XFYS4336 Havaitseva tähtitiede II

Silja Pohjolainen Kaj Wiik

Tuorlan observatorio

Kevät 2014

Osa kuvista on lainattu kirjasta Wilson, Rohlfs, Hüttemeister: 'Tools of Radio astronomy'

Luento 1, radioastronomian perusteet

Radioastronomian historia

Radioikkuna

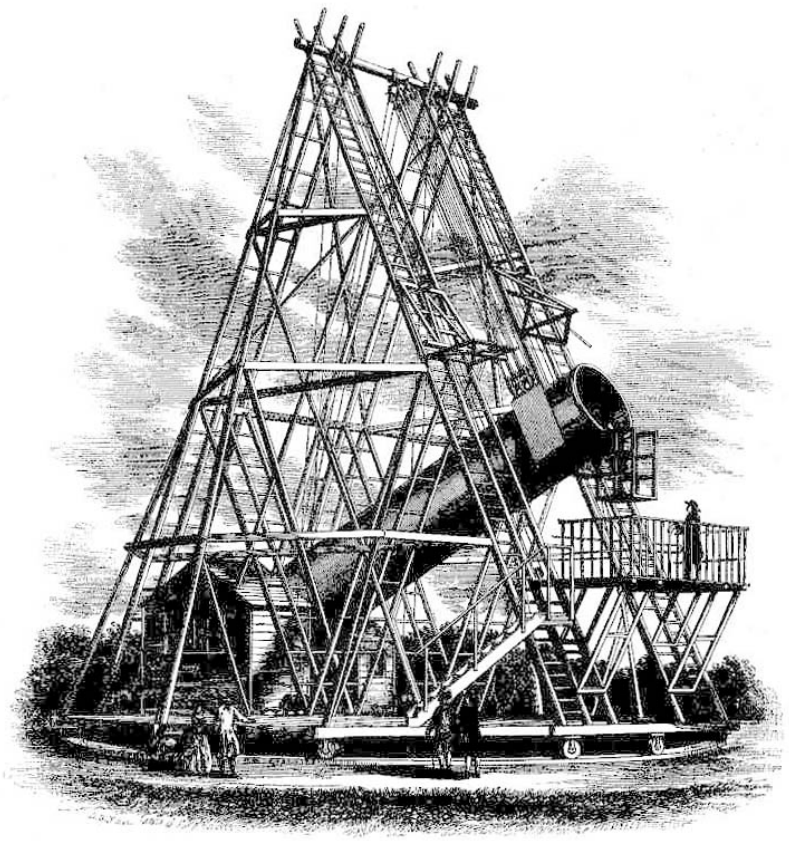
Peruskäsitteet

Säteilyn siirtyminen väliaineessa

Mustan kappaleen säteily ja kirkkauslämpötila

Radioastronomian historia

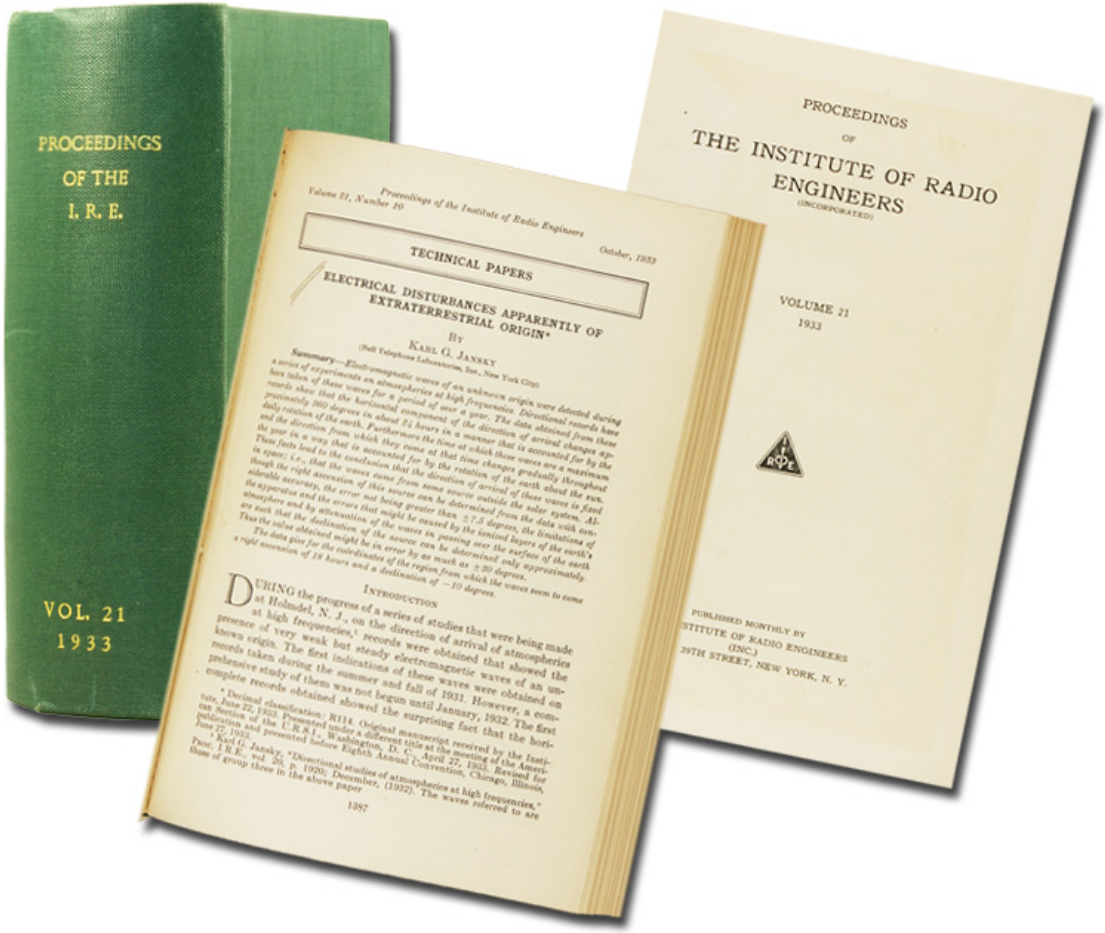
Tähtitieteelliset havainnot rajoittuivat tuhansia vuosia näkyvän valon alueeseen.
Ennen radioastronomian keksimistä käytettävissä oleva havaintoikkuna käsitti aallonpituudet lähiultravioletista lähi-infrapunaan ($0.35\mu\mathrm{m} \leq \lambda \leq 1\mu\mathrm{m}$).



Karl Jansky

(Wikimedia Commons)

1931 Karl Jansky tutki kohinalähteitä (ukkosta, kipinöintiä, sähkölaitteita) jotka aiheuttivat häiriöitä radioliikenteeseen. Hän huomasi että jotkut häiriölähteet noudattivat suunnilleen vuorokausirytmiä, mutta ajoitus lipui hieman ja seurasi tähtitaivaan liikettä. Tästä hän päätteli että osa radiokohinasta näyttäisi tulevan taivaalta.

