

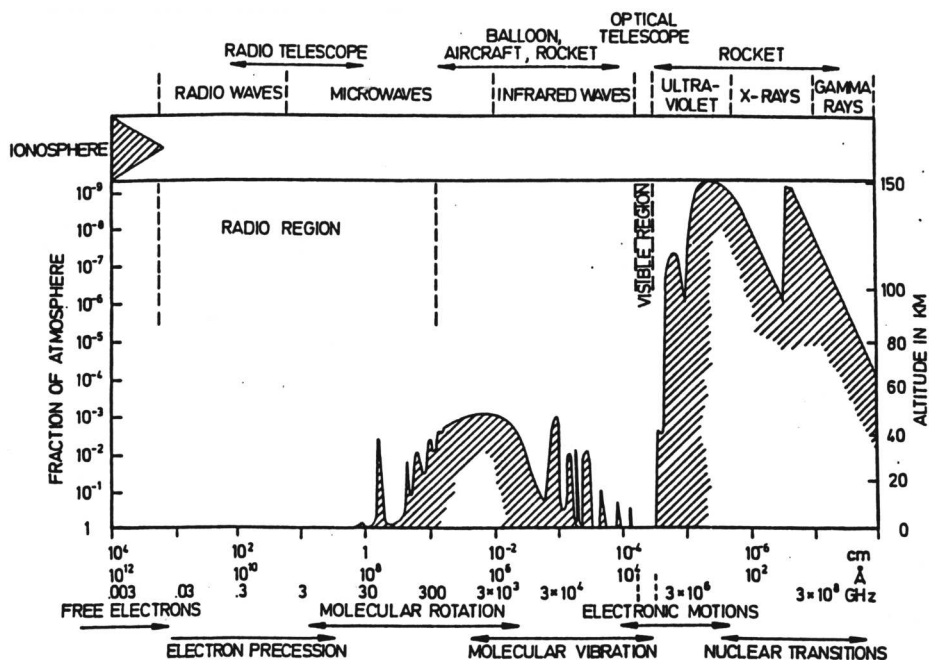
Luku 1

Johdanto

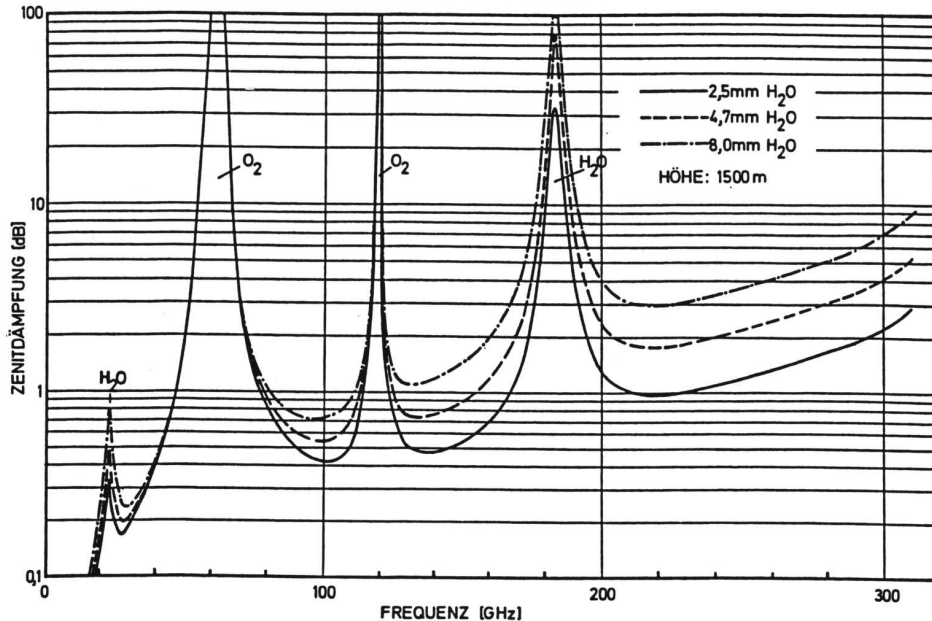
1.1 Radiosäteily

“Radiosäteilyllä” tarkoitetaan sähkömagneettista säteilyä, jota voidaan vastaanottaa radiotekniikkaa käyttäen. Tällä hetkellä aallonpituuden alarajana on $\lambda \approx 0.1$ mm. Tämä vastaa taajuutta $\nu \approx 3 \times 10^{12}$ Hz (3 THz). Aallonpituusalueesta $\lambda = 1$ m - 1 mm ($\nu = 300$ MHz - 300 GHz) käytetään usein nimitystä “mikroaallot”, kun taas tätä lyhyemmistä aalloista puhutaan “alimillimetrialueena”. Teknillisissä sovellutuksissa pitempiaaltoinen säteily jaetaan useisiin kaistoihin, kuten esim. HF-, VHF- ja UHF-kaistoihin.

