleensä esitetään fysiikan oppikirjoissa optiikasta erillisenä aiheena. Optiikan ja radiometrian yhteyttä voi havainnollistaa kameran objektiivilla, perinteisellä optiikalla säädetään kuva teräväksi ja radiometriä käytetään oikean valotuksen laskemiseen.

Tässä luvussa esitetään säteilyturvallisuuden kannalta keskeiset optisen radiometrian käsitteet ja lait sekä mittausten menetelmät. Optiselle säteilylle herkkä silmä kuvataan radiometrisenä järjestelmänä.

2.1 Radiometrian perusteet

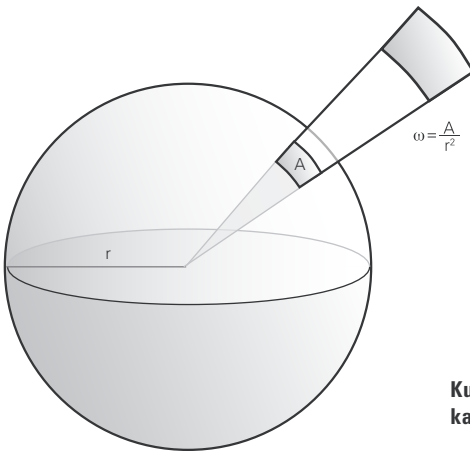
Seuraavassa esitetään radiometrian perussuureet ja niiden väliset yhteydet. Lisäksi tarkastellaan yksinkertaisia perusesimerkkejä, jotka kuvaavat radiometristen suureiden ominaisuuksia ja altistumisen arviointia iholla ja silmässä. Sen syvemmälle ihmisen kehoon optinen säteily ei tunkeudu.

Avaruuskulmat

Radiometrian perusteisiin kuuluu oleellisesti avaruuskulma. Avaruuskulma on kolmiulotteinen vastine kaksiulotteiselle kulmalle. Avaruuskulman symboli radiometriassa on ω ja yksikkö steradiaani (sr). Avaruuskulma on kartiopinnan rajoittama avaruuden osa (kuva 2.1). Avaruuskulman suuruus

ilmoitetaan kartiopinnan r säteisen ympyrän pinnalta rajaaman pinta-alan A suhteena ympyrän säteen neliöön. Kartion kärki on ympyrän keskipisteessä.

$$\omega = \frac{A}{r^2} \quad (2.1)$$

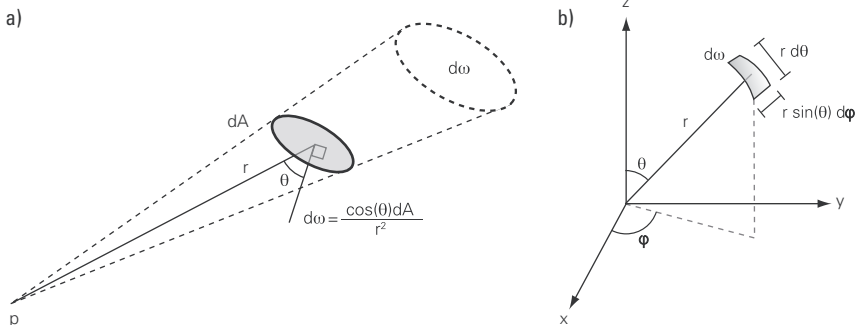


Kuva 2.1 Avaruuskulma, joka on kartiopinnan rajaama avaruuden osa

Etäisyydellä r sijaitsevan yksittäisen pinta-ala-alkion dA rajaama avaruuskulma $d\omega$ on

$$d\omega = \frac{\cos(\theta)dA}{r^2}, \quad (2.2)$$

missä θ on pinnan normaalin ja pinta-ala-alkion paikkavektorin välinen kulma, kuten kuvasta 2.2a havaitaan.



Kuva 2.2 Pinta-ala-alkion dA rajaama avaruuskulma $d\omega$

a) yleisesti esitettyinä ja b) pallokordinaateissa

Pallokoordinaateissa (kuva 2.2.b) pallon pinnalla olevan pinta-ala-alkion rajaama avaruuskulma-alkio $d\omega$ on

$$d\omega = \frac{dA}{r^2} = \frac{rd\theta \cdot \sin(\theta)r d\varphi}{r^2} = \sin(\theta)d\theta d\varphi. \quad (2.3)$$

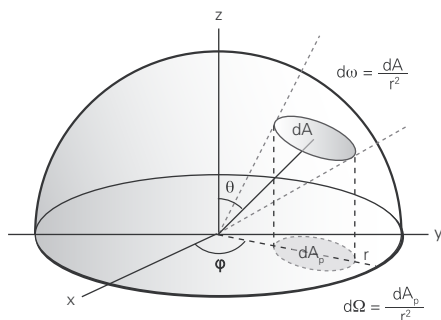
Koko pallon avaruuskulma on 4π .

Toinen radiometriassa, erityisesti mittauslaskuissa, käytetty kulma on projektioavaruuskulma Ω . Avaruuskulman ω rajaama pinta-ala A pallon pinnalta projisoidaan pallon puolittavan ympyrän tasopinnalle. Avaruuskulman

$$d\omega = \frac{dA}{r^2} \quad (2.4)$$

rajaaman pinta-alan A projektio r -säteisen ympyrän pinnalle on projektio-pinta-ala A_p . Projektioavaruuskulma on tämän projektio-pinta-alan suhde ympyrän säteen neliöön (kuva 2.3),

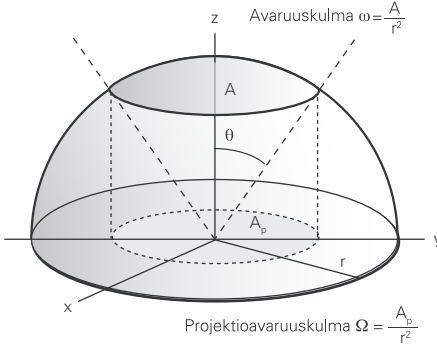
$$d\Omega = \frac{dA_p}{r^2} = \frac{\cos(\theta)dA}{r^2} = \cos(\theta)d\omega. \quad (2.5)$$



Kuva 2.3 Avaruuskulman $d\omega$ ja projektioavaruuskulman $d\Omega$ välinen suhde

Erikoistapauksena avaruuskulman ja projektioavaruuskulman suhteesta tarkastellaan kulman θ rajaamaa pallokalottia (kuva 2.4).

Pallokalotin avaruuskulma on



Kuva 2.4 Pallokalotin rajaama avaruuskulma ja projektiiovaruuskulma

$$\omega = \frac{A_p}{r^2} = 2\pi(1 - \cos(\theta)) \quad (2.6)$$

ja vastaava projektiiovaruuskulma

$$\Omega = \frac{A}{r^2} = \pi \sin^2(\theta). \quad (2.7)$$

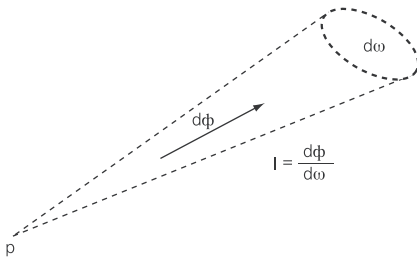
Puoliavaruuden rajaama avaruuskulma on 2π ja vastaava projektiiovaruuskulma on π .

SI-yksiköissä avaruuskulman symboliksi on määritetty Ω . Radiometriassa käsittelevässä kirjallisuudessa avaruuskulman symbolina on käytössä sekä Ω että ω . Yleensä kun projektiiovaruuskulma on määritetty, on symbolien käyttö sama kuin tässä kirjassa, eli avaruuskulmaa merkitään symbolilla ω ja projektiiovaruuskulmaa symbolilla Ω . Muita tekstejä lukiessa on syytä tarkistaa, millä symbolilla avaruuskulmaa merkitään epäselvyyksien ja väärinymmärryksen välttämiseksi.

Säteilyintensiteetti

Radiometriassa tarkastellaan säteilytehon Φ etenemistä. Säteilytehon yksikkö on W. Säteilyintensiteetti I (kuva 2.5) on pistelähteen tiettyyn avaruuskulmaan säteilemä teho

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega}. \quad (2.8)$$

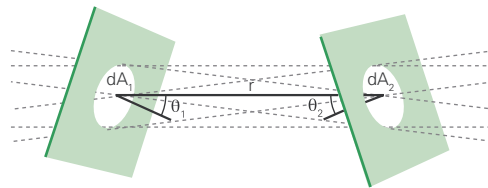


Kuva 2.5 Säteilyintensiteetti on pistelähteen tiettyyn avaruuskulmaan säteilemä teho

Säteilyintensiteetin yksikkö on W/sr. Säteilyintensiteetti ei riipu lähteen etäisyydestä vaan on vakio kaikilla etäisyyksillä. Säteilyintensiteetti kuvaa parhaiten kansanomaista lähteen ”kirkkautta”.

Radianssi

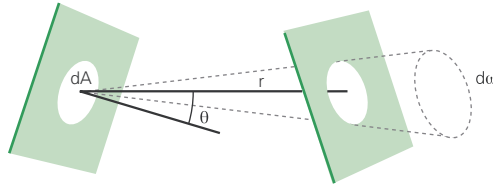
Radiometriassa säteilyenergia etenee radiometrisessä säteessä, kuva 2.6. Radiometrinen säde määritellään säteilynä, joka kulkee kahden hyvin pienen (infinitesimaalisen) pinta-ala-alkion dA_1 ja dA_2 lävitse. Sädettä voidaan visualisoida kuvittelemalla kahta pahvilevyä, joissa olevien reikien läpi kulkeva säteilyenergia muodostaa radiometrisen säteen.



Kuva 2.6 Radiometrinen säde, jossa säteilyenergian ajatellaan etenevän

Radianssi L kuvaa radiometrisessä säteessä kulkevaa säteilytehoa (kuva 2.7) eli radianssi on pinta-ala-alkion dA avaruuskulmaan $d\omega$ säteilemä teho

$$L = \frac{d^2\Phi}{dA \cos(\theta) d\omega}. \quad (2.9)$$



Kuva 2.7 Radianssi kuvaa säteessä kulkevaa säteilytehoa

Kuvassa 2.8 tarkastellaan häviöttömässä väliaineessa etenevää sädettä. Pinta-ala-alkion dA_1 avaruuskulmaan $d\omega_2$ säteilemä radianssi on

$$L_2 = \frac{d^2\Phi}{dA_1 \cos(\theta_1) d\omega_2}. \quad (2.10)$$

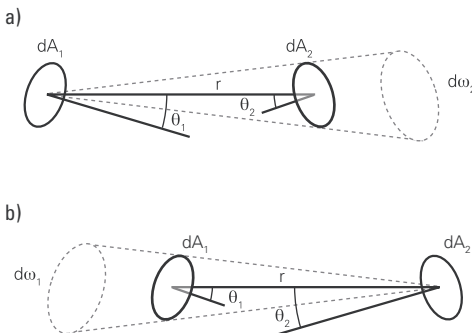
Toisaalta pinta-ala-alkiolle dA_2 avaruuskulmasta $d\omega_1$ tuleva radianssi on

$$L_1 = \frac{d^2\Phi}{dA_2 \cos(\theta_2) d\omega_1}. \quad (2.11)$$

Tästä huomataan, että lähtevä ja saapuva radianssi ovat samat,

$$L_1 = L_2, \quad (2.12)$$

eli radianssi pysyy vakiona. Yleisemmin sanottuna; säteilyn kulkiessa kahden eri aineen välisen rajapinnan läpi säilyy suhde L/n^2 vakiona, missä n on aineen taitekerroin.



Kuva 2.8 Radianssin säilyminen

a) Pinta-ala-alkion dA_1 avaruuskulmaan $d\omega_2$ säteilemä radianssi

b) Pinta-ala-alkiolle dA_2 avaruuskulmasta $d\omega_1$ tuleva radianssi

Radianssilaki,

$$\frac{L_1}{n_1^2} = \frac{L_2}{n_2^2}, \quad (2.13)$$

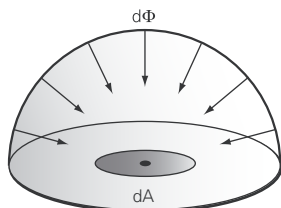
on yksi radiometrian tärkeimmistä peruslaeista, joka tarkoittaa sitä, että häviöttömässä optisessa järjestelmässä L/n^2 ei muutu. Erityisesti tulee huomata, että säteilyn kulkiessa väliaineen läpi ja palatessaan taas alkuperäiseen aineeseen, pysyy radianssi vakiona, esimerkiksi säteilyn kulkiessa linssin lävitse.

Irradianssi

Irradianssi E , yksikkö W/m^2 , kuvaa pinta-ala-alkiolla puoliavaruudesta tulevaa säteilytehoa

$$E = \frac{d\Phi}{dA}. \quad (2.14)$$

Irradianssi on havainnollistettu kuvassa 2.9.



Kuva 2.9 Irradianssi on pinta-ala-alkiolla dA puoliavaruudesta tuleva säteilyteho $d\Phi$

Vastaavasti pinnalta lähtevä puoliavaruuteen säteilevä säteilyteho eli eksittanssi on

$$M = \frac{d\Phi}{dA}. \quad (2.15)$$

Irradianssi ja säteilyintensiteetti saadaan integroimalla radianssi joko pinta-alan tai avaruuskulman yli. Säteilyintensiteetti saadaan integroimalla radianssi pinta-alan yli

$$I = \int L \cos(\theta) dA. \quad (2.16)$$

Vastaavasti irradianssi saadaan integroimalla radianssi puoliavaruuden 2π yli

$$E = \int_{2\pi} L \cos(\theta) d\omega. \quad (2.17)$$

Pistelähteen säteily

Pistelähteen säteily on yksinkertainen erikoistapaus, jonka avulla voidaan havainnollistaa säteilyn radiometrisia ominaisuuksia. Yhdistämällä säteilyintensiteetti

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega} \quad (2.18)$$

ja pinta-ala-alkion dA rajaama avaruuskulma etäisyydellä r

$$d\omega = \frac{\cos(\theta) dA}{r^2}, \quad (2.19)$$

saadaan pinta-ala-alkiolle saapuvaksi irradianssiksi

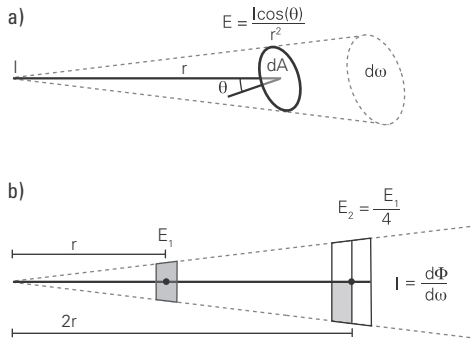
$$E = \frac{I \cos(\theta)}{r^2}. \quad (2.20)$$

Kuvassa 2.10 tarkastellaan pistelähteen irradianssin muodostumista.

Kaavasta 2.20 nähdään kaksi pistelähteen irradianssin perusominaisuutta:

- Irradianssi riippuu säteilyn tulokulman kosinista; kosinilaki.
- Irradianssi pienenee etäisyyden neliössä; neliölaki.

Nämä kaksi ominaisuutta ovat radiometrian nyrkkisääntöjä arvioitaessa pistelähteen irradianssia.



Kuva 2.10 Pistelähteen irradianssi, joka riippuu

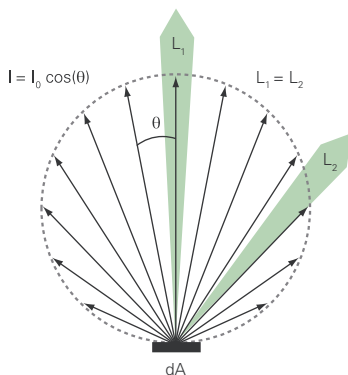
a) säteilyn tulokulman θ kosinista ja b) käänteisesti etäisyyden r neliöstä

Lambertin lähde

Lambertin lähde on radiometriassa tärkeä erikoistapaus, sillä Lambertin lähteen radianssi on kaikkiin suuntiin vakio, kuten kuvassa 2.11 esitetään. Tällöin lähteen säteilyintensiteetti ja tähän suuntaan säteilemä teho pienenee pinnan normaalin ja säteen suunnan välisen kulman θ kosinin mukaan

$$I(\theta) = \int L \cos(\theta) dA = I_0 \cos(\theta). \quad (2.21)$$

Sama asia voidaan sanoa niin, että säteily pienenee, kun lähteen projektiopinta-ala pienentyy.