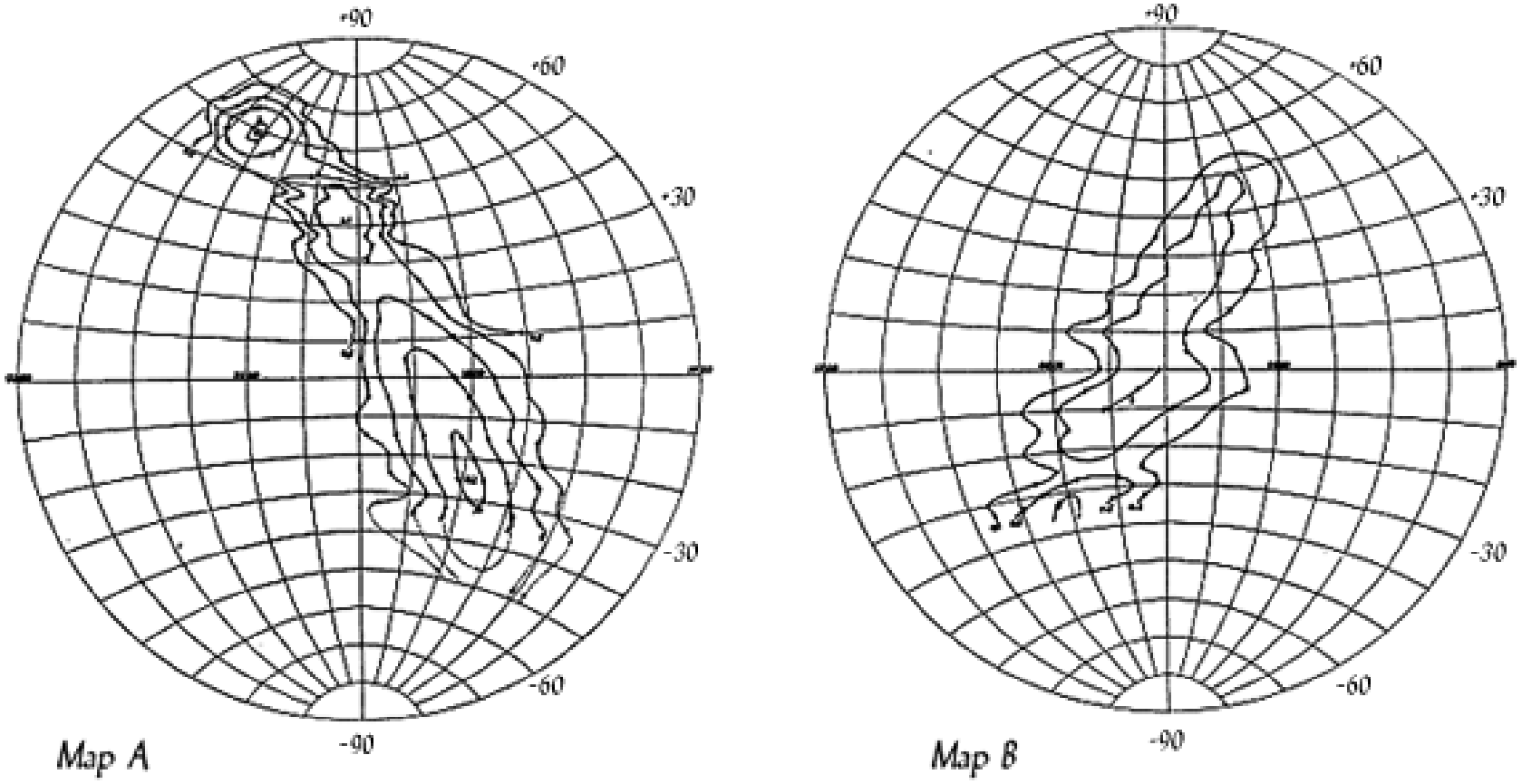

PROCEEDINGS
OF THE
I. R. E.
VOL. 21
1933
Proceedings of the Institute of Radio Engineers
Volume 21, Number 10
October, 1933
TECHNICAL PAPERS
ELECTRICAL DISTURBANCES APPARENTLY OF EXTRATERRESTRIAL ORIGIN*
By