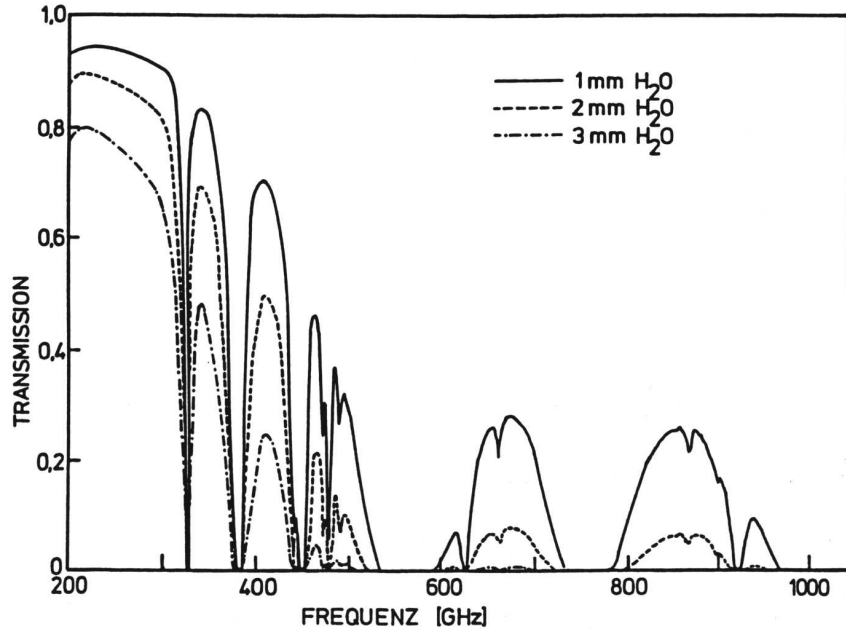
Ilmakehän läpäisevyys (eng. “transmission”) rajoittaa radioastronomisia havaintoja. Kuvassa 1.1 on esitetty ilmakehän transmissio koko sähkömagneettisen spektrin yli (kirjallisuuslähde: [Rohlfs & Wilson 2000]). Maapallon ilmakehä läpäisee radiosäteilyä, jonka taajuus on välillä 15 MHz ($\lambda = 20$ m) ja 600 GHz ($\lambda = 0.5$ mm). Tätä kutsutaan ns. radioikkunaksi. Ylärajan havaittavan säteilyn taajuudelle asettaa troposfäärin molekyylien resonanssiabsorptio. Alarajalla vastaan tulee ionosfäärin vapaitten elektronien absorptio. Jos sähkömagneettisen säteilyn taajuus on plasmataajuutta, $\nu_p = 8.97 \sqrt{\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}}}$ kHz, pienempi, ei säteily pääse ionosfäärin läpi. Koska vapaiden elektronien lukumäärätiheys ionosfäärissä, n_e , riippuu auringon aktiivisuudesta, ei alarajataajuuden arvo ole kiinteä. Tämän lisäksi ilmakehän veden (H_2O) ja molekulaarisen hapen (O_2) absorptioviivat vaikeuttavat havaintoja millimetri- ja alimillimetrialueessa. Tarkempi esitys tämän alueen absorptioviivoista on kuvissa 1.2 ja 1.3 [Hachenberg & Vowinkel 1982].



Kuva 1.1: Ilmakehän läpäisevyys sähkömagneettisen spektrin eri alueissa. Kuvio ilmoittaa korkeuden ilmakehässä, jolla säteily on vaimentunut puoleen. Pitkäaaltoinen radiosäteily läpäisee ilmakehän hyvin aina aallonpituudelle n. 1 cm asti. Myös optisella alueella ilmakehä on läpinäkyvä [Rohlf & Wilson 2000].



Kuva 1.2: Ilmakehän vaimennus zenitissä millimetriaalloilla eri vesihöyrypitoisuuksilla [Hachenberg & Vowinkel 1982].