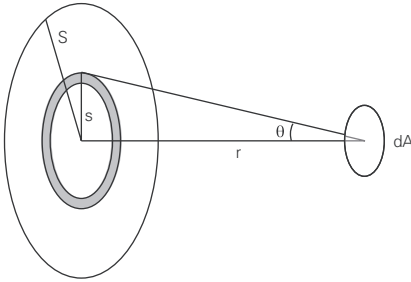


Kuva 2.11 Lambertin lähteen radianssi on kaikkiin suuntiin vakio

Suuri osa luonnossa esiintyvistä epäkoherentin säteilyn lähteistä on hyviä Lambertin lähteitä, esimerkkeinä ovat korkeassa lämpötilassa hehkuva kappale ja aurinko. Pinnan rakenne voi tehdä lähteestä muun kuin Lambertin lähteen, esimerkkinä tästä on ruohikko, joka sivulta päin katsottuna näyttää vihreältä, mutta suoraan ylhäältä katsottaessa näkyy myös ruskea maa. Ruoho voi siis todella olla vihreämpää, tai ainakin näyttää vihreämmältä aidan toiselta puolella, koska se ei ole Lambertin lähde.

Pyöreän levyn säteily

Pyöreän levyn säteily on hyödyllinen esimerkki mittausten kannalta (kuva 2.12). Pyöreä levy, jonka säde on S , on Lambertin lähde eli sen radianssi L on vakio.



Kuva 2.12 Pyöreän levyn säteily

Etäisyydellä r sijaitsevalle pinnalle tuleva irradianssi on

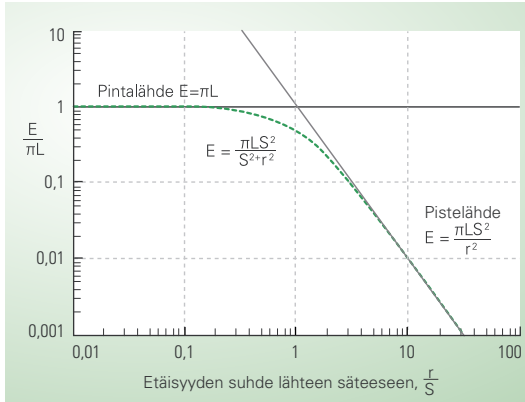
$$E = \int_{2\pi} L \cos(\theta) d\omega. \quad (2.22)$$

Rengas, jonka säde on s , rajaa infinitesimaalisen avaruuskulman

$$d\omega = \frac{\cos(\theta) 2\pi s ds}{s^2 + r^2} = \frac{r}{\sqrt{s^2 + r^2}} \cdot \frac{2\pi s ds}{s^2 + r^2}. \quad (2.23)$$

Irradianssi on tällöin

$$E = \int_0^S \frac{L 2\pi r^2 s}{(s^2 + r^2)^2} ds = \frac{L\pi S^2}{S^2 + r^2}. \quad (2.24)$$



Kuva 2.13 Pyöreän levyn irradianssi etäisyyden funktiona

Kuvassa 2.13 on esitetty pyöreän levyn irradianssi etäisyyden ja lähteen koon funktiona. Kun etäisyys on pieni, $r \ll S$, lähestyy pyöreän levyn säteilemä irradianssi äärettömän levyn irradianssia

$$E = \pi L. \quad (2.25)$$

Kun etäisyys on suuri, $r \gg S$, lähestyy irradianssi pistelähteen irradianssia

$$E = \frac{\pi LS^2}{r^2}, \left(= \frac{I}{r^2} \right). \quad (2.26)$$

Säteilevän lähteen koon ollessa pienempi kuin kymmenesosa ($S < r/10$) lähteen etäisyydestä, tehdään pistelähdeaprosimaatiolla alle prosentin virhe.

Ilmoittamalla irradianssi lähteen kulmakoon eli kulman θ avulla ja muistamalla kalotin rajaama projektioavaruuskulma (kaava 2.7), saadaan

$$E = L\pi \sin^2(\theta) = L\Omega. \quad (2.27)$$

Lambertin lähteen aiheuttama irradianssi on lähteen radianssin ja sen projektioavaruuskulman tulo.

Säteilyn heijastuminen ja eteneminen väliaineessa

Säteilyn kohdatessa väliaineen säteily heijastuu, absorboituu väliaineeseen tai läpäisee väliaineen. Heijastuneen säteilytehon suhdetta tulevan säteilyn säteilytehoon kuvataan heijastussuhteella ρ . Vastaavasti läpäisseen säteilytehon suhde tulevan säteilyn säteilytehoon on läpäisyysuhde τ ja absorboituneen säteilytehon suhde tulevan säteilyn säteilytehoon on absorptiosuhde α . Heijastussuhteen, läpäisyysuhteen ja absorptiosuhteen summalle pätee

$$\rho + \alpha + \tau = 1, \quad (2.28)$$

energian säilymisen perusteella.

Heijastumisessa ja läpäisyssä säteilyn suuntaominaisuudet voivat muuttua. Yksinkertaiset ääritapaukset ovat suunta- ja hajaheijastus sekä vastaavat suunta- ja hajaläpäisy (kuva 2.14). Suuntaheijastuksessa heijastuneen säteilyn heijastuskulma on säteilyn tulokulman suuruinen. Hajaheijastuksessa heijastunut säteily toimii Lambertin lähteenä siten että heijastuneen säteilyn radianssi on vakio kaikkiiin suuntiin. Pinnan heijastuskertoimen ollessa ρ on hajaheijastuneen säteilyn radianssi

$$L = \rho \frac{E}{\pi}, \quad (2.29)$$

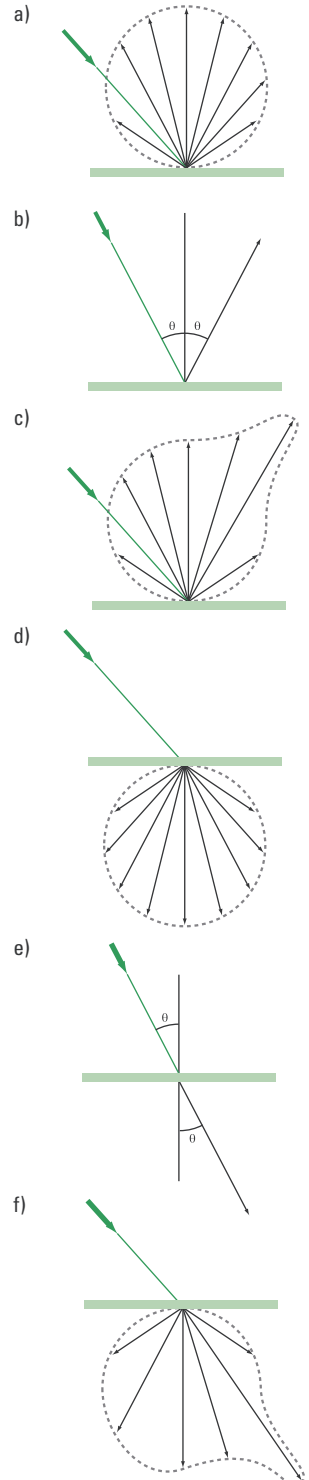
missä E on pinnalle tulevan säteilyn irradianssi.

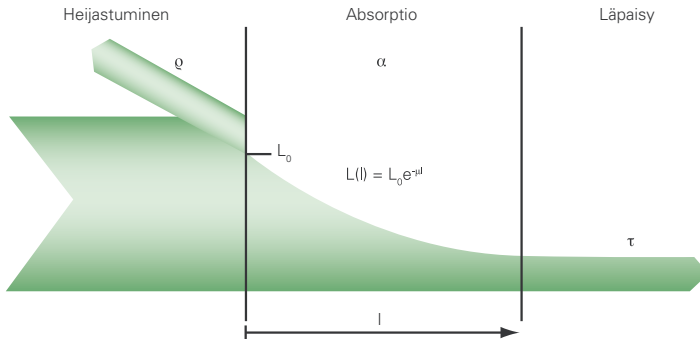
Säteilyn edetessä väliaineessa se vaimenee pääasiassa absorboitumisen takia (kuva 2.15). Myös sironta ja fluoresenssi vaimentavat säteilyä. Säteily vaimenee väliaineessa eksponentiaalisesti

$$L = L_0 e^{-\mu l}, \quad (2.30)$$

missä L_0 on säteilyn radianssi väliaineen pinnassa, μ on säteilyn vaimenemiskerroin ja l on säteilyn väliaineessa ete-

Kuva 2.14 Säteilyn a) hajaheijastuminen b) suuntaheijastuminen ja c) sekaheijastuminen sekä läpäisylle vastaavat d) hajaläpäisy, e) suuntaläpäisy ja f) sekaläpäisy





Kuva 2.15 Säteilyn eteneminen väliaineessa

Tulevasta säteilystä osa heijastuu väliaineen pinnasta. Edetessään väliaineessa säteily vaimenee eksponentiaalisesti. Kuvasta on selvyden vuoksi jätetty pois väliaineen takapinnalla ja pintojen välillä tapahtuvat heijastukset.

nemä matka. Säteilyn vaimenemislaki tunnetaan keksijöidensä (Beer, Lambert ja Bouguer) mukaan joko Beerin, Beer–Lambertin tai Beer–Lambert–Bouguerin lakina.

Yksinkertainen radianssimittari

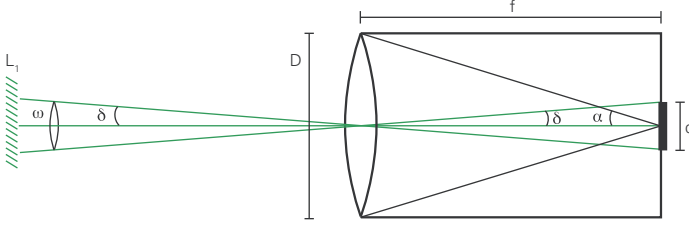
Yksinkertaisimmillaan radianssimittari koostuu putkesta, jonka pohjalla on säteilyä mittaava pieni detektori ja suulla tarkoin rajattu reikä eli aperttuuri. Detektori muuntaa osan sen pinnalle tulevasta säteilytehosta mitattavaksi signaaliksi. Detektori mittaa näin aperttuurin ja detektorin muodostaman säteen radianssia. Tällaisen radianssimittarin herkyys on kuitenkin heikko.

Käytännössä toimivan radianssimittarin saa linssin ja detektorin yhdistelmällä (kuva 2.16). Detektori on sijoitettu linssin polttovälin f etäisyydelle linssistä. Linssin polttoväli ja detektorin koko määräävät avaruuskulman ω , josta tuleva säteily pääsee detektorille. Paraksiaaliapproksimaation mukaan linssin keskikipsteen kautta kulkevat säteet eivät muuta suuntaansa, jolloin radianssimittarin vastaanottokulma δ on

$$\delta = \arctan\left(\frac{d}{2f}\right), \quad (2.31)$$

missä d on detektorin halkaisija. Radianssimittarin vastaanottokeilan avaruuskulma ω on

$$\omega = 2\pi(1 - \cos(\delta)). \quad (2.32)$$



Kuva 2.16 Yksinkertainen radianssimittari

Radianssimittari mittaa vastaanottokeilan keskimääräistä radianssia L_1 . Irradianssi E_l linssin tasolla on

$$E_l = \pi L_1 \sin^2(\delta). \quad (2.33)$$

Linssi vaimentaa radianssia niin, että linssin läpäissyt radianssi L_2 on

$$L_2 = \tau L_1, \quad (2.34)$$

missä τ on linssin läpäisysuhde.

Linssi kohdistaa kulmassa α näkyvät säteet detektorille,

$$\alpha = \arctan\left(\frac{D}{2f}\right), \quad (2.35)$$

missä D on linssin halkaisija.

Irradianssi E_d detektorilla on

$$E_d = \pi\tau L_1 \sin^2(\alpha). \quad (2.36)$$

Radianssimittarin detektorin antama signaali on suoraan verrannollinen detektorille saapuvaan säteilytehoon Φ_d ,

$$\Phi_d = A_d E_d = \pi\tau A_d L_1 \sin^2(\alpha). \quad (2.37)$$

Linssin f-luku

Linssien valovoimaa kuvataan f-luvulla f_{no} . f-luku on linssin polttovälin f ja halkaisijan D suhde

$$f_{no} = \frac{f}{D}.$$

Linssin polttopisteestä linssi näkyy projektioavaruuskulmassa

$$\Omega = \pi \sin^2(\alpha).$$

Linssin f-luvun avulla ilmoitettuna projektioavaruuskulma on

$$\Omega = \pi \frac{1}{1 + 2f_{no}^2}.$$

Mitä pienempi f-luku on, sitä suurempi on linssin kyky kerätä valoa.

Suurennuslasi ja aurinko

Käytetään suurennuslasia kohdistamaan auringon säteily suurennuslasin polttopisteeseen, kuten kuvassa 2.17 esitetään. Lasketaan auringon säteilyn radianssi ja irradianssi linssillä ja polttopisteessä, kun ilmakehän ja linssin häviöt jätetään huomiotta.

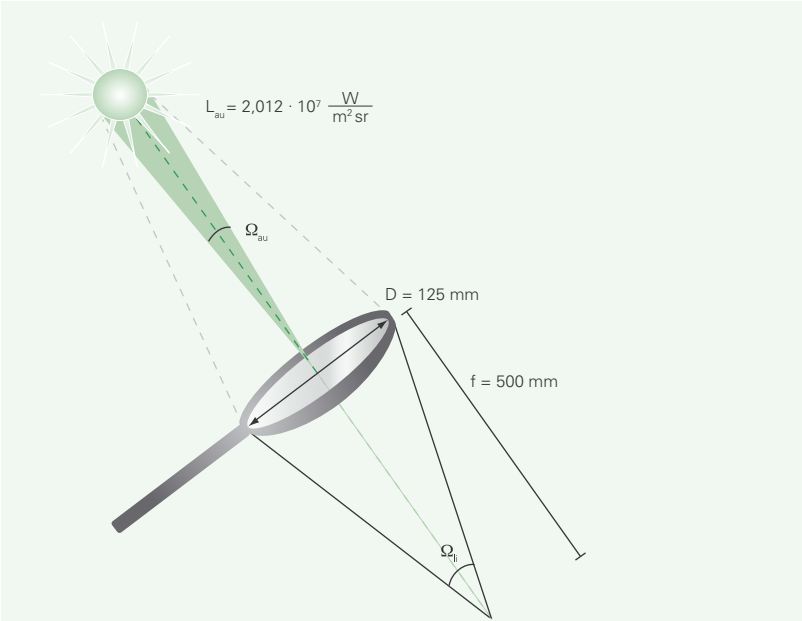
Linssin halkaisija on $D = 125$ mm ja polttoväli $f = 500$ mm.

Auringon halkaisija maasta katsottuna on noin $0,533^\circ$, joten sen rajaama projektioavaruuskulma on

$$\Omega_{au} = \pi \sin^2(0,533^\circ / 2) \approx 6,79 \cdot 10^{-5} \text{ sr}.$$

Auringon radianssi on $L_{au} = 2,012 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2\text{sr}$.

Irradianssi linssin tasossa on $E_{au} = L_{au} \Omega_{au} = 1\,366 \text{ W/m}^2$.



Kuva 2.17 Suurennuslasilla kohdistetun auringon säteily

Koska linssi oletettiin häviöttömäksi, on radianssi linssin polttopisteessä sama kuin linssin tasossa. Linssin rajaama projektiavaaruuskulma polttopisteessä on

$$\Omega_{li} = \pi \frac{(0,5 \cdot D)^2}{(0,5 \cdot D)^2 + f^2} = \pi \frac{(76,5)^2}{(76,5)^2 + 500^2}.$$

Irradianssi polttopisteessä on $E_{po} = L_{au} \Omega_{li} = 972 \text{ kW/m}^2$.

Spektriset suureet

Kaikki radiometriset suuret riippuvat säteilyn aallonpituudesta λ . Aineiden ominaisuudet, kuten heijastus ja läpäisy, riippuvat säteilyn aallonpituudesta. Samoin eri säteilylähteiden säteily riippuu aallonpituudesta. Säteilyn aallonpituusriippuvuutta kuvataan spektrisillä suureilla, esimerkiksi spektrinen irradianssi on

$$E(\lambda) = \frac{dE}{d\lambda} \quad (\text{tai } E_\lambda = \frac{dE}{d\lambda}) \quad (2.38)$$

Spektrisen irradianssin yksikkö on W/m^2nm . Kokonaisirradianssi E saadaan integroimalla spektrinen irradianssi käytetyn aallonpituusalueen yli

$$E = \int E(\lambda)d\lambda. \quad (2.39)$$

Säteilyn vaikutukset riippuvat sen aallonpituudesta. Säteilyn biologiset vaikutukset (luku 5), mittarien spektrinen herkkyys (luku 2), ja lainsäädännössä säteilyn enimmäisrajat (luvut 3, 7 ja 9) riippuvat kaikki tarkasteltavan säteilyn aallonpituudesta. Aallonpituusriippuvuutta kuvataan spektrisellä herkkyyskertoimella $S(\lambda)$. Spektrinen herkkyyskerroin on sitä suurempi, mitä suurempi säteilyn vaikutus on kyseisellä aallonpituudella. Toisin sanoen, mitä suurempi spektrinen herkkyyskerroin on, sitä suurempi on säteilyn vaikutus, esimerkiksi ihossa, samalla säteilyannoksella. Spektrin herkkyyserroin on yleensä skaalattu niin, että sen maksimi-arvo on 1. Spektrinen herkkyyskerroin on laaduton.