KARL G. JANSKY
INTRODUCTION
1387
PROCEEDINGS
OF
THE INSTITUTE OF RADIO ENGINEERS
(INCORPORATED)
VOLUME 21
1933
PUBLISHED MONTHLY BY
STITUTE OF RADIO ENGINEERS
(INC.)
59TH STREET, NEW YORK, N. Y.

Grote Reber

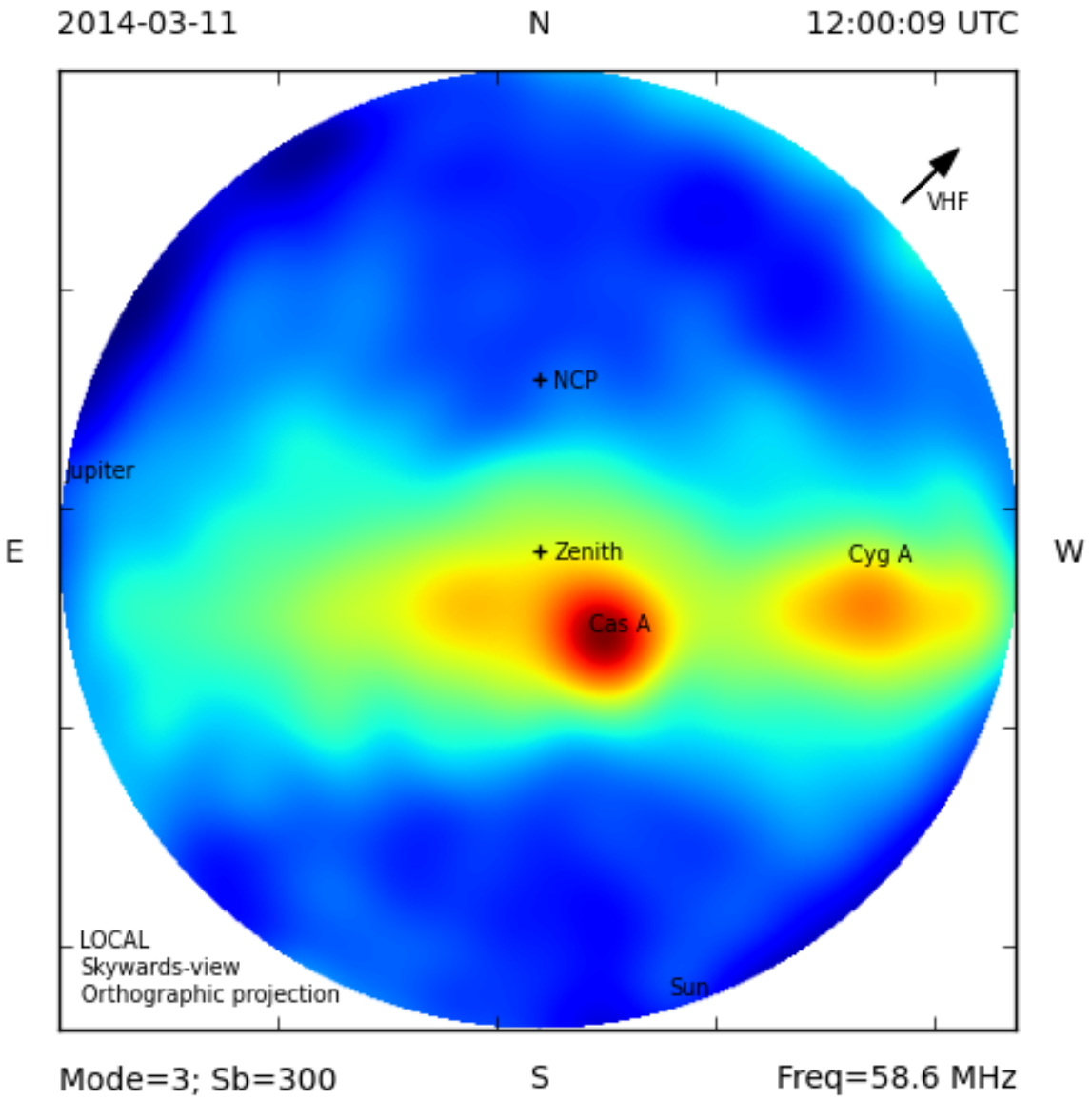
(NRAO)