Kuva 1.3: Ilmakehän läpäisevyys eli transmissio alimillimetrialueessa eri vesihöyrypitoisuuksilla ([Hachenberg & Vowinkel 1982]).

1.2 Vuontiheys ja pintakirkkaus

Säteilylähteen voimakkuutta kuvataan **vuontiheydellä** (“flux density”) F_ν (merkitään usein myös S_ν), jonka yksikkö on $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$. Vuontiheys on siis suure joka kuvaa energiamäärää taajuuskaistassa $[\nu, \nu+1\text{Hz}]$ joka virtaa ajatellun 1 m^2 pinta-alan läpi sekunnissa. Kosmiset radiosignaalit ovat siksi heikkoja, että vuontiheyden yksikkönä käytetään yleensä **jansky** [**Jy**]:

$$1 \text{ jansky} = 1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} .$$

Tietyn taajuuskaistan $\Delta\nu$ yli integroitua vuontiheyttä kutsutaan kokonaisvuontiheydeksi (“flux”) F (ilman alaindeksiä); $F = \int F_\nu d\nu$. Sen yksikkö on W m^{-2} .

Pintamaista kohdetta kartoitettaessa halutaan selvittää sen kunkin pinta-alkion **pintakirkkaus** (“surface brightness”) I_ν eli vuontiheys avaruuskulmayksikköä kohti. I_ν määritellään seuraavan kaavan avulla:

$$dW = I_\nu dA \cos \theta d\Omega d\nu , \quad (1.1)$$

missä dW [yksikkö watti] on pinnan dA läpi kulkevan, suunnasta θ ja avaruuskulmasta $d\Omega$ tulevan säteilyn teho taajuuskaistan ollessa $d\nu$. Näin $F_\nu = \int I_\nu \cos(\theta) d\Omega$. Pintakirkkaus on yhtäsuuri kuin kohteesta lähtevän säteilyn

intensiteetti (“(specific) intensity”). Pintakirkkauden ja intensiteetin yksikkö on $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$ (eli Jy sr^{-1}).

Esimerkiksi lämpötilassa T olevan mustan kappaleen pintakirkkaus¹ I_ν taajuudella ν on Planckin lain mukaan

$$I_\nu \equiv B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} [\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1}], \quad (1.2)$$

missä h on Planckin vakio $6.6260755 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$, k on Boltzmannin vakio $1.380658 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ ja c on valon nopeus tyhjiössä $2.99792458 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$. Alhaisilla taajuuksilla, eli kun $h\nu \ll kT$, mustan kappaleen säteilyn spektrille pätee Rayleigh-Jeansin approksimaatio:

$$B_\nu \approx \frac{2kT\nu^2}{c^2} = \frac{2kT}{\lambda^2}. \quad (1.3)$$

Tämän perusteella määritellään **kirkkauslämpötila** (“brightness temperature”) T_B seuraavasti:

$$T_B \equiv \frac{\lambda^2}{2k} I_\nu. \quad (1.4)$$

Kirkkauslämpötila kuvaa kohteen lähettämän säteilyn intensiteettiä, eikä siis välttämättä edusta sen fysikaalista lämpötilaa.

Esimerkki 1 Mikä on Auringon pintakirkkaus aallonpituudella $\lambda = 1 \text{ cm}$ ($\nu = 30 \text{ GHz}$), jos oletetaan sen säteilevän kuten lämpötilassa 6000 K oleva musta kappale?

Tässä voidaan käyttää Rayleigh-Jeansin approksimaatiota, sillä $h\nu/kT = 2.4 \cdot 10^{-4} \ll 1$. Tällöin

$$B_\nu = \frac{2kT}{\lambda^2} = 1.66 \cdot 10^{-15} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1}.$$

1.3 Radiolähteet

Kuvassa 1.4 [Kraus 1986] on esitetty taivaan kartta 250 MHz :n taajuudella. Kuvaa hallitsee Linnunradan diffuusi säteily sekä joukko diskreettejä lähteitä. Säteilylähteiden luonne on voitu selvittää

1) tutkimalla radioalueen (kontinuumi)spektriä, erityisesti määräämällä sen spektri-indeksi α , jolla tarkoitetaan sen vuontiheyden F_ν taajuusriippuvuutta esityksessä $F_\nu \propto \nu^\alpha$;

¹Mustan kappaleen (“Black body”) säteilyn ollessa kysymyksessä I_ν :n sijasta pintakirkkaus merkitään usein B_ν :llä.