Spektrisellä herkkyyskertoimella painotetut suuret saadaan suorittamalla kertolasku painottamattoman suureen ja sen aallonpituutta vastaavan spektrisen herkkyyskertoimen kesken, esimerkkeinä painotettu spektrinen irradianssi ja painotettu spektrinen radianssi

$$E_{\text{painotettu}}(\lambda) = S(\lambda) \cdot E(\lambda), \quad (2.40)$$

$$L_{\text{painotettu}}(\lambda) = S(\lambda) \cdot L(\lambda). \quad (2.41)$$

Koska spektrinen herkkyys on laaduton, ei painotetun ja painottamattoman suureen yksiköissä ole eroa. Sekaannuksen välttämiseksi painotettuja suureita käytettäessä on aina ilmoitettava käytetty spektrinen herkkyyskerroin.

Painotettu kokonaisirradianssi saadaan integroimalla painotettu spektrinen irradianssi halutun aallonpituusvälin yli

$$E_{\text{painotettu}} = \int S(\lambda)E(\lambda)d\lambda. \quad (2.42)$$

Fotokemiassa ja fotobiologiassa irradianssille, erityisesti painotetulle irradianssille, käytetään termiä annosnopeus.

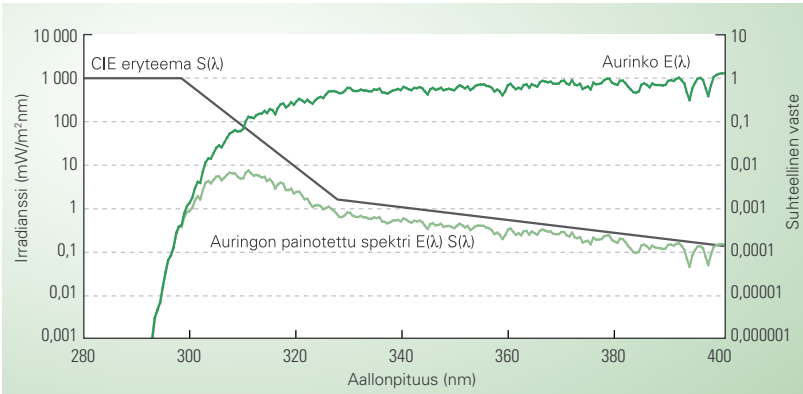
Kansainvälisen valaistusjärjestön CIE:n suosittama eryteemapainotus on yleisimpiä UV-säteilyn vaikutusspektrejä. Se kuvaa ihon punetumis- eli

palamisherkkyyttä ja sitä käytetään yleisesti lainsäädännössä ja UV-säteilyn biologisia vaikutuksia kuvatessa. Kuvassa 2.18 on esitetty kesäinen auringon spektrinen irradianssi, CIE:n eryteemapainotus ja CIE:n eryteemapainotuksella painotettu irradianssi. Kuvasta nähdään, että vaikka suurin osa auringon UV-säteilystä tulee UV-A aallonpituuksilla, on UV-B alueen vaikutus biologisesti huomattavasti suurempi.

FAKTALAATIKKO 2.2

CIE-eryteemapainotusspektri

$250 \text{ nm} \leq \lambda \leq 298 \text{ nm}$	$S(\lambda) = 1$
$298 \text{ nm} < \lambda \leq 328 \text{ nm}$	$S(\lambda) = 10^{0,094(298-\lambda)}$
$328 \text{ nm} < \lambda \leq 400 \text{ nm}$	$S(\lambda) = 10^{0,015(140-\lambda)}$



Kuva 2.18 Kesäinen keskipäivän auringon UV-spektri, CIE:n eryteemapainotus ja eryteemapainotettu auringon spektri.

Säteilytys ja annos

Säteilytys H on pinnalle tietyllä aikavälillä saapunut säteilyenergia pinta-alayksikköä kohden. Säteilytyksestä käytetään myös termiä annos D säteilyn kohdistuessa esimerkiksi ihmisen iholle. Säteilytys saadaan integroimalla pinnalle saapunut irradianssi aikavälin t_1 - t_2 yli

$$H = \int_{t_1}^{t_2} E(t) dt. \quad (2.43)$$

Jos irradianssi on ajan suhteen vakio, voidaan säteilytys laskea kertomalla irradianssi säteilytysajalla Δt ,

$$H = \Delta t \cdot E. \quad (2.44)$$

Vastaavasti painotetut säteilytykset saadaan kertomalla painotettu irradianssi säteilytysajalla

$$H_{eff} = \Delta t \cdot \int S(\lambda)E(\lambda)d\lambda. \quad (2.45)$$

Kun kuvataan UV-säteilyn kykyä aiheuttaa eryteemaa eli ihon punoitusta, käytetään usein käsitettä MED eli Minimal Erythemat Dose eli punoituskynnys. Sillä tarkoitetaan pienintä UV-säteilyn annosta eli energiatihelyttä H_{eff} , joka aiheuttaa iholla havaittavan, mutta lievän punoituksen. MED ei ole mikään määrätyn suuruinen vakio, vaan yksilökohtainen, ja vieläpä ihon rusketuksesta ja muusta karaistumisesta riippuva arvo. Eri yksilöiden välillä ihon MED voi vaihdella moninkertaisesti välillä 100–1 000 J/m² CIE-eryteemapainotettuna annoksena.

Vaikkei MED:n suuruutta ole yksilöity, on sitä käytetty yleisesti UV-säteilyn annoksen ja erityisesti annosnopeuden yksikkönä. Annosnopeudelle on yleisesti käytetty yksikköä MED:ä tunnissa, MED/h, ja monet UV-mittarit näyttävät mittaustuloksen MED/h-yksiköissä. Käytettäessä MED/h-yksikköä on aina kerrottava MED:n suuruus. Suomessa STUK käyttää mittareiden kalibroinnissa MED:n arvona 200 J/m² ja yleisimmissä mittareissa käytetään MED-arvoja 210 J/m² ja 250 J/m². Käytettäessä MED:ä yksikkönä, ovat annos ja annosnopeus aina CIE-eryteemapainotettuja.

Tilanteen selkeyttämiseksi CIE on määrittänyt SED:n (Standard Erythemat Dose), jonka suuruus on 100 J/m² CIE-eryteemapainotettuna. Huomaa, että SED on kansainvälisesti sovittu yksikkö eikä se ole kenenkään yksilökohtainen punoituskynnys! Mittaustulokset ilmoitetaan käyttäen SED-yksiköitä ja MED:a käytetään vain puhuttaessa yksilökohtaisesta punoituskynnystä. Tällöin MED ei ole yksikkö, vaan tarvittaessa MEDin suuruus ilmoitetaan käyttäen yksikkönä SED:a tai J/m² CIE-eryteemapainotettuna.

ESIMERKKI 2.2

Lääketieteellistä valohoitoa saavan potilaan UV-annoksen laskeminen

Joitain ihosairauksia hoidetaan UV-säteilyllä tehokkaasti ja valohoidoista onkin lisää tietoa luvuissa 5 ja 6. Optisen säteilyn mittaukseen perehdytään tarkemmin kohdassa 2.4.

Potilaan saaman UV-annoksen laskua varten on tiedettävä laitteen säteilemän UV-säteilyn teho, jos valotusta säädellään pelkällä

laitteen ajastimella. Kun annosnopeus tunnetaan, voidaan laskea kuinka pitkä valotusaika tarvitaan halutun suuruisen annoksen tuottamiseen. Annos D on valotusajan Δt ja annosnopeuden E tulo, eli

$$D = \Delta t \cdot E$$

a) PUVA-laitteen annosnopeus on mitattu mittarilla, jossa on kaksi erillistä mittapäätä eli anturia sekä UVA-säteilylle että eryteemapainotetulle UV-säteilylle. UVA-säteilyn voimakkuudeksi (eli irradianssiksi tai tehotiheudeksi) saadaan $11,5 \text{ mW/cm}^2$ ja eryteemaefektiiviseksi annosnopeudeksi mittari näyttää $1,6 \text{ MED/h}$. Annosnopeusmittauksissa mittarin on oltava kalibroitu valohoidoissa käytetyille lampuille. UVA-anturin kalibroitikerroin laitteessa käytettäville PUVA-lampuille on $0,68$, ja eryteema-anturin kalibroitikerroin PUVA-lampuille on $1,2$, kun 1 MED on määritelty vastaamaan 200 J/m^2 . Kalibroitikertoimella korjatut annosnopeudet E_{UVA} ja E_{Eryt} ovat seuraavat:

$$E_{UVA} = 0,68 \cdot 11,5 \text{ mW/cm}^2 = 7,8 \text{ mW/cm}^2$$

$$E_{Eryt} = 1,2 \cdot 1,6 \text{ MED/h} = 1,9 \text{ MED/h} = 3,8 \text{ SED/h}$$

PUVA-laitteella hoidetun potilaan hoitojakson kokonaisvalotusaika on 33 minuuttia. Silloin hoitojakson UVA-säteilyn kokonaisannos $D_{UVA-tot}$ saadaan laskettua seuraavasti:

$$D_{UVA-tot} = 33 \cdot 60 \text{ s} \cdot 7,8 \text{ mW/cm}^2 = 15,4 \text{ J/cm}^2.$$

b) UV-B-hoitolaitteen eryteemaefektiivinen annosnopeus on kalibroidun mittauksen perusteella 70 MED/h . Lääkäri määrää potilaan hoidon aloitusannokseksi $1,5 \text{ SED}$:ä ja seuraavia annoksia korotettaviksi 1 SED:n välein. 1 SED on määritelmänsä mukaan 100 J/m^2 eryteemaefektiivisenä annoksena. Eryteemamittareiden MED-yksikkö on $200 \text{ J/m}^2 = 2 \text{ SED/h}$, joten mittarin mittaama 70 MED/h on 140 SED/h . Silloin aloitusannoksen valotusaika Δt_0 saadaan seuraavasti:

$$\Delta t_0 = \frac{1,5 \text{ SED}}{140 \text{ SED/h}} = 0,0107 \text{ h} = 39 \text{ s}.$$

Valotusaikoja pidennetään vastaavasti 26 sekunnin välein.

Fotometria

Fotometria ja radiometria eroavat toisistaan aallonpituusalueen ja spektrisen painotuksen osalta. Radiometria käsittelee koko optista säteilyä, kun taas fotometria käsittelee vain näkyvää valoa. Voidaan sanoa, että fotometria on silmän näköaistimuksen spektriherkkyydellä painotettua radiometriä. Jokaisella radiometrisellä suurella ja yksiköllä on vastineensa fotometrian puolella, kuten taulukossa 2.1 on kuvattu.

Radiometria		Fotometria	
Suure	Symboli ja yksikkö	Suure	Symboli ja yksikkö
Irradianssi	E (W/m ²)	Valaistusvoimakkuus	E_v (lm/m ²) tai (lx)
Säteilyintensiiteetti	I (W/sr)	Valovoima	I_v (cd) tai (lm/sr)
Radianssi	L (W/sr m ²)	Luminanssi	L_v (cd/m ²) tai (lm/sr m ²)

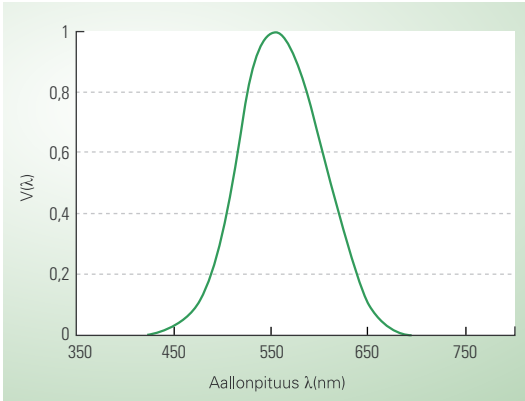
Taulukko 2.1 Radiometriset ja fotometriset suuret ja yksiköt

Fotometrian perussuure valovoima I_v , jonka yksikkö on kandela (cd), on yksi SI-järjestelmän seitsemästä perusyksiköstä. Kandela on määritelty seuraavasti: ”Kandela on sellaisen säteilijän valovoima, joka tiettyyn suuntaan lähettää monokromaattista 540 terahertsin (THz) taajuisia säteilyä ja jonka säteilyintensiiteetti tähän suuntaan on 1/683 wattia steradiaania kohti”. Määritelmän taajuus 540 THz vastaa 555,016 nm aallonpituutta ilmassa.

Fotometriset suuret saadaan vastaavista radiometrisistä suureista painottamalla ne silmän spektriherkkyydellä $V(\lambda)$, integroimalla näkyvän valon aallonpituusalueen yli ja kertomalla tulos valotehokkuusvakioilla K_m . Esimerkiksi valaistusvoimakkuus E_v saadaan irradianssista seuraavasti

$$E_v = K_m \int_{380}^{780} V(\lambda) E(\lambda) d\lambda, \quad (2.46)$$

jossa $E(\lambda)$ on spektrinen irradianssi, $V(\lambda)$ on silmän spektriherkkyys päivänvalolle ja $K_m = 683$ lm/W on valotehokkuusvakio (kuva 2.19).



Kuva 2.19 Silmän spektriherkkyys $V(\lambda)$

Herkkyyskäyrän maksimi on aallonpituuden 555 nm kohdalla.

FAKTALAATIKKO 2.3

Radiometrian rajoitukset

Radiometria perustuu geometriseen optikkaan, joten se ei ota huomioon säteilyn aaltoluonteesta johtuvia aalto-optiikan ilmiöitä, kuten interferenssiä ja diffraktiota. Interferenssissä kahden säteen summautumisessa pitää ottaa huomioon myös säteilyn vaihe; vaihe-erosta riippuen säteily voi joko vahvistua tai vaimentua. Ohut öljykalvo on esimerkki interferenssistä, eri värit voimistuvat tai vaimentuvat kalvon paksuudesta riippuen. Toinen esimerkki on hila, joka taittaa eri aallonpituiset säteet eri tavalla.

Diffraktiossa säteilyn aallonpituuteen verrattuna pienet yksityiskohdat muuttavat säteilyn kulkusuuntaa geometrisesta optiikasta poikkeavasti. Yleisesti diffraktio jaetaan Fraunhoferin ja Fresnelin diffraktioon, josta Fresnelin diffraktio on käsitteellisesti yleisempi ja hankalampi käsitellä. Fraunhoferin diffraktio on yksi Fresnelin diffraktion erikoistapauksista. Fraunhoferin diffraktiota tapahtuu kohdistavan optiikan fokus-tasossa sekä kun etäisyys säteilylähteestä on suurempi kuin D^2/λ . D on säteilylähteen halkaisija.

Yleisesti valon aaltoluonteesta johtuvat ilmiöt voidaan jättää huomiotta, kun tarkasteltavat mittasuhteet ovat suuria verrattuna säteilyn aallonpituuteen ja kun säteily ei ole koherenttia. Koherenssi kuvaa säteilyn interferenssikykyä. Koherentti säteily interferoi eli säteily voi vaimentua tai vahvistua säteilyn vaihe-erojen mukaan.

Normaali valkoinen valo on epäkoherenttia eli se ei interferoi. Tunnetuin esimerkki koherentista säteilystä on lasersäde. Tähtien valo on mielenkiintoinen esimerkki koherentista säteilystä. Tähdestä lähtiessään säteily ei ole koherenttia, mutta kun etäisyys kasvaa hyvin suureksi, tulee säteilystä koherenttia. Säteily alkaa muuttua osittain koherentiksi, kun etäisyys on suurempi kuin D^2/λ , missä D on säteilylähteen tai diffraktoivan aukon halkaisija.

Yleisesti radiometria ja sähkömagneettinen kenttäteoria on ollut vaikea sovittaa yhteen. Vasta 1900-luvun lopulla radiometrian käsitteet on pystytty kuvaamaan koherenssiteorian avulla.