Janskyn havaintoa ei otettu kovin vakavasti tähtitieteiljäpiireissä eikä sen merkitystä osattu täysin arvostaa. 1937 Grote Reber päätti tehdä ensimmäiset varsinaiset koko taivaan kattavat radiokartat takapihalleen rakentamallaan radioteleskoopilla 160 MHz taajuusalueella. Tätä pidetään havaitsevan radioastronomian alkuna.

Ensimmäinen radiokartta



Grote Reberin mittaama ensimmäinen lähes koko taivaan radiokartta. Cygnus A näkyy vasemmanpuoleisessa kartassa 40 asteen deklinaatiolla. (G. Reber, The Astrophysical Journal)


2014-03-11
N
12:00:09 UTC
VHF
NCP
Jupiter
E
Zenith
Cyg A
W
Cas A
LOCAL
Skywards-view
Orthographic projection
Sun
Mode=3; Sb=300
S
Freq=58.6 MHz

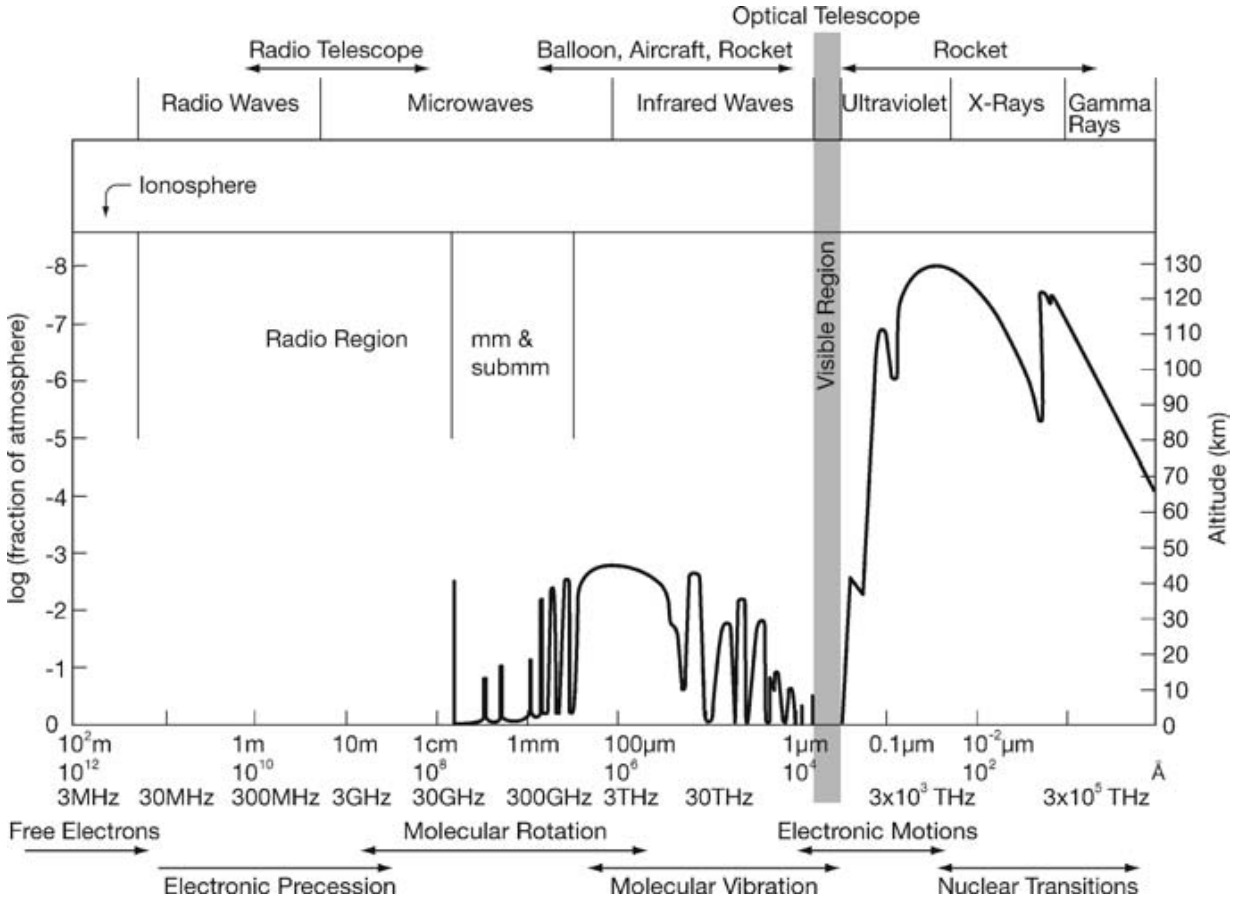
ASTRON news
Winter 2013
Completion of the first operational cycle of LOFAR
Radio Jets Clearing the Way Through a Galaxy:
Watching Feedback in Action
KAIRA: using LOFAR technology in the Arctic