- 2) tutkimalla lähteen vuontiheysvaihteluja ja polarisaatiota;
- 3) tutkimalla kaasumaisen lähteen mahdollista viivaspektriä, josta voidaan saada selville kaasun fysikaalisia ominaisuuksia kuten säteisnopeus, nopeushajonta, lämpötila, tiheys ja siinä vallitseva magneettikenttä.
- 4) yrittämällä identifioida lähde jonkin muun aaltoalueen (varsinkin optisen) lähteen kanssa (radioastronomian alkuaikoina tämä oli vaikeaa huonon kulmaerotuskyvyn takia);

1.4 Radioalueen säteilymekanismit ja kohde-tyypit

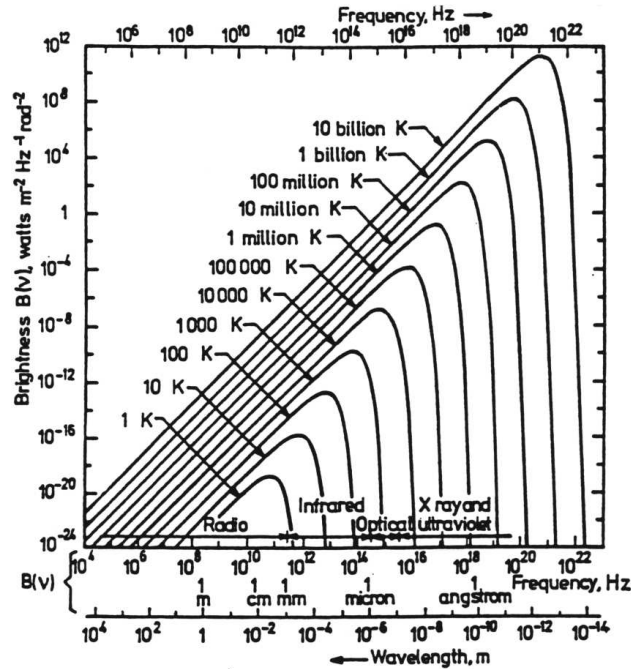
Allaolevassa taulukossa on lueteltu radioastronomisten kohteiden keskeiset termiset ja ei-termiset säteilymekanismit.

TERMINEN		
mustan kappaleen säteily	kiinteä aine	pölyhiukkaset, planeetat
free-free emissio (jarrutussäteily)	vapaat elektronit	kosminen tausta, H II-alueet
viivaemissio	vapaat atomit ja molekyylit	tähtienväliset pilvet, tähtien pölyvaipat
EI-TERMINEN		
synkrotronisäteily	relativistiset elektronit magneettikentässä	supernovajäänteet, radiogalaksit, kvasaarit
maser	molekyylit tiheässä kaasussa	jättiläismolekyylipilvien ytimet, tähtien pölyvaipat

Terminen ja ei-terminen (maser) *spektriviivaemissio* keskittyy vain erittäin kapeille taajuusväleille, jotka riippuvat säteilevän atomin tai molekyylin energiaspektristä ja toisaalta säteilylähteen nopeushajonnasta. Viivasäteilyä, joka syntyy vapaiden atomien ja molekyyliden elektronisista siirtymistä, sekä värähtely- ja pyörähtelytilojen muutoksista käsitellään tarkemmin luvussa 7. Muut emissiomekanismit saavat aikaan jatkuvan spektrin eli *kontinuumin*, jossa säteilyn taajuusriippuvuus on loiva.

Kuvassa 1.5 [Rohlf & Wilson 2000] on esitetty *mustan kappaleen spektrit* eri lämpötiloille logaritmisessa skaalassa. Kuten kuvasta voi todeta, säteilymak-

simin vasemmalla (pitkäaaltoisella) puolella spektri-indeksi $\alpha = 2$ (ks. kaava 1.3). Tämä pätee termisille kontinuumisäteilylle, kun säteilylähde on optisesti paksu.



Kuva 1.5: Mustan kappaleen säteilyn spektri eri lämpötiloissa [Rohlf & Wilson 2000].

Kiinteän aineen lämpösäteily syntyy siihen sitoutuneiden molekyylien värähdystilojen muutoksista. Viimeaikoina on ehdotettu että vapaana leijuvat erittäin pienet pyörivät pölyhiukkaset voisivat olla merkittävä cm-alueen säteilylähde.