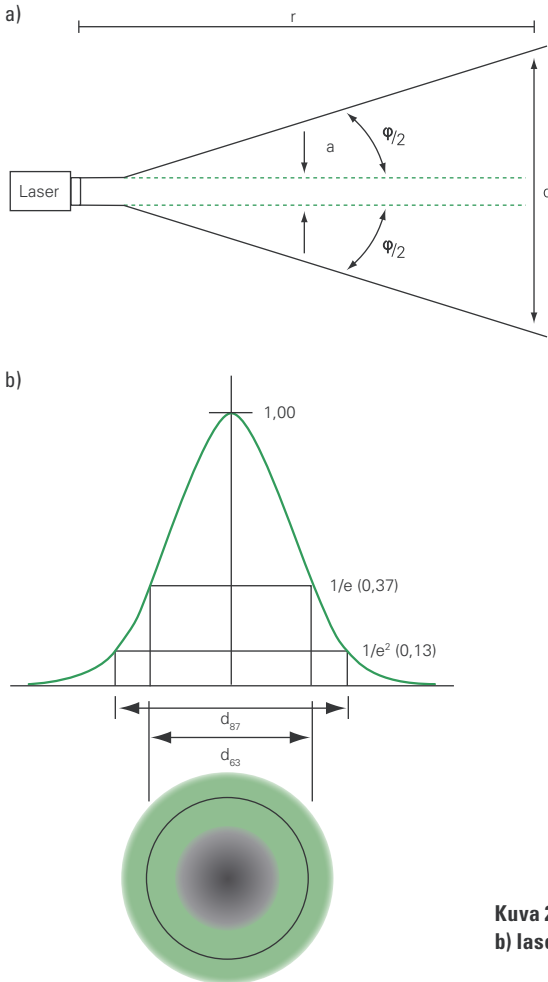
2.2 Lasersäteily

Lasersäteen ominaisuudet

Lasersäteily on optista säteilyä, joka syntyy stimuloitun emission avulla. Lasersäteily on monokromaattista, koherenttia, samansuuntaista ja se on hyvin fokusoitavissa. Monokromaattinen säteily on yhden väristä eli säteilyn aallonpituuskaista on hyvin kapea. Koherenssi kuvaa säteilyn kykyä interferoida, koherenssi säteily voi säteilyn vaihe-erosta riippuen joko vahvistua tai heikentyä. Samansuuntaisuuden vuoksi lasersäde etenee hyvin kapeana säteenä, jonka radianssi on hyvin suuri. Samansuuntaisuuden ja säteen pienen lähtöaukon vuoksi lasersäde voidaan kohdistaa hyvin pieneksi, jolloin tehotiheys fokuspisteessä nousee hyvin suureksi. Lasersäde kohdistuu silmässä hyvin pieneksi pisteeksi, jolloin ensivaikutelmalta pienetkin tehot voivat aiheuttaa silmävamman. Säteilysuojelumielessä säteen samansuuntaisuus ja hyvä fokusoitavuus ovat lasersäteen vaarallisia ominaisuuksia; säteen irradianssi pysyy vaarallisen suurena jopa kymmenien kilometrien päähän. Koherentiudella ja monokromaattisuudella ei ole niin paljon merkitystä lasersäteen vaarallisuuden kannalta.

Yksinkertaisimmillaan lasersäde voidaan esittää kuvan 2.20a esittämällä tavalla. Säde lähtee kapeasta lähtöaukosta, säteen halkaisija a ja leviää edetessään säteen divergenssikulman φ mukaisesti. Suurilla etäisyyksillä säteen halkaisija d on yksinkertaisesti säteen divergenssikulman (radiaaneissa) ja etäisyyden tulo,

$$d = r\varphi. \quad (2.47)$$



Kuva 2.20 a) Lasersäde ja
b) lasersäteen poikkileikkaus

Tarkkaan ottaen divergenssikulman ja säteen halkaisijan välinen yhteys lasketaan trigonometrisesti

$$\frac{d/2}{r} = \tan\left(\frac{\varphi}{2}\right), \quad (2.48)$$

mutta koska kulmat ovat pieniä, käytetään approksimaatiota $\tan(\varphi) \approx \varphi$. Pienillä kulmillä approksimaation aiheuttama virhe on pieni, esimerkiksi 0,1 rad (5,7°) kulmilla virhe on alle 0,3 prosenttia.

Yksinkertaisimmillaan säteen poikkileikkaus on Gaussin kellokäyrän mukainen, kuva 2.20b. Tällaista sädettä kutsutaan Gaussiseksi säteeksi. Säteen maksimi-irradianssi on säteen keskellä ja irradianssi laskee reunoille päin mentäessä. Säteen irradianssi on laskenut $1/e$ -osaan säteen halkaisijaa d_{63} vastaavalla etäisyydellä. Halkaisijaa d_{63} (ja sitä vastaavaa divergenssikulmaa) käytetään kuvaamaan säteen ominaisuuksia säteilyturvallisuuslaskuissa.

Gaussisen säteen irradianssi etäisyydellä d säteen keskipisteestä on

$$E = E_0 e^{-\left(\frac{d}{d_{63}}\right)^2}, \quad (2.49)$$

missä E_0 on irradianssi säteen keskellä.

Vastaavasti Gaussisen säteelle d säteisen apertuurin läpi kulkeva teho on

$$P = P_0 \left(1 - e^{-\left(\frac{d}{d_{63}}\right)^2} \right), \quad (2.50)$$

missä P_0 on koko säteen teho.

Teknisissä tiedoissa lasersäteen halkaisija ja divergenssi annetaan usein $1/e^2$ -arvojen mukaan. Säteilyturvallisuuslaskuissa käytetyn d_{63} -halkaisijan ja $1/e^2$ -mukaisen d_{87} -halkaisijan välinen yhteys on

$$d_{63} = \frac{d_{87}}{\sqrt{2}} \approx 0,71 \cdot d_{87}. \quad (2.51)$$

FAKTALAATIKKO 2.4

Irradianssin huippuarvo säteen keskellä

Gaussisen säteen irradianssi säteen keskellä saadaan laskemalla d -säteiseen ympyrään tulevan tehon ja ympyrän pinta-alan suhde, kun ympyrän säde d lähestyy nollaa. Raja-arvon laskennassa käytetään hyödyksi l'Hospital'in sääntöä, jolloin irradianssiksi säteen keskellä saadaan

$$E_0 = \lim_{d \rightarrow 0} \frac{P_0 \left(1 - e^{-\left(\frac{d}{d_{63}}\right)^2} \right)}{\pi \left(\frac{d}{2}\right)^2} = \frac{4P_0}{\pi} \lim_{d \rightarrow 0} \frac{-\frac{1}{d_{63}^2} (2d) e^{-\left(\frac{d}{d_{63}}\right)^2}}{2d} =$$

$$\frac{4P_0}{\pi d_{63}^2} = \frac{P_0}{\pi \left(\frac{d_{63}^2}{2}\right)^2}. \quad (2.52)$$

Eli irradianssi säteen keskellä, jossa se on suurimmillaan, on koko säteen teho jaettuna d_{63} -halkaisijaisen ympyrän pinta-alalla. Tämän vuoksi säteen halkaisija ja divergenssi annetaan $1/e$ -arvojen mukaan.

FAKTALAATIKKO 2.5

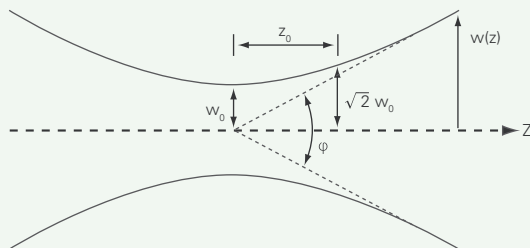
Gaussinen säde

Gaussinen säde on säde, jonka poikittaiset sähkökentän ja irradianssin ominaisuudet voidaan kuvata Gaussin yhtälöillä (kuva 2.21). Laserin sanotaan tällöin toimivan TEM_{00} -aaltomuodossa. Gaussisen säteen poikkileikkaus säilyy Gaussisena, kun se kulkee optisen systeemin, esimerkiksi linssin, lävitse. Tämän vuoksi Gaussisen säteen kulkua on helppo kuvata optisessa systeemissä.

Säde on kapeimmillaan ”säteen vyötärössä”, jossa sen säde on w_0 . Säteen vyötärö sijaitsee laserin resonaattorin sisällä tai säteen läh-
töaukossa. Myös säteen fokusointipiste muodostaa säteen vyötärön. Säteen koko kasvaa ensin hitaasti etäisyyden kasvaessa kaavan

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (2.53)$$

mukaan, missä



Kuva 2.21 Gaussinen säde

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.54)$$

on säteen niin sanottu Rayleigh-etäisyys. Rayleigh-etäisyyden päässä säteen vyötäröstä säteen leveys on $\sqrt{2} \cdot w_0$. Rayleigh-etäisyys z_0 ja säteen leveys vyötärössä w_0 riittävät säteen kuvaamiseen kaikilla etäisyyksillä. Rayleigh-etäisyyden päässä säteen vyötäröstä säteen leveys ei juuri muutu ja aluetta sanotaan säteen lähikentäksi. Rayleigh-etäisyyttä, molempiin suuntiin, sanotaan myös säteen fokus-syvyydeksi.

Etäisyyden kasvaessa säteen halkaisija alkaa kasvaa lähestyen lineaarista kasvua, niin että säteen divergenssikulma φ on

$$\varphi \approx \frac{\lambda}{\pi w_0}. \quad (2.55)$$

Säteen kaukokentässä, jonka alkamisetäisyys vaihtelee lähteestä riippuen välillä $10\text{--}100 \cdot z_0$, säde levenee divergenssikulman mukaan. Alkuperältään myös muut kuin TEM_{00} -aaltomuodot ovat muuttuneet kaukokentässä Gaussisen säteen kaltaisiksi Fraunhoferin diffraktion vaikutuksesta.

Yllä olevasta nähdään, ettei hyvin kapea ja vähän hajoava lasersäde ole mahdollinen. Kun Gaussinen säde fokusoidaan pieneksi pisteeksi, sen divergenssi kasvaa ja säteen fokussyvyys pienenee. Vastaavasti, kun halutaan, että lasersäde pysyy hyvin koossa eikä hajoa voimakkaasti, on säde pidettävä leveänä.

Lasersäteen irradianssi säteen keskellä on laskettavissa turvalaskuissa etäisyydellä r riittävällä tarkkuudella kaavasta

$$E = \frac{4P_0 e^{-\mu r}}{\pi(a + r\varphi)^2}, \quad (2.56)$$

missä P_0 on säteen teho, a on säteen halkaisija säteen lähtöaukossa, φ on säteen divergenssi ja

$$\mu = 10^{-3} \cdot \frac{3,91}{V} \cdot \left(\frac{550}{\lambda} \right)^4, \quad (2.57)$$

on ilman vaimennuskerroin, jossa

$$A = 0,585 \cdot V^{0,33}, \quad (2.58)$$

V on näkyvyys kilometreinä (km) ja λ on aallonpituus nanometreinä. Lyhyillä etäisyyksillä ilman aiheuttama vaimennus voidaan jättää huomioimatta. Kaava 2.56 on keskeisin työkalu laserturvallisuuden varmistamisessa.

Turvaetäisyyksien laskeminen

Lasersäteen turvaetäisyys NOHD (Nominal Ocular Hazard Distance) saadaan ratkaistua kaavasta 2.56, kun säteen irradianssi korvataan säteilyn enimmäisarvolla E_{MPE} ja ratkaistaan tätä vastaava etäisyys, jolloin saadaan

$$NOHD = \frac{1}{\varphi} \sqrt{\frac{4P_0 e^{-\mu r}}{\pi E_{MPE}}} - \frac{a}{\varphi}. \quad (2.59)$$

Ilmakehän vaimennuksesta johtuen turvaetäisyyden laskeminen on tehtävä iteratiivisesti. Ensimmäisellä laskukerralla jätetään ilmakehän vaimennus kokonaan huomioimatta, eli käytetään ilmakehän vaimennuksen laskemiseen käytettävänä etäisyytenä $r = 0$. Seuraavalla iterointikierröksellä käytetään näin saatua turvaetäisyyttä uutena etäisyytenä r ilmakehän vaimennuksen laskemisessa. Iterointia jatketaan kunnes turvaetäisyys ei enää merkittävästi muutu iterointikierrosten välissä.

Lyhyillä etäisyyksillä ilmakehän vaimennus voidaan jättää huomioimatta, jolloin turvaetäisyys on

$$NOHD = \frac{1}{\varphi} \sqrt{\frac{4P_0}{\pi E_{MPE}}} - \frac{a}{\varphi}. \quad (2.60)$$

Lasersäteilyn enimmäisarvo E_{MPE} riippuu säteilyn aallonpituudesta ja altistusajasta. Se on ilmoitettu joko tehotiheytenä (irradianssi) (W/m^2) tai energiatihytenä (J/m^2). Lasersäteilyn enimmäisarvot on esitetty tarkemmin luvussa 3.

Jos lasersäde ei ole Gaussinen, vaan säde on monimuotosäde, kuten esimerkiksi monien puolijohdelaserien säde, olisi turvallisuuslaskut teoriassa tehtävä käyttäen säteen radianssia

$$L = \frac{Ie^{-\mu r}}{r^2}, \quad (2.61)$$

missä I on säteen säteilyintensiteetti. Koska säteilyintensiteetti ei kuitenkaan ole yleensä tiedossa tai mitattavissa, voidaan laskut turvallisemmin suorittaa käyttämällä Gaussin säteelle laskettua maksimi-irradianssia

$$E = \frac{4kP_0e^{-\mu r}}{\pi(a+r\varphi)^2}, \quad (2.62)$$

missä irradianssi on kerrottu varmuuskertoimella $k = 2,5$. Varmuuskerronta on myös hyvä käyttää, kun säteeseen voi tulla paikallisia tehotihentymiä skintillaation takia. Skintillaatiota ilmenee lasersäteen kulkiessa lähellä maan pintaa, jolloin maanpinnasta nousevan turbulenttinen ilma voi toimia linssin tavoin ja taittaa sädettä kuten linssi. Skintillaatio on luonteeltaan satunnaista ja voi lisätä paikallisesti säteen irradianssia lasketusta kilometrin etäisyydelle saakka. Käytännössä on kuitenkin havaittu, että silmän vaurioituminen tehotihentymien johdosta on niin pieni, että varmuuskertoimen käyttö ei ole yleensä välttämätöntä.

Käytettäessä kiikareita tai muuta säteilyä kerääviä optisia laitteita, on niiden vahvistus otettava huomioon turvaetäisyyksiä laskettaessa. Kun ilmakehän vaimennusta ei huomioida, saadaan turvaetäisyys *ENOHD* (Extended Nominal Ocular Hazard Distance) laskettua

$$ENOHD = \frac{1}{\varphi} \sqrt{\frac{4GP_0}{\pi E_{MPE}}} - \frac{a}{\varphi}, \quad (2.63)$$

missä G on optinen vahvistuskerroin. Aallonpituusvälillä $400 \text{ nm} \leq \lambda < 1400 \text{ nm}$ käytetään optisena vahvistuskertoimena pienempää seuraavista:

$$G = \tau M^2, \quad (2.64)$$

$$\text{tai} \quad G = \frac{\tau D_0^2}{D_p^2}. \quad (2.65)$$

M on optiselle laitteelle spesifioitu suurennos, τ on laitteen läpäisy tarkasteltavalla aallonpituudella (1, jos tuntematon), D_0 on laitteen sisäänmenoaukon halkaisija ja $D_p = 7 \text{ mm}$ on silmän aukon maksimihalkaisija pimeällä. Kiikarin optinen vahvistus on tyypillisesti 10.

Yllä olevan aallonpituusvälin ulkopuolella käytetään optisena vahvistuskertoimena kaavan 2.64 mukaista kerrointa.

Lasersäteen heijastuessa on otettava huomioon onko heijastus peilimäisestä pinnasta tapahtuva suuntaheijastus vai hajaheijastus. Suuntaheijastuksessa lasersäteiden ominaisuudet eivät muutu ja tapausta voidaan verrata laserlähteeseen, jonka etäisyys on tarkastelupisteen ja heijastavan pinnan välinen etäisyys lisättynä laserlähteen ja heijastavan pinnan välisellä etäisyydellä.

Täydellisesti hajaheijastavassa tapauksessa heijastuspiste toimii uutena Lambertin lähteen mukaisena säteilylähteenä. Heijastuspisteessä lasersäteiden aikaansaama irradianssi E_h on

$$E_h = \frac{P}{\pi d^2}, \quad (2.66)$$

missä P on lasersäteiden teho ja d on laserpisteen säde. Heijastuneen säteilyn irradianssi L on

$$L = \frac{\rho P}{\pi^2 d^2}, \quad (2.67)$$

missä ρ on heijastuspisteen heijastuskerroin.

Kun tarkasteluetäisyys r on suuri verrattuna lähteen halkaisijaan, voidaan irradianssi E_i tarkastelupaikalla laskea kaavan 2.26 mukaan. Ottamalla samalla huomioon pinnan normaalin ja tarkastelusuunnan välinen kulma θ , saadaan

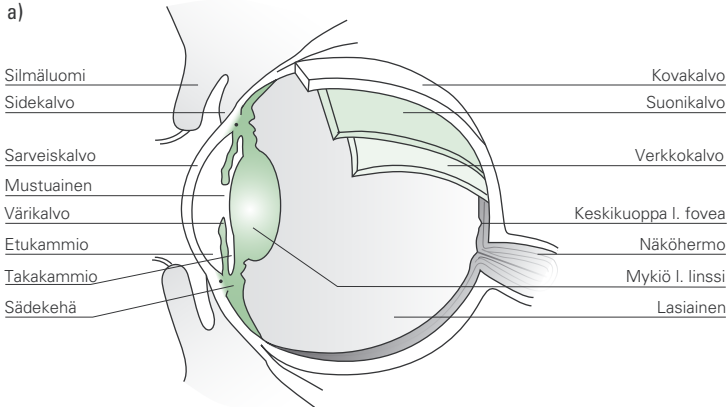
$$E_t = \frac{\rho P \cos(\theta)}{\pi r^2}. \quad (2.68)$$

Luvussa 4, jossa käsitellään laserin käytännön sovelluksia, on esimerkkejä laserturvaetäisyyslaskuista tiedonsiirtojärjestelmissä (luku 4.4, laskuesimerkki 4.1), viihdekäytössä (luku 4.7, laskuesimerkki 4.2) ja sotilas-käytössä (Liite 1).