KAIRA, 2012 08 14, Arttu Jutila, www.sgo.fi

Radiohavaintojen merkitys tähtitieteessä

- Erilainen säteilymekanismi ja fysikaaliset ilmiöt:
  - Optinen säteily on yleensä lämpösäteilyä
  - Radiosäteily synkrotronisäteilyä (elektroni magneettikentässä)
- Radiosäteily on läpitunkevaa, se on ainoa keino nähdä pölyä ja plasmaa sisältäviin galaksien keskustoihin.
- Monen tärkeän molekyylin emissioviivat osuvat radioalueelle (neutraali vety, CO, SiO, H_2O, jne.)
- Ainoastaan radioaaltojen koko informaatiosisältö voidaan tallettaa elektronisesti ja käsitellä matemaattisesti jälkeenpäin (interferometria ja spektroskopia).
- Radioalueelle pystytään tekemään herkkiä detektoreita (vastaanottimia) joiden herkkyys on hyvin lähellä kvanttikohinaa. Esimerkiksi melko voimakkaan 1 Jy:n radiolähteen säteilemä teho satametrisen antennin pinta-alalle on vain 0.000000000000001 (10^{-15}) Wattia mutta se voidaan kuitenkin havaita erittäin helposti.

Radioikkuna



Radioaallot läpäisevät ilmakehän suurin piirtein taajuusvälillä 15 MHz – 1.5 THz. Kuvassa on esitetty ilmakehän korkeus jossa säteily on vaimentunut puoleen.

Ilmakehän vaimennusmekanismit

Ionosfäärin plasma vaimentaa radioaaltoja matalilla taajuuksilla plasmataajuuden

$$\frac{\nu_{\mathrm{p}}}{\mathrm{kHz}} = 8.97\sqrt{\frac{N_{\mathrm{e}}}{\mathrm{cm}^{-3}}}, \tag{1}$$

alapuolella (ei merkitty edelliseen kuvaan, vaihtelee suuresti).

Korkeammilla taajuuksilla vesihöyry (22 GHz, 183 GHz) ja happi (60, 119 GHz) absorboivat radioaaltoja. Korkeammilla taajuuksilla ($>$ 300 GHz) on myös typen ja hiilidioksidin absorptioviivoja.