Free-free-emissio eli *jarrutussäteily* (“Bremsstrahlung”) syntyy vapaiden elektronien sirotessa positiivisten ionien sähkökentässä. Tiheässä plasmassa sironnassa vapautuneet fotonit vuorovaikuttavat nopeasti vapaiden elektronien kanssa antaen niille liike-energiaa. Koska hiukkasten energia on pohjimmiltaan lämpöliikettä, on tässäkin kysymyksessä termien säteily. Alemmilla radiotaajuuksilla H II-alueet ovat optisesti paksuja, ja niiden free-free-emission spektri noudattaa mustan kappaleen lakia. Korkeammilla taajuuksilla H II-alueet tulevat optisesti ohuiksi, jolloin vuontiheys on lähes riippumaton taajuudesta.

Optisesti ohuen *synkrotronisäteilyn* spektri-indeksi on negatiivinen, s.o. intensiteetti pienenee taajuuden kasvaessa. Synkrotronisäteily syntyy lähes valon nopeudella kiihtävien elektronien kieppuessa magneettikentässä. Magneettikenttään liittyvä Lorentz-voima antaa elektronille kiihtyvyyden, joka saa elektronin säteilemään. Synkrotronisäteilyn intensiteetti riippuukin elektronikaasun ja magneettikentän energiatiheyksistä.

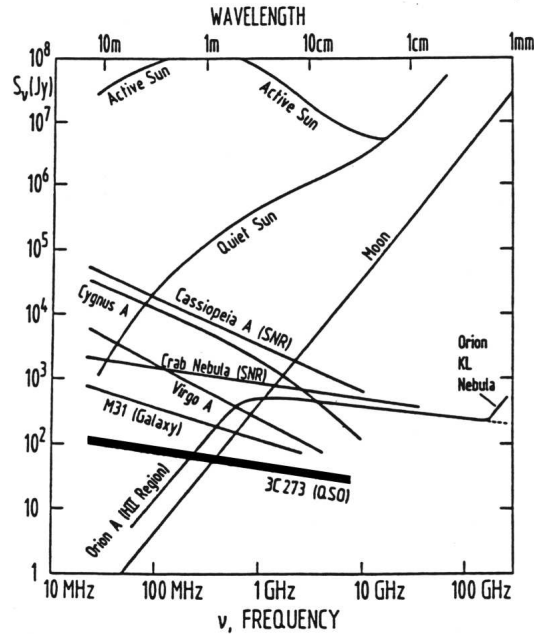
Hitaasti liikkuvan elektronin tapauksessa säteilykuvio noudattaa dipolilakia $P(\theta) \propto \sin^2 \theta$, jonka maksimi sijaitsee kiihtyvyydsvektoria vastaan kohtisuorassa tasossa. Suurella nopeudella magneettikenttää kiertävän elektronin säteilykuvio keskittyy voimakkaasti liikkeen suuntaan. Sopivassa suunnassa oleva havaitsija näkee tällöin äärimmäisen lyhyen pulssin, jonka erittäin laaja spektri keskittyy elektronin kierrostaajuuden monikertoihin. Suuri joukko näin säteileviä elektroneja saa aikaan synkrotronisäteilylle tyypillisen jatkuvan spektrin.

Terminen säteily on *polarisoitumatonta*, mikä tarkoittaa sitä että sähkömagneettisen aallon sähkökentän orientaatio muuttuu satunnaisesti (pysyen kuitenkin yksittäisen elektronin etenemissuuntaa vastaan kohtisuorassa tasossa). Synkrotronisäteily on *polarisoitunutta*. Yksittäisen elektronin aiheuttaman säteilyn sähkökenttää kuvaava vektori piirtää yleisessä tapauksessa ellipsiä. Jos sen sijaan on kysymys suuresta joukosta elektroneja jotka kiertävät homogeenista magneettikenttää, niin synkrotronisäteily suuntautuu kohtisuoraan magneettikenttää vastaan, jolloin se havaitaan lineaarisesti polarisoituneena.

Kuvassa 1.6 [Rohlf & Wilson 2000] on esitetty muutamien radiolähteiden spektrit. Termisiä spektrejä edustavat kuu, rauhallinen aurinko (kromosfääri), ja Orionin sumu (H II-alue). Kaikki muut spektrit ovat ei-termisiä ja voidaan selittää synkrotronisäteilyn avulla. Kontinuumisäteilymekanismeihin palataan luvussa 8.