2.3 | Optinen säteily ja silmä

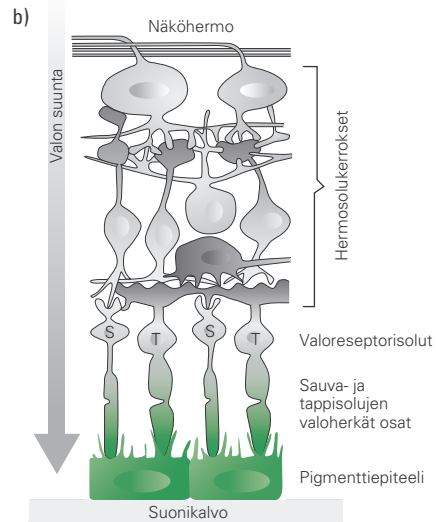
Silmä on muodoltaan likimain pallo, jonka halkaisija noin 2,4 cm (kuva 2.22a). Silmänmunan seinämän uloimpana kerroksena silmän takana ja sivuilla on kovakalvo. Kovakalvo muuttuu silmän etuosassa läpinäkyväksi sarveiskalvoksi, jonka paksuus on noin 600 mikrometriä (μm). Sarveiskalvon takana sijaitsee värikalvo eli iiris, jonka keskellä on mustuainen eli pupilli. Värikalvo säätelee silmään pääsevän valon määrää suurentamalla ja pienentämällä mustuaista: Pimeässä mustuaisen halkaisija on noin seitsemän millimetriä ja valossa pienimmillään kaksi millimetriä. Värikalvon takana sijaitsee ohuen kotelon ympäröimä mykiö eli linssi, joka kiinnittyy kannatinsäikeiden välityksellä sädelihakseen (sädekehään). Mykiön takana on läpinäkyvä hyytelömäinen lasiainen, joka täyttää mykiön ja verkkokalvon välisen tilan. Verkkokalvo eli retina sijaitsee suoni- ja kovakalvon sisäpuolella silmänmunan takaosassa. Verkkokalvolle muodostuu kuva katseltavasta kohteesta.

Silmän etuosassa on kammionesteen täyttämä etukammio sarveiskalvon ja värikalvon välissä. Takakammio sijaitsee värikalvon takana. Kammioneste erittyy sädekehän poimuista takakammioon ja pitää paineellaan silmänmunan pyöreänä. Se tuo myös ravintoaineita mykiön ja sarveiskalvon soluille, sillä niissä ei ole verisuonia, jotka normaalisti huolehtivat kudosten ravinnon tarpeesta. Verisuonet häiritsevät kuitenkin valon kulkua silmässä ja ne puuttuvat tästä syystä. Kammioneste poistuu etukammion kammiokulmasta verenkiertoon. Jos kammionesteen poistuminen on syystä tai toisesta vaikeutunut, silmänpaine kasvaa. Silmänpainetaudissa eli glaukoomassa (viherkaihi) silmänpaine kohoaa, kun kammionestettä muodostuu enemmän kuin sitä pääsee virtaamaan ulos ja silmän nestekierto häiriintyy. Liian korkea silmänpaine aiheuttaa pysyviä näköhermon vaurioita ja näön heikentymistä, jollei tautia hoideta.



Kuva 2.22 a) Silmän rakenne, b) Verkkokalvon pigmenttiepiteeli, valoreseptorisolut, hermosolukerrokset ja näköhermo

Valo joutuu läpäisemään läpinäkyvät hermosolukerrokset ja vielä osittain valoreseptorisolut: sauvasolut (S) ja tappisolut (T), joiden valoherkät sensorit sijaitsevat pigmenttiepiteelin puolella. Hermosolukerros muodostaa ikään kuin ”kytkentäverkon”, joka yhdistää valoreseptorit aivoihin menevään näköhermoon. Evoluutio on kehittänyt silmästä sellaisen optisen mittausjärjestelmän, jossa sensoreista lähtevät signaalijohtimet ja optinen kuitu (eli näköreseptorit, hermosolut ja näköhermo) ovat ikään kuin mittausjärjestelmän sensoreiden etupuolella puolella eikä sensoreiden takana. Silmässä onkin sokea täplä sillä kohtaa mistä näköhermo lähtee aivoihin.



Silmän optinen linssijärjestelmä muodostaa verkkokalvolle kuvan katseltavasta kohteesta samaan tapaan kuin mikä tahansa useiden taittavien linsien systeemi, esimerkiksi kamera. Silmään tulevat valon säteet taittuvat ensiksi sarveiskalvolla, joka yhdessä etukammion kanssa muodostaa silmän linssijärjestelmän taittovoimaisimman osan: Noin kaksikolmasosa silmän kokonaistaittovoimasta määräytyy ilman ja kaarevan sarveiskalvon rajapinnalla tapahtuvasta taitumisesta ja tämä taittokyky pysyy jatkuvasti samana. Näkyvä valo taittuu vielä lisää mykiössä. Sädelihaksen supistuminen muuttaa mykiön kaarevuutta ja lisää täten sen taittovoimaa siten, että katselija pystyy näkemään sekä lähelle että kauas. Normaalisti sarveiskalvon ja mykiön yhteenlaskettu taittovoima riittää siihen, että tarkka kuva kohteesta muodostuu silmän takaosassa olevalle verkkokalvolle.

Näköhavainnon syntyminen verkkokalvolla

Näköhavainto syntyy vain näkyvästä valosta (400–780 nm), mutta verkkokalvolle pääsevät myös pitkäaaltoinen ultraviolettia-säteily (315–400 nm) ja lähi-infrapunasäteily (IR-A 780–1 400 nm).

Verkkokalvon paksuus on 250 µm ja se on muodostunut lasiaiseen rajautuvasta hermosolukerroksesta, näkyvään valoon reagoivasta näköreseptorisolu- eli fotoreseptorikerroksesta ja kymmenen mikrometrin paksuisesta pigmenttiepiteelistä (kuva 2.22b). Pigmenttiepiteeli on verkkokalvon takimmainen kerros, kun taas hermosolukerros näköhermoineen on sisimpänä lähinnä lasiaista. Näkyvän valon on siis läpäistävä sarveiskalvo, etukammioneste, kuljettava värikalvon aukosta sekä läpäistävä mykiö, lasiainen ja lähes koko verkkokalvo ennen kuin se tavoittaa verkkokalvon pohjaosissa sijaitsevat valoreseptorisolut.

Näkyvään valoon reagoivia fotoreseptorisoluja on kahta eri tyyppiä, sauvasoluja ja tappisoluja, joiden valoa aistivat sensorit sijaitsevat pigmenttiepiteelin puolella (kuva 2.22b). Sauvasoluja on eniten verkkokalvon laitaosissa ja ne vastaavat hämäränäkemisestä. Tappisolut eivät puolestaan toimi hämärässä valaistuksessa, mutta niiden avulla ihminen näkee värejä. Tappisoluja on runsaasti verkkokalvon keskialueella keskikuopassa (fovea) ja sen ympäristössä, jota kutsutaan tarkan näkemisen alueeksi (macula lutea eli keltatäplä). Erottelukykyä parantaa se, että tarkan näkemisen alueella verkkokalvon muut kerrokset ovat painautuneet sivulle eivätkä siten häiritse valon kulkua. Pienikin vaurio verkkokalvon keskikuopassa voi johtaa näön huomattavaan heikkenemiseen, kun taas suuren alueen vahingoittuminen verkkokalvon reuna-alueilla on merkitykseltään suhteellisen vähäistä. Verkkokalvon ravinnonsaannista huolehtivat sen pinnalla kulkevat pienet kapillaarisuonet, jotka kuitenkin puuttuvat tarkan näkemisen alueelta.

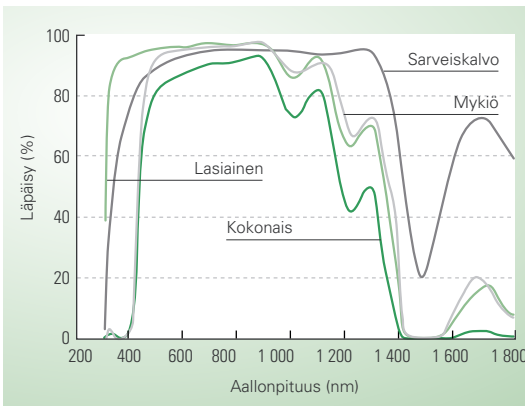
Pigmenttiepiteelin 1–3 µm läpimittaiset soikeat pigmenttihiukkaset absorboivat valtaosan verkkokalvolle tulevasta valotehosta estäen häiritsevien valonheijastusten syntymisen. Hyvän absorptiokykynsä johdosta pigmenttiepiteeli on myös keskeisessä asemassa kirkkaan näkyvän valon tai lasersäteiden aiheuttamassa verkkokalvovauriossa, sillä tähän kerrokseen voi absorboitua kudosta vahingoittavia tehotiheyksiä optisen säteilyn fotonien sisältämästä energiasta. Pigmenttiepiteelin tehtävänä on myös säädellä ravintoaineiden vaihtoa verkkokalvon ja runsasverisuonisen suonikalvon välillä. Suonikalvo sijaitsee verkkokalvon takana ja sen kautta verkkokalvon uloimmat kerrokset saavat ravintoaineensa. Suonikalvon tehokas verenkierto onkin verkkokalvon toiminnalle välttämätön ja se kuljettaa nopeasti esimerkiksi laserpulsseista absorboituneen lämpöenergian pois. Suonikalvon

tehokkaan verenkierron eräänä tehtävänä onkin pitää verkkokalvo mahdollisimman hyvin vakio­lämpötilassa.

Verkkokalvon valo hyvin läpäisevä hermosolukerros yhdistää valoreseptorit aivoihin menevään näköhermoon. Näköhermon lähtökohdassa verkkokalvolla ei ole näköreseptorisoluja ja näkökentässä onkin tässä kohtaa sokea alue. Verkkokalvoa huoltavat verisuonet tulevat silmään samasta kohtaa kuin näköhermo lähtee.

Optisen säteilyn tunkeutuminen silmään

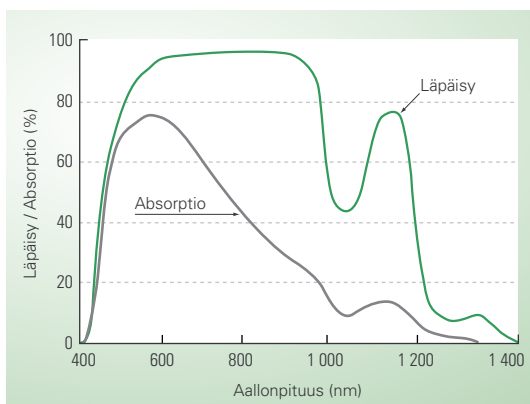
Kuvassa 2.23 esitetään kuinka silmän eri osat läpäisevät optista säteilyä. Alle 300 nm aallonpituudet eivät pääse etenemään silmässä sarveiskalvoa pidemmälle. Toisaalta silmä läpäisee optista säteilyä erittäin hyvin näkyvän valon ja infrapunasäteilyn alueilla eli aallonpituusvälillä 400–1 400 nm.



Kuva 2.23 Silmän osien läpäisy aallonpituuden funktiona

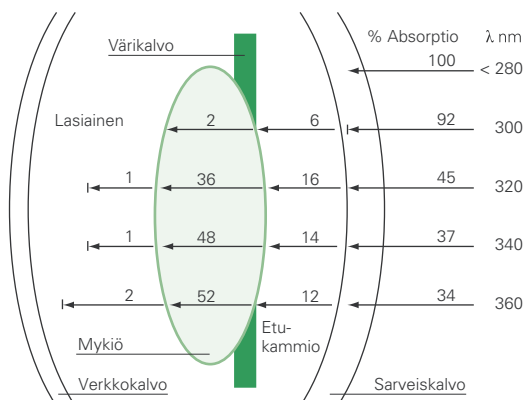
Kuvassa on esitetty sarveiskalvon, lasiaisen ja mykiön läpäisy sekä näiden kokonais­läpäisy. Kokonais­läpäisy on silmän eri osien läpäisy­suhteiden tulo, joka kuvaa kuinka suuri osa sarveiskalvolle tulevasta säteily­tehosta pääsee verkkokalvolle.

Kuvassa 2.24 on esitetty silmän kokonais­läpäisyn lisäksi verkkokalvon absorptio. Säteilyn läpäisyn lisäksi verkkokalvon absorptiokäyrä on tärkeä, koska verkkokalvon vaurioitumisherkkyys muuttuu eri aallon­pituuksilla absorptio­mukaisesti. Yli 600 nm aallon­pituuksilla verkkokalvon absorptio pienenee aallon­pituuden kasvaessa, koska verkkokalvon läpäisy kasvaa. Silmän osien läpäisy ja verkkokalvon absorptio ja takaisin­heijastus vaikuttavat yhdessä verkkokalvolle absorboituneeseen tehoon ja sitä kautta myös säteilyn, erityisesti lasersäteilyn enimmäisarvoihin, joita käsitellään lisää luvussa 3, kohdassa 3.3.



Kuva 2.24 Silmän läpäisy sekä verkkokalvon absorptio

Kuvassa 2.25 on tarkasteltu lähemmin UV-säteilyn tunkeutumista silmään. Mykiö toimii verkkokalvoa suojaavana UV-suodattimena, jonka vaimennus kasvaa huomattavasti alle 400 nm aallonpituuksilla. Tästä syystä UV-B-säteily pysähtyy pääsääntöisesti sarveiskalvoon ja UV-A-säteily mykiöön. On kuitenkin huomattava, että ”kirkassilmäisillä” lapsilla UV-A-säteily vaimennus ei ole yhtä hyvä kuin vanhemmilla ihmisillä, joilla mykiön UV-vaimennus lisääntyy iän myötä kertyvien fotokemiallisten muutosten seurauksena. Lisäksi aallonpituuden 325 nm ympäristössä on pieni läpäisykaista, jolla verkkokalvolle voi päästä muutamia prosentteja sarveiskalvolle tulevasta säteilytehosta. Näillä aallonpituuksilla kudokset ovat varsin herkkiä fotokemialliselle vauriolle.



Kuva 2.25 UV-säteilyn tunkeutuminen silmään

Sarveiskalvon ja verkkokalvon irradianssi

Sarveiskalvolle tulevan säteilyn irradianssi lasketaan kuten tasopinnalle tuleva irradianssi

$$E = \int_{2\pi} L(\theta, \varphi) \cos(\theta) d\omega \quad (2.69)$$

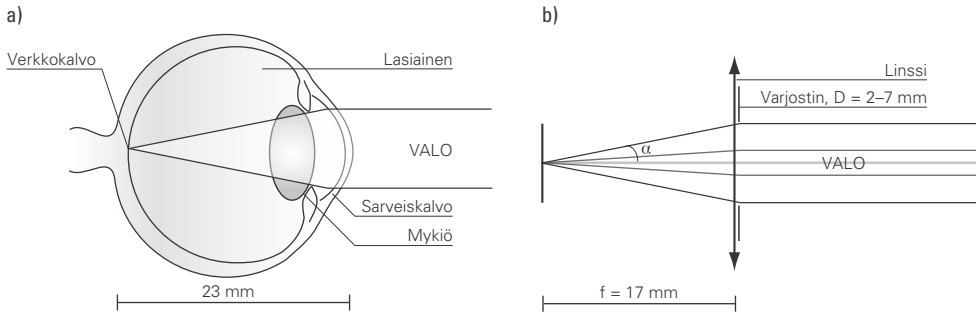
missä $L(\theta, \varphi)$ on säteilyn tulokulmien θ ja φ mukainen radianssi. Koska silmä on syvällä silmäkuopassa ja myös silmäluomet ripsineen rajaavat säteilykenttää, ei säteilyä tule sarveiskalvolle koko puoliavaruudesta, katso kuva 6.9 luvussa 6. Sarveiskalvon säteilykenttänä käytetään usein silmän näkökenttää eli aluetta, josta paikallaan oleva silmä tekee näköhavainnon. Vaikka näkökenttä on pienempi kuin sarveiskalvon pinnalle tulevan säteilyn säteilykenttä, ei tällä oletuksella tehdä suurta virhettä, koska suurin osa vinoittain sarveiskalvon pinnalle tulevasta säteilystä heijastuu pois. Vaaka-suunnassa näkökenttä on noin 90° nenästä pois päin ja noin 60° nenään päin. Pystysuunnassa näkökenttä on suurimmillaan ylöspäin noin 60° ja alaspäin 75° . Valon määrän lisääntyessä silmäluomien sulkeutuminen pienentää näkökenttää pystysuunnassa. Kirkkaalla ilmalla silmien siristely vähentää merkittävästi näkökulmaa. Samalla myös taivaalta ja maasta silmään tuleva hajasäteily vähenee. Näin voidaan aktiivisesti vähentää sarveiskalvolle ja mykiölle haitallista UV-altistusta, joka on erityisen voimakasta silloin kun lumen peittämä maa heijastaa hyvin UV-säteilyä. Taivaalta tuleva hajasäteily ei ole niin haitallista, koska katse suuntautuu yleensä horisontin alapuolelle. Liitteessä 2 on laskettu kasvoille ja silmille tulevan UV-säteilyn määrä erilaisissa altistustilanteissa.