Kirkkaus ja kokonaisvuo

Äärettömän pienelle pinta-alalle $\mathrm{d}\sigma$ lankeaa teho $\mathrm{d}P$ kohteesta jonka kirkkaus eli spesifinen intensiteetti on I_ν (W m^{-2} Hz^{-1} sr^{-1}) taajuuskaistalla $\mathrm{d}\nu$:

$$\mathrm{d}P = I_\nu \cos\theta \, \mathrm{d}\Omega \, \mathrm{d}\sigma \, \mathrm{d}\nu \tag{2}$$

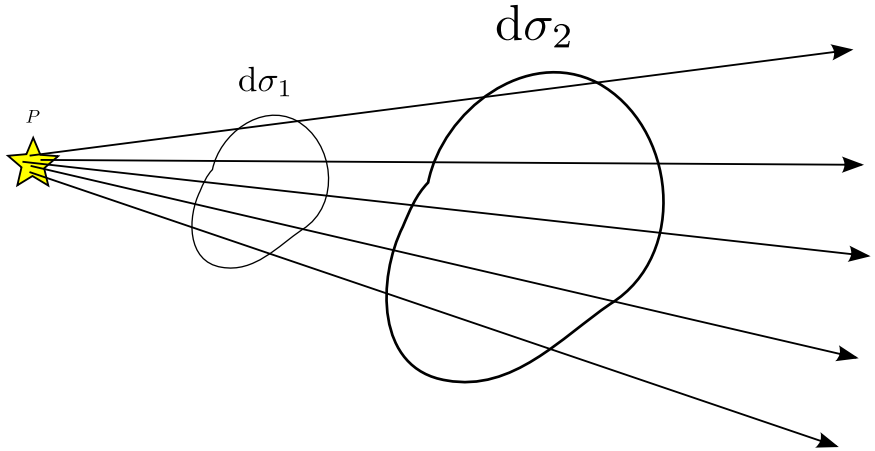
Kokonaisvuontiheys S_ν saadaan integroimalla edellinen yhtälö täyden avaruuskulman Ω_s yli:

$$S_\nu = \int_{\Omega_\mathrm{s}} I_\nu(\theta, \phi) \cos\theta \, \mathrm{d}\Omega \tag{3}$$

Kokonaisvuontiheyden mittayksikkö on $\mathrm{W\,m^{-2}\,Hz^{-1}}$ mutta radioastronomiassa käytetään yleensä näppärämpää yksikköä Jansky (Jy), joka on nimetty Karl Janskyn mukaan:

$$1\mathrm{Jy} = 10^{-26}\,\mathrm{W\,m^{-2}\,Hz^{-1}} \tag{4}$$

Laajan (ei-pistemäisen) kappaleen kirkkaus (1)



Kappale emittoi joukon hajautuvia säteitä joiden kokonaisteho on $\mathrm{d}P$. Luonnollisesti pintaelementtien $\mathrm{d}\sigma_i$ läpäisemä teho pysyy samana kunhan kaikki säteet läpäisevät kyseisen pintaelementin:

$$\mathrm{d}P_1 = \mathrm{d}P_2. \tag{5}$$

Edellisistä yhtälöistä (teho vs. intensiteetti) saamme (kohtisuoralle elementille):

$$\mathrm{d}P_1 = I_{\nu 1}\ \mathrm{d}\Omega_1\ \mathrm{d}\sigma_1\ \mathrm{d}\nu \tag{6}$$

$$\mathrm{d}P_2 = I_{\nu 2}\ \mathrm{d}\Omega_2\ \mathrm{d}\sigma_2\ \mathrm{d}\nu. \tag{7}$$

Laajan (ei-pistemäisen) kappaleen kirkkaus (2)

Jos pintaelementtien välinen etäisyys on R, avaruuskulmat ovat $\mathrm{d}\Omega_2 = \mathrm{d}\sigma_1/R^2$ ja $\mathrm{d}\Omega_1 = \mathrm{d}\sigma_2/R^2$ joten:

$$\mathrm{d}P_1 = I_{\nu 1}\,\mathrm{d}\sigma_1 \frac{\mathrm{d}\sigma_2}{R^2}\,\mathrm{d}\nu \tag{8}$$

$$\mathrm{d}P_2 = I_{\nu 2}\,\mathrm{d}\sigma_2 \frac{\mathrm{d}\sigma_1}{R^2}\,\mathrm{d}\nu. \tag{9}$$

Koska $\mathrm{d}P_1 = \mathrm{d}P_2$

$$I_{\nu 1} = I_{\nu 2}, \tag{10}$$

eli kirkkaus ei riipu etäisyydestä (tyhjiössä).

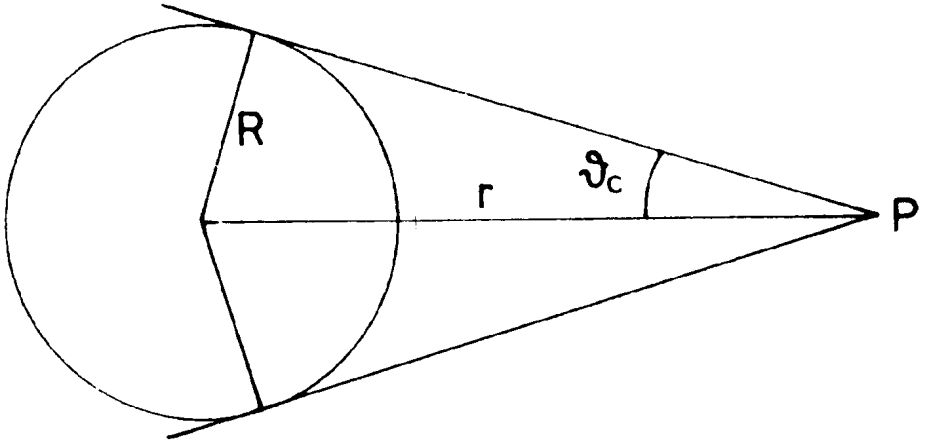
Kokonaisvuontiheys ja etäisyys (1)