1.5 Radioteleskooppi

Radioteleskooppi koostuu antennista ja vastaanottimesta. Antenni on optisen kaukoputken vastine, joka kerää säteilyä sille tyypillisen suuntakuvion määrittäältä alueelta. Vastaanotin, joka vastaa optisen teleskoopin detektoria, ohjaa vapaassa tilassa etenevän sähkömagneettisen aallon ns. syöttötorven kautta aaltoputkeen ja muuntaa sen edelleen matalampitaajuiseksi vaihto-



Kuva 1.6: Radiolähteiden kontinuumispektrejä. Kuu, rauhallinen Aurinko ja Orionin sumu (alemmilla taajuuksilla) säteilevät mustan kappaleen tapaan (vuontiheys kasvaa radioalueella taajuuden kasvaessa). Sen sijaan aktiivinen Aurinko, supernovajäänteet (esim. Cassiopeia A), radiogalaksit (esim. Cygnus A), ja kvasaarit (esim. 3C273) lähettävät ei-termistä säteilyä (radioalueen vuontiheys pienenee taajuuden kasvaessa; [Rohlfs & Wilson 2000]).

jännitteeksi, joka etenee kaapelissa. Signaalia vahvistetaan useissa eri vaiheissa ennen detektointia. Pitkäaaltoiselle säteilylle tarkoitetuissa teleskoopeissa muunnos vaihtojännitteeksi tapahtuu jo fokukseen sijoitetussa syöttöantennissa.

Pitkän aallonpituuden takia yksittäisen radioteleskoopin kulmaerotuskyky on heikko. Tämän takia ilmakehän “seeing” ei rajoita havaintotarkkuutta yksittäisellä antennilla, vaan erotuskyky riippuu täysin antennin diffraktiokuvioista. Esim. paraboloidiantennin suuntakuvion eli keilan puoliarvoveveys θ on muotoa

$$\theta = K \frac{\lambda}{D}, \quad (1.5)$$

missä λ on aallonpituus ja D antennin halkaisija. Kerroin K on hiukan yksiköstä suurempi luku ja sen täsmällinen arvo riippuu syöttötorven säteilyominaisuuksista ja antennin aukkosuhteesta D/f , missä f on polttoväli. Esimerkiksi Metsähovin 14-m teleskoopin keilanleveys aallonpituudella $\lambda = 3$ mm

on $1'$ ($1' = 1$ kaariminuutti, siis $1/60$ astetta)², mikä vastaa silmän erotuskykyä. Yhdistämällä useita teleskooppeja antennilinjoiksi (“array”) erotuskykyä voidaan parantaa *interferometri*an avulla. Itseasiassa suurimmilla interferometreilla päästään paljon parempaan erotuskykyyn (noin 50×10^{-6} kaarisekuntia) kuin maanpäällisillä optisilla teleskoopeilla. Interferometriassa otetaan erilaisista optisista matkoista aiheutuvat vaihe-erot eri antennien välillä huomioon vaihekalibroinnin avulla. Tämä korjaa ilmakehän turbulenssin aiheuttamia häiriöitä samaan tapaan kuin adaptiivinen optiikka.

Radioalueen detektiossa käytetään hyväksi säteilyn aaltoluonnetta ja sähkömagneettista induktiota: Radioaallon muuttuva sähkökenttä indusoi johitteessa muuttuvan jännitteen. Muuttuvasta jännitteestä saadaan suoran Fouriermuunnoksen tai autokorrelaation avulla selville säteilyn *tehospektri*, eli kuinka paljon tehoa vastaanotetaan kussakin taajuusintervallissa.

Teleskoopin syöttötorvi tai -antenni on herkkä säteilyn tietylle polarisaatio-suunnalle, eli aallon sähköisen vektorin tietylle värähtelysuunnalle. Vastanottimeen saapuu tällöin vain tietyn suuntaisesti lineaarisesti polarisoitunut tai ympyräpolarisoitunut komponentti. Haittapuolena on se että polarisoitumattomasta säteilystä vastaanotetaan vain puolet. Toisaalta tällaisen teleskoopin avulla voidaan tutkia kohteen lähettämän säteilyn polarisaatiota. On myös mahdollista havaita kaksi ortogonaalista polarisaatiosuuntaa samanaikaisesti, jolloin kaikki säteily saadaan talteen.

²Täyden kuun halkaisija taivaalla on noin $30'$, siis 0.5 astetta