Usein voidaan olettaa, että säteilylähde on niin pieni, että se sopii näkökenttään kokonaan, esimerkkinä hehkulamppu. Tällöin säteilylähteen irradianssi saadaan säteilylähteen radianssin L ja sen rajaaman projektiokuva-ruuskulman Ω tulona

$$E = L\Omega. \quad (2.70)$$

Koska irradianssi riippuu projektiokuva-ruuskulmasta, on irradianssi sarveiskalvon pinnalla verrannollinen säteilylähteen pinta-alaan ja kääntäen verrannollinen säteilylähteen etäisyyden neliöön.

Silmään tulevat säteet taittuvat niin, että verkkokalvolle muodostuu ylös-alaisin kääntynyt kuva. Silmän ollessa fokuksessa vaihtelee verkkokalvon irradianssi paikan funktiona silmään tulevan säteilyn tulo suunnan ja



Kuva 2.26 Silmä optisena laitteena sekä silmää vastaava yksinkertaistettu radianssimittari

a) Silmä on kahden linssin (sarveiskalvon ja ilman rajapinta sekä mykiö) ja linssien välissä olevan varjostimen (värikalvo) muodostama optinen systeemi. b) Verkkokalvon altistuslaskeissa silmä korvataan linssin ja varjostimen muodostamalla radianssimittarilla. Huomaa että silmän sisällä lasiaisen taitekerroin on 1,336 ja silmää vastaava radianssimittari on ilmatäytteinen ($n = 1$). Tämän takia silmän ja radianssimittarin fokusetäisyydet poikkeavat toisistaan.

radianssin mukaan. Verkkokalvolle tulevan irradianssin laskemiseksi yksinkertaistetaan silmän rakenne kuvan 2.26 mukaisella tavalla yksinkertaiseksi radianssimittariksi. Sarveiskalvon ja ilman rajapinnan sekä mykiön muodostama linssisysteemi korvataan ohuella linssillä, jonka polttoväli f on lähteen etäisyydestä riippumaton vakio $f = 1,7$ cm. Radianssimittarille tulevaa säteilyä säätelee pupillia vastaava varjostin, jonka halkaisija vaihtelee välillä 2–7 mm. Tällöin verkkokalvon irradianssi E vaihtelee säteilyn tulosuunnan funktiona vaihtelevan radianssin L mukaan

$$E = \tau L \Omega = \tau L \pi \sin^2(\alpha), \quad (2.71)$$

missä τ on silmän läpäisy ja α on polttovälin ja varjostimen halkaisijan määräämä kulma. Koska kulmat ovat pieniä, voidaan tehdä paraksiaaliaprosimaatio $\sin(\alpha) \approx \tan(\alpha)$. Irradianssiksi saadaan tällöin

$$E = \tau L \pi \left(\frac{d}{2f} \right)^2, \quad (2.72)$$

missä f on polttoväli (17 mm) ja d on pupillin halkaisija (2–7 mm). Pupillin ollessa suurimmillaan, eli 7 mm, on paraksiaaliaprosimaatiosta johtuva virhe noin kaksi prosenttia, eli se on käytännössä merkityksetön. Lisäksi pupilli pienenee kirkkaissa olosuhteissa, mikä pienentää paraksiaaliaprosimaatiosta johtuvaa virhettä.

Kirjallisuudessa usein esiintyvä yksinkertaistettu kaava verkkokalvon irradianssin laskemiseksi saadaan sijoittamalla polttovälin arvo yhtälöön 2.72 ja ilmoittamalla d senttimetreissä. Tällöin verkkokalvon irradianssi saadaan laskettua yksinkertaisessa muodossa

$$E = 0,27 \cdot \tau L d^2. \quad (2.73)$$

Verkkokalvolla olevan kuvan irradianssi on suoraan verrannollinen silmään tulevan säteilyn radianssiin ja pupillin pinta-alaan. Irradianssi ei riipu kohteen etäisyydestä kuten sarveiskalvon tapauksessa. Etäisyyden kasvaessa kuvan koko vain pienenee. Näin on kuitenkin vain silloin kun kyseessä on niin sanottu pinalähde, joka tuottaa äärellisen kokoisen kuvan verkkokalvolle. Kun lähteen näkökulma käy riittävän pieneksi, pupillissa tapahtuva diffraktio sekä silmän kudosten optiset epäideaalisuudet aiheuttavat sen, että kuvan koko ei enää pienene. Käytännössä pienimmän säteilyn aiheuttaman pisteen halkaisija on noin $25 \mu\text{m}$, joka vastaa lähteen kulmakokoa $1,5 \text{ mrad}$. Silmän kannalta pienempi optisen säteilyn lähde on pistelähde, jollaisia laserit useimmiten ovat. Tavanomaiset säteilyn lähteet (ei laserit) voivat olla piste- tai pinalähteitä, mutta käytännössä vain jälkimmäinen tapaus tulee kyseeseen silloin, kun silmävaurio on mahdollinen.

ESIMERKKI 2.3

Auringon, hehkulampun ja osoitinlaserin aiheuttama irradianssi verkkokalvolla

Lasketaan auringon, 100 W himmeän hehkulampun ja 1 mW tehooisen osoitinlaserin aiheuttama irradianssi verkkokalvolla. Oletetaan silmän olevan sopeutunut kirkkaaseen valoon kaikissa tapauksissa, jolloin pupillin halkaisija on 2 mm .

Esimerkissä 2.1 laskettiin auringon radianssi. Auringon säteilystä noin 47% on näkyvää valoa ja 45% IR-säteilyä. Verkkokalvolle pääsevän säteilyn osuudeksi arvioidaan 60% , jolloin verkkokalvon irradianssin laskemisessa käytettävä radianssi on $L_{au} = 0,6 \cdot 2,012 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2\text{sr} = 1,2 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2\text{sr}$. Auringon kuvan irradianssi verkkokalvolla on $E_{au} = 0,27 \cdot L_{au} \cdot 0,2^2 \text{ W/m}^2 = 130\,000 \text{ W/m}^2$.

Hehkulampun halkaisija on noin 5 cm . Lampun pinnan eksitanssi M_l saadaan jakamalla lampun säteilemä teho lampun pinta-alalla.

Lampun pinnan oletetaan säteilevän kuten Lambertin lähde, jolloin lampun radianssi L_l saadaan jakamalla lampun eksitanssi puoliavaruuden projektiotavaruuskulmalla (π). Hehkulampun kulluttamasta sähkötehosta 10 % säteilee näkyvänä valona ja 70 % IR-säteilynä. Verkkokalvolle pääsevän säteilyn osuudeksi arvioidaan 15 %, jolloin verkkokalvolle tulevan säteilyn radianssi on

$$L_l = \frac{0,15 \cdot 100}{\pi \cdot 4\pi \cdot 0,025^2} \text{ W/m}^2\text{sr} = 608 \text{ W/m}^2\text{sr}.$$

Lampun kuvan irradianssi verkkokalvolla on $E_l = 0,27 \cdot L_l \cdot 0,2^2 \text{ W/m}^2 = 6,6 \text{ W/m}^2$. Huomaa, että irradianssi verkkokalvolla ei riipu lampun etäisyydestä. Lampun etäisyys vaikuttaa syntyvän kuvan kokoon, mutta kuvan irradianssi pysyy samana etäisyydestä riippumatta.

Laserin tapauksessa oletetaan säteen halkaisijan olevan pienempi kuin silmän pupilli ja säteilyn menevän kokonaan silmään. Laserin lähteen kulmakoko on niin pieni, että diffraktio ja silmän pinnan ja mykiön ominaisuudet estävät säteen fokuusoitumisen halkaisijaltaan alle $25 \mu\text{m}$ pisteeksi. Lasersäteen irradianssi verkkokalvolla lasketaan suoraan lasersäteen tehon minimipisteelle aiheuttama irradianssi

$$E_{laser} = \frac{10^{-3}}{\pi \cdot (25 \cdot 10^{-6} / 2)^2} \text{ W/m}^2 = 6\,400\,000 \text{ W/m}^2.$$

Vaikka laserin teho on hyvin pieni, on laserin aiheuttama irradianssi silmän verkkokalvolla miljoonakertainen hehkulampun aiheuttamaan irradianssiin verrattuna ja monikymmenkertainen auringon aiheuttamaan irradianssiin verrattuna. Laserin aiheuttamaa vaaraa silmälle käsitellään tarkemmin luvussa 3.

2.4 | Optisen säteilyn mittaaminen

Suurin osa optisen säteilyn mittauksista liittyy fotometriin eli valaistusolosuhteiden mittaamiseen. Tässä keskitytään kuitenkin säteilysuojellisesti tärkeisiin mittauksiin, jotka ovat yksittäisellä aallonpituudella tapahtuvat lasertehon mittaukset sekä tietyltä aallonpituusalueelta, usein myös

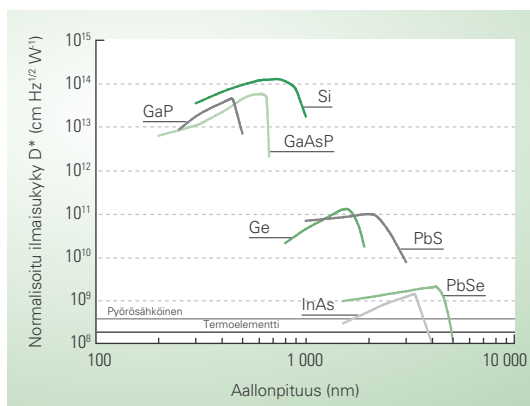
jollain vaikutusspektrillä painotetut, laajakaistaisen säteilyn mittaukset. Laajakaistaiset mittaukset voidaan tehdä joko koko aallonpituusalueen kattavalla yksittäisellä mittarilla tai mittaamalla säteilyn spektri kyseiseltä aallonpituusväliltä.

Lasersäteilyn mittaus

Lasertehon mittaukset ovat haasteellisia. Laserien suuri tehoskaala, laserpulslien pituuden vaihtelu pikosekunneista jatkuvaan tehoon sekä laserien suuri aallonpituusalue aiheuttavat sen, ettei laserien tehomittaukseen ole olemassa yksittäistä yleismittaria, vaan käytettävä mittari on valittava mittaukskohteen mukaan. Lasertehomittarit voidaan jaotella niiden toimintatavan mukaan kahteen eri ryhmään; termisiin antureihin ja puolijohdeantureihin.

Termiset detektorit perustuvat siihen, että mitattava säteily lämmittää detektoria. Termisten detektorien toiminta perustuu joko lämpösähköiseen tai pyrosähköiseen ilmiöön. Lämpösähköiseen ilmiöön perustuvissa radiometreissa käytetään termopareja, joissa kahden eri metallin liitokseen syntyy lämpötilasta riippuva jännite. Yksinkertaisimmillaan tehomittari koostuu kahdesta yhteenliitetyistä termoparista, joista toisen lämpötila on mahdollisimman stabiilina ulkoisessa lämpötilassa ja toinen on liitetty detektorin optista säteilyä absorboivaan pintaan. Mitattavan optisen tehon absorboituessa tähän pintaan sen lämpötila nousee, jolloin termopariin syntyy jännite, joka on verrannollinen absorboituneeseen tehoon. Yleensä useita termopareja on ketjutettu yhteen mittarin herkkyyden parantamiseksi. Koska optisen tehon mittaus perustuu absorboivan pinnan lämpötilan muutokseen, ovat anturit hitaita ja soveltuvat jatkuvan tai keskimääräisen tehon mittaamisen. Lämpösähköisten detektorien aallonpituusvaste on yleensä hyvin tasainen, joten niillä voidaan mitata hyvin laajalla aallonpituusalueella. Samalla ne ovat myös herkkiä myös ympäristön muille säteilylähteille, kuten itse mittaajan ja muiden lähellä olevien laitteiden lämpösäteilylle. Tämän vuoksi mittauskeila on yleensä rajattava hyvin. Koska tehon mittaus perustuu lämpötilaeron mittaukseen, on myös itse mittarin lämpötilan oltava stabiili mittauksen ajan.

Laskemalla detektorin lämpötila hyvin pieneksi, muutamaan Kelvin-asteeseen, saadaan aikaan hyvin tarkka optisen tehon detektori. Detektorin absorboivaan pintaan on liitetty sähkövastus. Optisen tehon mittaus tapahtuu niin, että absorboivaa pintaa lämmitetään vuorotellen mitattavalla optisella säteilyllä ja sähkövirralla. Sähkövirta säädetään niin, ettei absorboivan pinnan lämpötila muutu. Tällöin optinen teho on yhtä suuri kuin



Kuva 2.27 Eri anturityyppien normalisoitu ilmaisykyky D^*

Normalisoitu ilmaisykyky kuvaa lähinnä pienintä anturilla havaittavaa tehoa, mitä suurempi D^* on, sitä pienempiä tehoja anturilla voidaan mitata. Eri fotodiodeilla D^* riippuu diodin valmistusmateriaalista ja riippuu säteilyn aallonpituudesta. Termisten anturien D^* on pienempi, mutta ei riipu aallonpituudesta.

sähköinen lämmitysteho joka on helppo mitata tarkasti. Näitä kryogeenisiä absoluuttiradiometrejä käytetään optisen tehon mittanormaaleina.

Pyrosähköinen detektori perustuu kiteisiin, joiden sähköinen polarisaatio riippuu lämpötilasta. Kiteen lämpötilan muuttuessa polarisaatio muuttuu aiheuttaen sähkövirran, joka voidaan mitata. Vakiosäteilyteholla kiteen lämpötila ei muutu, eikä siis tuota mitattavaa signaalia, joten pyrosähköinen detektori soveltuu lähinnä laserpulssien mittaamiseen. Jatkuvaa säteilyä voidaan myös mitata katkomalla mitattavaa säteilyä. Pyrosähköiset detektorit ovat nopeita, joten ne soveltuvat lyhyidenkin pulssien mittaamiseen. Niiden aallonpituusvaste on laaja ja tasainen. Pyrosähköiset detektorit eivät ole niin herkkiä ympäristön lämpötilaan kuin lämpösähköiseen ilmiöön perustuvat detektorit. Ne reagoivat kuitenkin herkästi mittarin näkökentässä oleviin lämpötilan muutoksiin, kuten liikkuvaan käteen, joten pyrosähköisiä antureita käytetään myös liiketunnistimina. Pyrosähköiset anturit voivat olla myös herkkiä äkillisille äänille.

Fotodiodi on valolle herkkä puolijohdediodi. Valokvantin absorboituessa diodiin syntyy elektroni-aukkopari, joka synnyttää diodin läpi kulkevan virran. Luodakseen elektroni-aukkoparin on absorboituneen fotonin energian oltava tarpeeksi suuri. Jos fotonin energia on tätä kynnyksenergiaa pienempi, ei se saa aikaan elektroni-aukkoparia, eikä fotonia havaita. Kynnyksenergian suuruus riippuu fotodiodin materiaalista. Absorboitunut fotonin saa aikaan yhden elektroni-aukkoparin, joten fotodiodin virta ei riipu

Laser-tyyppi	Mitattava suure	Tehoalue	Aallonpituusalue (µm)	Anturityyppi
Jatkuva-toiminen	Teho	1 nW–50 mW 100 µW – 10 kW	0,19–1,8 0,15–11	fotodiodi termopari
Pulssilaser	Keskimääräinen teho	100 µW – 10 kW 1 mW – 20 W	0,15–11 0,15–11	termopari pyrosähköinen
Pulssilaser	Pulssienergia	100 nJ – 20 J	0,15–11	pyrosähköinen
Pulssilaser, pitkät pulssit (> 1 ms)	Pulssienergia	1 J – 200 J	0,15–11	termopari

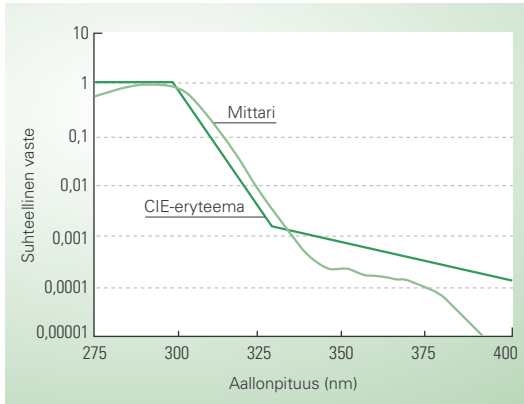
Taulukko 2.2 Anturityyppien soveltuvuus erilaisiin lasermittauksiin

absorboituneen fotonin energiasta. Koska fotonien, ja myös säteilyn, energia riippuu aallonpituudesta, riippuu fotodiodien tehoherkkyys säteilyn aallonpituudesta. Fotodiodien tehoherkkyys laskee aallonpituuden pienessä. Eri materiaaleista valmistettuja fotodiodeja on verrattu kuvassa 2.27. Kuvassa on esitetty myös termisten detektorien ominaisuudet.

Fotodiodien herkkyys on suurempi kuin termisten detektorien herkkyys. Myös fotodiodien kohina on pienempi. Fotodiodit ovat myös nopeita, joten ne soveltuvat myös laserpulssien mittaukseen. Fotodiodit ovat lineaarisia hyvin suurella tehoalueella, mutta ne satureituvat, kun mitattava kasvaa muutamaa kymmentä milliwattia suuremmaksi. Fotodiodien muita heikkouksia ovat aallonpituudesta riippuva herkkyys. Myös detektorin heijastuskerroin riippuu aallonpituudesta. Heijastuksien vaikutusta on pienennetty trap-detektoreissa, jotka koostuvat useasta fotodiodista. Mitattava valo heijastuu useaan kertaan trap-detektorin fotodiodien välillä, jolloin heijastuskertoimesta ja valon polarisaatiosta johtuvat mittausvirheet saadaan minimoitua. Fotodiodien herkkyydessä on myös paikkariippuvuutta, eli herkkyys riippuu siitä, mihin kohtaa detektorin pintaa säteily osuu. Tämän tekijän vaikutusta voidaan pienentää käyttämällä detektorissa integroivaa palloa. Integroivassa pallossa sisään tullut säteily heijastuu pallon sisällä useaan kertaan, jolloin pallon ulostuloaukosta tuleva säteily on lähes Lambertin säteilyn kaltaista.

Eri detektorityyppien soveltuvuutta on vertailtu taulukossa 2.2. Lyhyesti sanottuna fotodiodit soveltuvat pienien tehojen mittaukseen. Tehojen kasvaessa on käytettävä termisiä antureita.

Lasertehon detektorit kalibroidaan kalibroitilaboratoriossa tunnettua detektoria vasten. Termisellä detektorilla yksi aallonpituus riittää, koska



Kuva 2.28 Auringon UV-säteilyn mittaamiseen tarkoitetun mittarin suhteellinen herkkyys aallonpituuden funktiona

Mittarin aallonpituusvaste pyritään saamaan mahdollisimman lähelle CIE:n eryteemapainotusta.

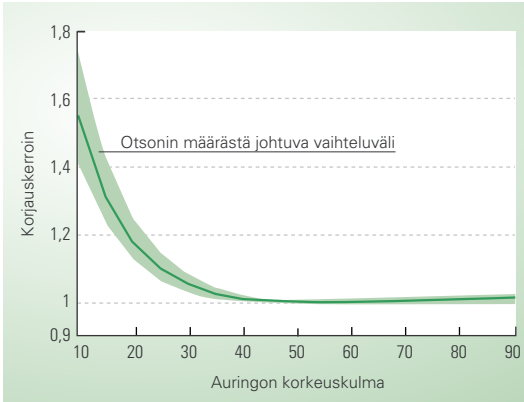
niiden aallonpituusvaste on tasainen. Fotodiodi on kalibroitava kaikilla käytettävillä aallonpituuksilla herkkyiden aallonpituusriippuvuudesta johtuen. Jos fotodiodi tunnetaan hyvin, voidaan sen ominaisuudet myös mallintaa, jolloin kalibrointiin riittää yksi aallonpituus.

Laajakaistaiset mittaukset

Laajakaistaiset optisen säteilyn mittaukset tehdään nimensä mukaisesti laajalla aallonpituusalueella toimivalla yksittäisellä detektorilla. Mittaukset voidaan tehdä tietyllä aallonpituusalueella, kuten kokonaissäteilyn, UV-A tai UV-B säteilyn mittausta, tai jollain vaikutusspektrillä, kuten CIE-eryteemapainotuksella, painotettuina mittauksina. Myös fotometriset mittaukset ovat laajakaistaisia mittauksia, vaikutusspektrinä fotometrisissä mittauksissa on silmän spektriherkkyys $V(\lambda)$. Yleisesti voidaan sanoa, että laajakaistaisilla mittauksilla pyritään mittaamaan painotettu irradianssi (tai radianssi)

$$E_{\text{painotettu}} = \int_{\lambda} S(\lambda)E(\lambda)d\lambda, \quad (2.74)$$

missä λ on haluttu aallonpituusalue ja $S(\lambda)$ on valittu vaikutusspektri. Mitareina käytetään yleensä laajakaistaisia mittareita, jotka koostuvat suodattimesta ja ilmaisimesta. Ilmaisimena käytetään yleensä fotodiodia. Suodattimen ja fotodiodin ominaisuuksilla pyritään saamaan aikaan haluttu



Kuva 2.29 Mittarin spektrisen vasteen vaikutus mittauksiin kuvan 2.28 esimerkkimittarilla

Kuvassa on esitetty korjauskertoimen, jolla mittarin lukema on kerrottava. Mittari on kalibroitu auringon korkeuskulmalle 50°. Ozonin vaikutus korjauskertoimeen on kuvattu vaaleanvihreällä.

aallonpituusalue ja vaikutusspektri. Laajakaistaisia mittareita on tarjolla moniin eri tarkoituksiin ja mittareilla on käyttötarkoituksesta riippuen erilainen aallonpituusvaste. Sopiva anturityyppi on valittava mittarin käyttötarkoituksen mukaan.

Laajakaistaisten mittarien suurin ongelma on, ettei mittarin aallonpituusvaste $S_m(\lambda)$ vastaa täysin haluttua vaikutusspektriä $S(\lambda)$. Lisäksi mittari voi olla herkkä säteilylle halutun aallonpituusalueen ulkopuolella, esimerkiksi UV-mittarit voivat olla herkkiä myös IR-säteilylle. Muita merkittäviä virhelähteitä ovat mittarin kulmavaste (kosinivaste), lämpötilaherkkyys, mittarin ikääntyminen kosteuden takia sekä mittarin lineaarisuus.

Erityisesti UV-mittaukset ovat herkkiä mittarin ja halutun aallonpituusvasteen eroille. Tarkastellaan esimerkkinä tyypillistä CIE-eryteemapainotetun irradianssin mittaukseen tarkoitettua mittaria. Mittarin suhteellinen spektrinen herkkyys ja CIE-eryteemapainotus on esitetty kuvassa 2.28. Mittarin herkkyys on suurempi kuin haluttu CIE-eryteemapainotus aallonpituusväleillä 300–325 nm ja pienempi yli 330 nm aallonpituuksilla.

Mittarin todellisen ja ideaalisen vasteen eron vaikutusta auringon eryteemapainotetun irradianssin mittaukseen on havainnollistettu kuvassa 2.29. Auringon spektri riippuu auringon korkeuskulmasta ja kokonaisotsonin määrästä. Kuvassa on esitetty auringon korkeuskulman funktiona korjauskertoimen, jolla mittarin lukema pitää kertoa oikean eryteemapainotetun

Lampputyyppi	Kalibrointikerroin
PUVA	1,5
SUP	1,1
Kapeakaistainen UV-B	0,9
Leveäkaistainen UV-B	1,7
Erityyppisiä solariumlamppuja	1,0 – 1,5
Aurinko, korkeuskulma 50°	1,0

Taulukko 2.3 Kalibrointikertoimia erilaisille UV-lampuille kuvan 2.28 esimerkkimittarille

Mittarin oletetaan näyttävän oikein auringon säteilyssä auringon korkeuskulman ollessa 50°. Lamppujen spektrejä on esitetty luvussa 6, kuvissa 6.12 ja 6.15.

irradianssin saamiseksi. Mittari on kalibroitu näyttämään oikein auringon korkeuskulmalla 50°. Kun auringon korkeuskulma on yli 40°, aallonpituusvasteesta johtuva virhe on pieni. Auringon ollessa matalammalla virhe kasvaa huomattavasti ja on yli 50 prosenttia auringon korkeuskulman ollessa 10°. Myös kokonaisotsonin määrän vaikutus kasvaa matalilla auringon korkeuskulmilla.

Eryteemapainotettuja mittareita käytetään myös UV-lamppujen, kuten solariumien ja sairaaloiden valohoitolaiteiden, mittauksiin. Taulukossa 2.3 on esimerkkimittarin kalibrointi- eli korjauskertoimia erilaisille valohoitolaite- ja solariumlamppuille, kun aurinkomittauksissa mittarin kalibrointikertoimen oletetaan olevan yksi. Kalibrointikertoimissa on lähes sadan prosentin ero mitattavasta lampputyyppistä riippuen. Kalibrointikertoimien suuren vaihtelun vuoksi mittari onkin kalibroitava erikseen kullekin lampputyyppille. Myös mittaajan on tiedettävä mitattavan lampun tyyppi, jotta hän osaisi käyttää oikeaa kalibrointikerrointa.

Laajakaistaisille mittareille on käytössä kolme erilaista kalibrointitapaa; kalibrointi yksittäisellä aallonpituudella, kalibrointi spektroradiometriä vastaan sekä mittarin aallonpituusvasteen tarkka määrittäminen.

Kun mittari kalibroidaan yksittäisellä aallonpituudella, käytetään yleensä Hg-lamppuja, joista muut kuin haluttu emissioviiva on suodatettu pois. Esimerkiksi UV-A mittarin kalibrointiin käytetään elohopean 365 nm viivaa. Kalibrointi suoritetaan vertaamalla säteilykentässä referenssimittarin ja kalibroittavan mittarin lukemaa. Kalibrointi on yksinkertainen ja nopea suorittaa ja itse kalibroinnin epävarmuus on pieni. Kalibrointikerroin on

kuitenkin vain yksittäiselle aallonpituudelle eikä välttämättä sovi mittaajan omiin mittauksiin, jolloin käyttäjän mittauksiin voi tulla suurikin virhe mittarin aallonpituusvasteesta riippuen. Kalibrointi yksittäisellä aallonpituudella soveltuukin parhaiten mittarin stabiilisuuden seurantaan.

Kun mittari kalibroidaan spektrometriä vastaan, mitataan spektrometrillä ja kalibroitavalla mittarilla kalibrointilampun irradianssi ja lasketaan kalibrointikerroin cf

$$cf = \frac{\int S_a(\lambda)E(\lambda)d\lambda}{m}, \quad (2.75)$$

missä m on kalibroitavan mittarin lukema, $S_a(\lambda)$ on käytetty vaikutusspektri ja $E(\lambda)$ on spektrometrillä mitattu spektrinen irradianssi. Kalibrointi on syytä suorittaa samanlaisella lamputyypillä kuin mitä mittarilla on tarkoitus mitata ja käyttämällä haluttua vaikutusspekttriä, jolloin mittarin aallonpituusvasteen puutteet eivät aiheuta virhettä lopullisissa mittauksissa. Menetelmän haittoja on kalibroinnin muuttuminen monimutkaisemmaksi ja työläämmäksi sekä itse kalibroinnin epävarmuuden kasvaminen. Lisäksi kalibrointi on suoritettava erikseen kullekin käytetylle lamputyypille.

Käyttämällä laajakaistaisen mittarin kalibrointiin monokromaattista säteilyä usealla eri aallonpituudella voidaan määrittää mittarin aallonpituusvaste $S_m(\lambda)$. Monokromaattisen säteilyn lähteenä voidaan käyttää joko lasereita tai irradianssimonokromaattoria. Irradianssimonokromaattori muodostuu laajakaistaisesta ja tehokkaasta lampusta sekä monokromaattorista, jota säätämällä saadaan ulos kapeakaistaista säteilyä halutulla aallonpituudella. Mittarin kalibrointikerroin cf saadaan laskettua halutulle spektrille $E(\lambda)$ ja mittauksissa käytetylle vaikutusspektrille $S_a(\lambda)$ seuraavasti;

$$cf = \frac{\int S_a(\lambda)E(\lambda)d\lambda}{\int S_m(\lambda)E(\lambda)d\lambda}. \quad (2.76)$$

Kun kalibroidun laajakaistaisen mittarin aallonpituusvaste tunnetaan, voidaan uusi kalibrointikerroin laskea erilaisille spektreille, kun kalibroinnissa käytetty spektri ja uusi spektri tunnetaan. Uusi kalibrointikerroin cf_2 saadaan laskettua seuraavasti

$$cf_2 = cf_1 \cdot \frac{\int S_m(\lambda)E_1(\lambda)d\lambda}{\int S_a(\lambda)E_1(\lambda)d\lambda} \cdot \frac{\int S_a(\lambda)E_2(\lambda)d\lambda}{\int S_m(\lambda)E_2(\lambda)d\lambda}, \quad (2.77)$$

missä cf_1 on spektriä $E_1(\lambda)$ vastaava kalibroitikerroin ja $E_2(\lambda)$ on uusi spektri, jolle uusi kalibroitikerroin lasketaan. $S_a(\lambda)$ on käytetty vaikutuspektri ja $S_m(\lambda)$ on mittarin aallonpituusvaste. Huomattavaa tässä ”simuloidun” kalibroitikertoimen laskemisessa on, että säteilylähteiden spektrit ja mittarin vasteet voivat olla suhteellisia, eli niiden tarkkaa suuruutta ei tarvitse tuntea.

Simuloidun kalibroinnin etu on, että kalibroitikerroin voidaan laskea mille tahansa tunnetulle spektrille ja menetelmää käyttäen mittari voidaan kalibroida myös muille vaikutusspektreille. Simuloidun kalibroinnin haittoja ovat kalibroitikertoimen laskemisen monimutkaisuus sekä menetelmän vaatiman mittarin aallonpituusvasteen määrittäminen, joka on vaativa mittaus. Lisäksi mittarin herkkyyden ja dynamiikan on oltava hyvä, jotta mittarin aallonpituusvaste voidaan ylipäätään määrittää.

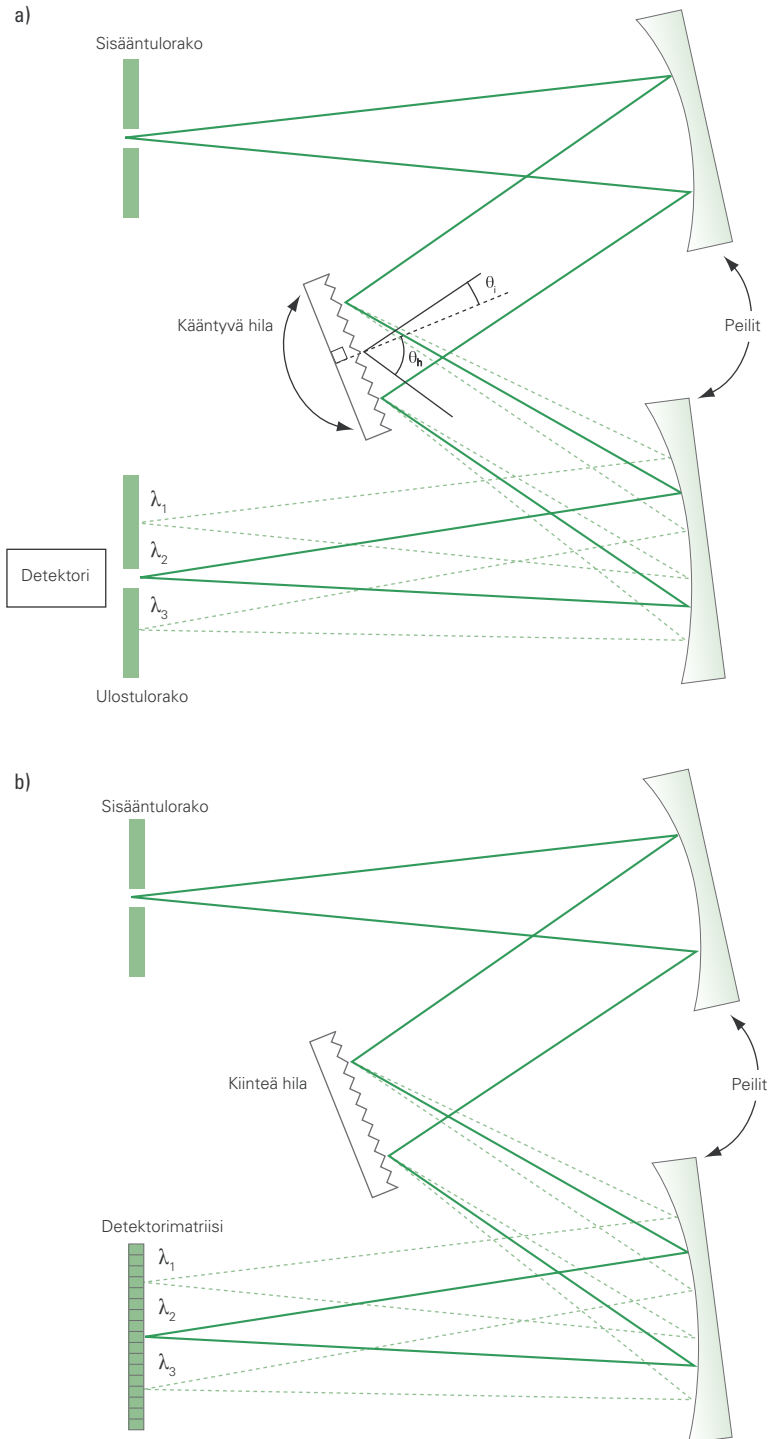
Yhteistä kaikille laajakaistaisilla mittareilla tehdyille mittauksille kalibroitavasta riippumatta on se, että pyrittäessä parhaimpaan mittaustarkkuuteen on mitattavan lähteen spektrijakauma tunnettava etukäteen. Jos spektriä ja siihen liittyvää kalibroitikerrointa ei tunneta, voi mittaus olla täysin virheellinen mittausrvirheen ollessa useita kymmeniä prosentteja. Siksi kun tavoitteena on mitata tarkasti tuntematonta säteilylähdettä, on mittaus suoritettava spektrometrillä.

Spektrometriset mittaukset

Säteilyn aallonpituusjakauma mitataan spektrometrillä. Spektrometri koostuu sisäänmeno-optiikasta, säteilyn eri aallonpituuksiin jakavasta monokromaattorista sekä detektorista.

Spektrometrin ydin on monokromaattori. Monokromaattorin rakenne on esitetty kuvassa 2.30. Kuvassa on esitetty erikseen niin kutsuttu skannaava monokromaattori, jossa aallonpituutta muutetaan kääntämällä hilaa ja kiinteähilainen monokromaattori.

Monokromaattoriin sisäänmenevä säteily rajoitetaan kapeaksi keilaksi sisääntuloraossa niin, että keila valaisee koko peilipinnan ja hilan, mutta ei vuoda niiden ohitse. Raon etäisyys ensimmäisestä peilistä on koveran



Kuva 2.30 Monokromaattorin rakenne

a) Skannaava monokromaattori, b) detektorimatriisiin perustuva monokromaattori

peilin polttovälin suuruinen, jolloin hilalle heijastuva säteily saadaan mahdollisimman hyvin tasoallon kaltaiseksi.

Hilan pinta koostuu useista yhdensuuntaisista urista. Urat aiheuttavat heijastuneen säteilyn diffraktoitumisen, jolloin heijastunut säteily jakautuu eri aallonpituuksille yhtälön

$$d(\sin(\theta_i) + \sin(\theta_h)) = m\lambda \quad (2.78)$$

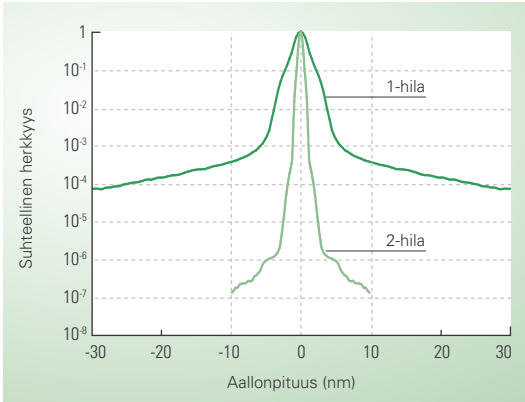
mukaisesti, missä d on hilan urien välimatka, θ_i on säteilyn tulokulma, θ_h on säteilyn lähtökulma, λ on säteilyn aallonpituus ja m on kertaluokan kuvaava kokonaisluku. Yleensä käytetään ensimmäisen kertaluokan, $m = 1$, heijastusta. Normaalin peiliheijastuksen kertaluku on 0, eikä se erottele eri aallonpituuksia toisistaan. Ylemmän kertaluvun heijastukset, jotka aiheuttavat virheitä mittauksiin, pyritään suodattamaan pois. Esimerkiksi ensimmäisen kertaluvun heijastuksen aallonpituudelle 600 nm tulee myös toisen kertaluvun heijastus 300 nm aallonpituudelta.

Toinen kovera peili kohdistaa säteilyn ulostuloraolle, jonka takana on spektrometrin detektorin. Hilaa kääntämällä muutetaan detektorille tulevan säteilyn aallonpituutta. Muut aallonpituudet kuvautuvat tasaisena nauhana ulostuloraon molemmille puolin.

Kun monokromaattorissa on kiinteä hila, ei aallonpituutta muuteta hilaa kääntämällä, vaan jokaiselle aallonpituudelle on periaatteessa oma detektorin. Tämä on toteutettu detektorimatriisielementillä, jossa voi olla tuhansia fotodiodelementtejä. Tällöin yksittäinen elementti muodostaa monokromaattorin ulostulorako-detektorin yhdistelmän.

Monokromaattorit voidaan myös ketjuttaa niin, että ensimmäisen monokromaattorin ulostulorako toimii toisen monokromaattorin sisääntulorakona. Kun monokromaattoriosia on kaksi, puhutaan kaksoishilamonokromaattorista. Kaksoishilamonokromaattorin hilat on kytketty yhteen niin, että kummankin monokromaattorin läpimenneen säteilyn aallonpituus on sama. Kaksoishilamonokromaattori voidaan toteuttaa vain skannaavalla monokromaattorilla, kiinteän hilan monokromaattorit ovat aina yksihilamonokromaattoreita.

Monokromaattorissa käytettävä hila on valittava mittaustarpeen mukaan. Hilan uratiheys määrää käyttökelpoisen aallonpituusalueen. Lisäksi hila voi olla optimoitu tietyllä aallonpituusalueella, jolloin hila on suunniteltu niin, että heijastus näillä aallonpituuksilla on mahdollisimman suuri. Hilat



Kuva 2.31 Spektroradiometrin rakofunktio yksihila- ja kaksoishilamonokromaattorilla

Kuvasta näkyy hyvin kaksoishilamonokromaattorin pienempi hajavalon määrä. Monokromaattorien kaistan leveyteen ei hilalla ole merkitystä, kaistan leveyden määräävät sisään- ja ulostulorakojen leveys sekä monokromaattorin fokusetäisyys. Kaistan leveys ilmoitetaan yleensä puoliarvoveytenä, FWHM eli Full Width at Half Maximum. Kuvan monokromaattoreille ne ovat 1,6 nm ja 0,6 nm.

voidaan jakaa myös kahteen ryhmään valmistustavan mukaan; uritettuihin ja holografisiin hiloihin. Uritetuissa hiloissa hilan pintaan on tehty ohuita samansuuntaisia uria. Koska yhdensuuntaisten samalla etäisyydellä hyvin tiheässä olevien ohuiden urien teko on hyvin vaikeaa, käytössä olevat hilat on valmistettu kopioimalla alkuperäistä uritettua hilaa.

Holografiset hilat perustuvat valmistusvaiheessa käytettyyn holografiseen interferenssikuvioon. Hilan pinnalla olevalle valoherkälle materiaalille synnytetään hilan uratiheyttä vastaava holografinen interferenssikuvio, johon pinnan materiaali reagoi. Tämän jälkeen materiaali poistetaan etsaamalla, jolloin hilan pintaan syntyy urakuvio. Holografinen hila voidaan toteuttaa myös niin, että pinnan heijastuskerroin muuttuu. Tällöin hilan pinta on tasainen, eikä hila ole niin herkkä pölylle kuin pieniä uria sisältävän hilan pinta.

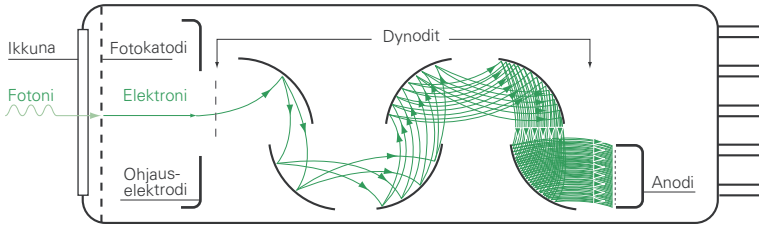
Käytetyn hilan lisäksi monokromaattorin aallonpituusominaisuuksiin vaikuttavat koverien peilien fokusetäisyys, eli käytännössä monokromaattorin koko sekä sisään- ja ulostulorakojen leveys. Spektroradiometrin kykyä erottaa eri aallonpituudet kuvataan spektroradiometrin rakofunktiolla tai sen puoliarvoveydeillä. Rakofunktio ei ole nimestään huolimatta funktio, vaan yleensä mitattu käyrä, joka kertoo kuinka herkkä spektroradiometri on valitun aallonpituuden vieressä oleville aallonpituuksille. Kuvassa 2.31 on esitetty rakofunktio kahdelle erityyppiselle spektroradiometrille. Rakofunktion puoliarvoveveys, englanniksi FWHM eli Full Width at Half Maximum, on

aallonpituuksien väli, joiden välissä rakofunktion arvo on suurempi kuin puoli.

Aallonpituuksien erottelukyvyn lisäksi toinen tärkeä monokromaattorin kyky on vaimentaa hajasäteilyä. Hajasäteilyksi sanotaan säteilyä, jonka aallonpituus on muu kuin mitattavaksi halutun säteilyn aallonpituus. Hajasäteily syntyy monokromaattorin sisällä tapahtuvista heijastuksista, monokromaattorin sisällä olevasta pölystä ja monokromaattorin optisten komponenttien epäideaalisuuksista. Hajasäteilyn määrää pyritään vähentämään suunnittelemalla monokromaattorin sisäpinnat mahdollisimman vähän heijastaviksi. Hajavalon määrä on huomattavasti pienempi kaksoishilamonokromaattoreilla. Tyypillisesti yksihilamonokromaattorille hajavalon osuus on noin 10^{-3} – 10^{-4} , kun taas kaksoishilamonokromaattorilla hajavalon määrä on noin 10^{-6} – 10^{-8} . Hajavalon merkitys on suuri mitattaessa spektristä muuta säteilyä heikompaa aallonpituusalueetta, jonka merkitys on kuitenkin suuri. Hyvä esimerkki on auringon UV-B-säteilyn mittaaminen.

Detektorina spektroradiometreissa käytetään yleensä joko fotodiodia tai valomonistinputkea. Valomonistinputki on erittäin herkkä detektori, jonka lineaarisuus on hyvä suurella dynamiikka-alueella. Valomonistinputken rakenne on esitetty kuvassa 2.32. Valomonistinputken lasikuoren sisällä on tyhjiö. Fotonit tulevat valomonistinputken sisään putken päässä tai kyljessä olevasta ikkunasta ja irrottavat fotokatodilta elektronin valosähköisen ilmiön avulla. Ohjauselektrodi ohjaa irronneen elektronin ensimmäiselle dynodille. Fotokatodin, ensimmäisen dynodin ja seuraavien dynodien ja viimeisenä olevan anodin välillä on suuri jännite. Fotokatodin ja anodin välinen jännite voi olla tuhansia voltteja. Fotokatodilta irronnut elektroni kiihdytetään ennen osumistaan ensimmäiseen dynodiin niin, että se irrottaa dynodilta useita uusia elektroneja. Nämä kiihdytetään jännitteen avulla seuraavalle dynodille, jossa irronneiden elektronien määrä taas lisääntyy. Dynodiketju moninkertaistaa anodille tulevien elektronien määrän. Anodilla signaali mitataan joko mittaamalla elektronien aiheuttama virta tai laskemalla yksittäisten fotonien aiheuttamien elektroniryöppyjen lukumäärää.

Fotokatodit on yleensä tehty alkalimetalleja sisältävistä puolijohdeyhdisteistä. Fotokatodin materiaali ja valomonistinputken ikkunan läpäisy määräävät valomonistinputken spektriset ominaisuudet. Sopivilla materiaalivalinnoilla voidaan toteuttaa laajalla aallonpituusalueella toimivat valomonistinputket tai rajoittaa käyttökelpoinen aallonpituusalue pelkästään UV- tai IR-aallonpituuksille.



Kuva 2.32 Valomonistinputken rakenne

Sisääntulo-optiikan tehtävänä on kerätä säteilyä monokromaattorille tietyltä avaruuskulmalta halutulla tavalla. Irradianssimittauksissa säteilyä kerätään koko puoliavaruudesta niin, että herkkyys noudattaa sisääntulokulman kosinia. Radianssimittauksissa kerätään kaikki säteily tietyistä pienestä avaruuskulmasta. Irradianssimittauksissa sisääntulo-optiikkana käytetään joko diffuuseria tai integroiva palloa. Diffuuseri on valmistettu säteilyä hajaläpäisevästä aineesta, jolloin ideaalitapauksessa säteilyn suuntatieto häviää ja diffuuserin läpäissyt säteily vastaa säteilyn tulokulman kosinin mukaisesti diffuuserin pinnalle tullutta säteilyä. Yleisin diffuuserin materiaali UV-mittauksissa on PTFE-muovi, joka tunnetaan paremmin sen kauppanimellä Teflon. Integroiva pallo on päällystetty sisältä hyvin heijastavalla aineella ja siinä on kaksi tarkoin rajattua aukkoa, sisäänmeno- ja ulostuloaukko. Suora yhteys näiden aukkojen välillä on estetty, jolloin integroivan pallon läpimennyt säteily on heijastunut useaan kertaan pallon sisäpinnasta, jolloin integroivaan palloon mennyt säteily on muuttunut ulostulossa diffuusiksi tasaisesti joka suunnasta tulevaksi säteilyksi. Käytännössä ideaalisen diffuuserin tai integroivan pallon toteuttaminen on vaikeaa ja niiden vaste poikkeaa säteilyn tulokulman kosinista. Tätä virhettä voidaan korjata kosinikorjauksella, kun säteilygeometria tunnetaan. Tämä kosinikorjaus voi olla suuri, jopa useita kymmeniä prosentteja, ja se on yksi suurimmista virhelähteistä irradianssimittauksissa.

Radianssimittauksissa sisääntulo-optiikka ei juuri poikkea radianssimittarista, mittarin detektorin paikalla on monokromaattorin sisääntuloaukko. Yleensä optiikka on toteutettu teleskooppina, jossa tarkennusetaisyttä voidaan säätää ja johon on yhdistetty mittauskentän näkevä okulaari mittajalle mittauksen kohdistamista varten.

Sisääntulo-optiikka voi olla kiinteästi kiinnitettynä monokromaattoriin tai sisääntulo-optiikan ja monokromaattorin välissä voi olla optinen kuitu. Kuitua käyttämällä spektroradiometrin sijoittaminen mittauksissa on helppompaa, koska sisääntulo-optiikka voidaan sijoittaa haluttuun paikkaan

säteilykentässä liikuttamatta usein kookasta, painavaa ja herkkää monokromaattoria.

Kalibroitaessa spektrometriä tehdään sekä aallonpituusasteikon kalibrointi että spektrisen irradianssin, tai radianssin, kalibrointi. Aallonpituusasteikon kalibrointiin käytetään yleensä lamppuja joilla on viivaspektri, kuten kuvassa 6.16 luvussa 6 on esitetty. Yleisin kalibrointiin käytetty lamppu on elohopea- eli Hg-lamppu. Hg-lampun spektri koostuu useasta viivasta, joista aallonpituuskalibrointiin soveltuvat parhaiten viivat, jotka koostuvat yhdestä emissioviivasta ja joiden lähellä ei ole muita emissioviivoja. Auringon UV-säteilymittauksissa voidaan käyttää myös auringon spektrin hienorakennetta aallonpituusasteikon kalibrointiin. Tällöin käytetään tarkasti mitattua hyvin hienorakenteista spektriä lähtöarvona, josta lasketaan käytettävän spektrometrin rakofunktiota vastaava spektri. Sovittamalla aallonpituutta muuttamalla mitattu auringon säteilyn spektri tähän laskettuun spektriin voidaan aallonpituussiirtymä määrittää.

Spektrisen irradianssin ja radianssin kalibrointiin käytetään yleisimmin kvartsihalogeenilamppuja. Näiden lamppujen spektrinen irradianssi on kalibroitu mittanormaalilaboratoriossa kalibrointietäisyydelle. Lisäksi lampun läpi kulkema virta on määritetty hyvin tarkasti. Kvartsihalogeenilamppujen spektri vastaa noin 3 000 °C mustaa kappaletta. Lamppujen säteily ei ole aina riittävä UV-B- ja UV-C-aallonpituuksilla, jolloin täydennyksenä voidaan käyttää deuterium-lamppuja. Kvartsihalogeenilampuista poiketen deuterium-lamppujen spektrinen irradianssi kasvaa aallonpituuden pienessä UV-aallonpituuksilla.

KIRJALLISUUTTA

Boyd R. Radiometry and the detection of optical radiation. John Wiley & Sons, 1983.

Commission International de l'Eclairage (CIE). Erythema reference action spectrum and standard erythema dose. CIE S 007/E:1998, ISO 17166:1999. Wien, 1999.

Grum F, Becherer R. Optical radiation measurements, Volume 1 Radiometry. Academic Press, San Diego, 1979.

Jokela K. Radiometrian perusteet ja optisen säteilyn mittaukset, Picaset Oy, Helsinki, 2003.

Kostkowski H. Reliable spectroradiometry, Spectroradiometry Consulting, La Plata, 1997.

McCluney W. Introduction to radiometry and photometry. Artech House, Norwood, 1994.

Nicodemus (toim.) The Self-Study Manual on Optical Radiation Measurements. NBS Technical Note 910-1-910-8, Washington 1977-1985, <http://physics.nist.gov/Divisions/Div844/manual/studymanual.html>

Sliney DH, Wolbarsht ML. Safety with lasers and other optical sources. A comprehensive handbook. Plenum Press, New York, 1980.