R-säteisen tasakirkkaan pallon vuontiheys etäisyydellä r on:

$$S_\nu = \int_{\Omega_s} I_\nu \cos\theta \, \mathrm{d}\Omega = I_\nu \int_0^{2\pi} \left(\int_0^{\theta_c} \sin\theta \, \cos\theta \, \mathrm{d}\theta \right) \mathrm{d}\varphi. \qquad (11)$$

$$\sin\theta_c = \frac{R}{r} \qquad (12)$$

määrittelee kulman θ_c joka vastaa pallon sädettä etäisyydellä r.



Kokonaisvuontiheys ja etäisyys (2)

$$\sin\theta_c = \frac{R}{r}$$

Integroinnin tuloksena saamme

$$S_\nu = \pi\, I_\nu \sin^2\,\theta_c \tag{13}$$

eli

$$S_\nu = I_\nu \frac{\pi\, R^2}{r^2} = I_\nu\, \Delta\Omega, \tag{14}$$

jossa $\Delta\Omega$ on määritelty avaruuskulmana joka vastaa kohdetta etäisyydellä r, eli kokonaisvuontiheys pienenee etäisyyden funktiona $(1/r^2)$.

Optinen paksuus eli opasiteetti τ

Optinen paksuus τ_ν määritellään

$$\tau_\nu(s) = \int_{s_0}^{s} \kappa_\nu(s)\,\mathrm{d}s, \tag{15}$$

jossa $\kappa_\nu(s)$ on absorptio pituusyksikössä. Jos oletetaan että väliaine on vakiolämpötilassa, saadaan

$$I_\nu(s) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu(s)} + B_\nu(T)\left(1 - e^{-\tau_\nu(s)}\right), \tag{16}$$

eli väliaine vaimentaa lähtöintensiteettiä mutta se myös samalla säteilee mustan kappaleen säteilyä vastaavasti. Jos optinen paksuus lähestyy ääretöntä, havaittava intensiteetti on pelkkää mustan kappaleen säteilyä:

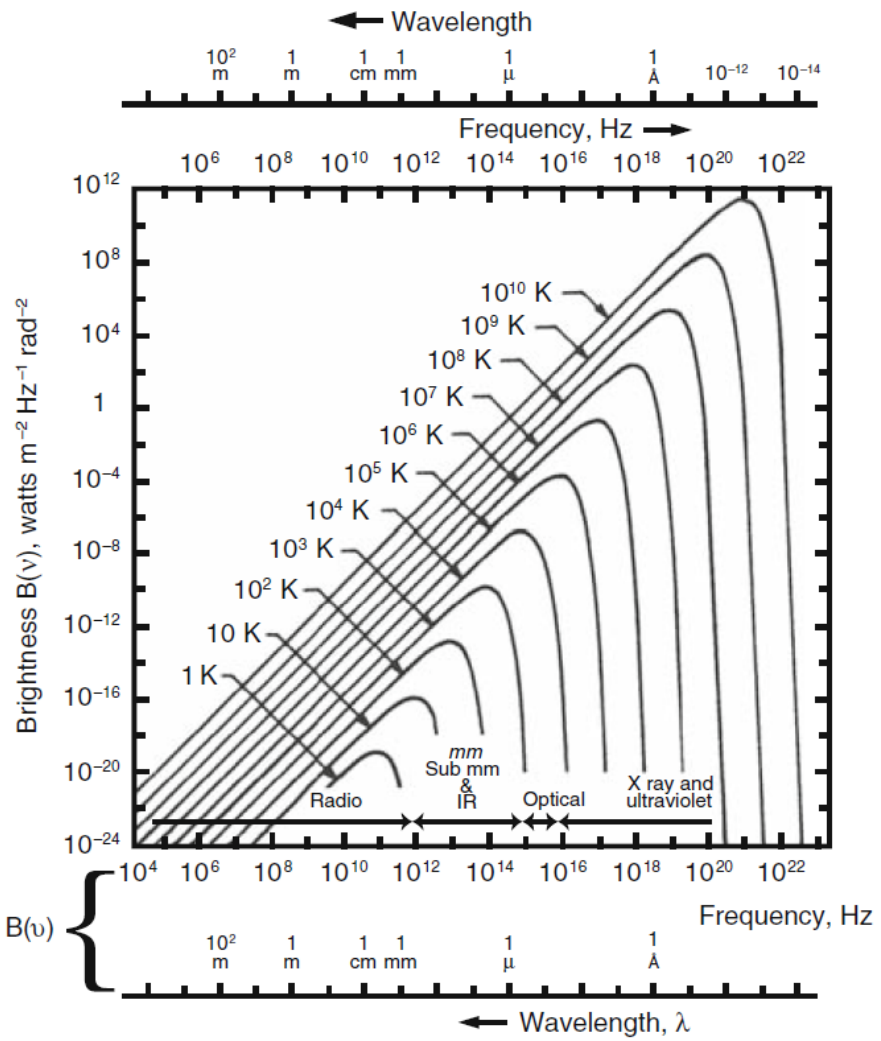
$$I_\nu = B_\nu(t). \tag{17}$$

Mustan kappaleen säteily ja kirkkauslämpötila

Mustan kappaleen säteily noudattaa Planckin lakia:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{h\nu/kT}-1}, \tag{18}$$

jonka yksikkö on teho taajuuskaistayksikköä kohti $(\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{Hz}})$.



Stefan Boltzmannin säteilylaki

Kun Planckin laki integroidaan taajuuden suhteen, saadaan kokonaiskirkkaus eli *Stefan-Boltzmannin säteilylaki*:

$$B(T) = \sigma T^4, \tag{19}$$

jossa

$$\sigma = \frac{2\pi^4 k^4}{15 c^2 h^3}. \tag{20}$$

Mustan kappaleen **säteilyn maksimi** on taajuudella

$$\nu_{\mathrm{max}}[\mathrm{GHz}] = 58.789\, T[\mathrm{K}], \tag{21}$$

ja aallonpituudella

$$\lambda_{\mathrm{max}}[\mathrm{mm}]\, T[\mathrm{K}] = 2.8978. \tag{22}$$

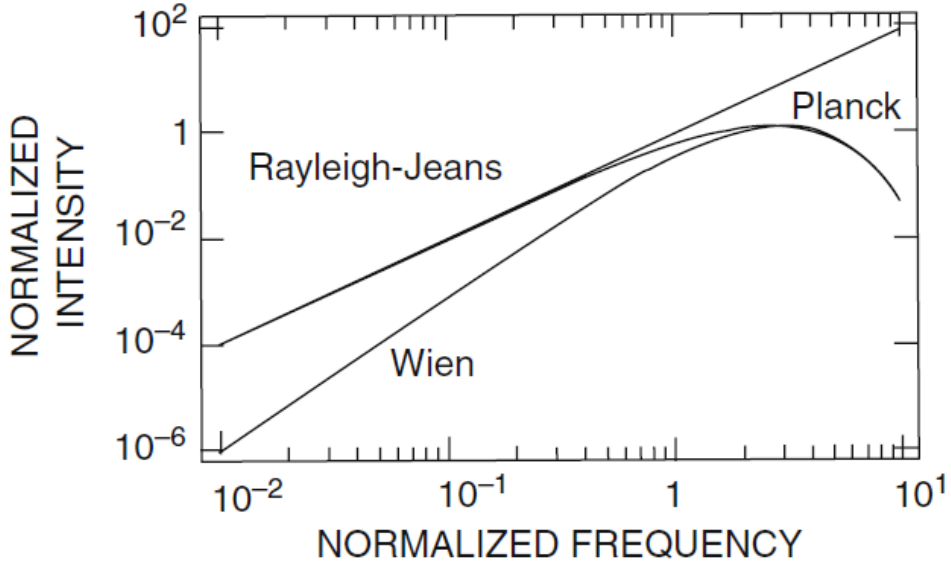
Näitä kutsutaan *Wienin siirtymälaiksi*.

Planckin säteilylain approksimaatiot, Rayleigh-Jeansin laki

Planckin laille voidaan johtaa approksimaatiot jotka ovat voimassa radio- ja optisilla aallonpituuksilla.
Rayleigh-Jeansin laki, $h\nu \ll kT$:

$$B_{\mathrm{RJ}}(\nu, T) = \frac{2\nu^2}{c^2} kT = \frac{2kT}{\lambda^2} \tag{23}$$

Yleisesti käytössä radioastronomiassa. Toimii kun $\nu \ll 20.84\,T$ jossa ν ilmoitetaan gigahertseinä ja T Kelvineinä.

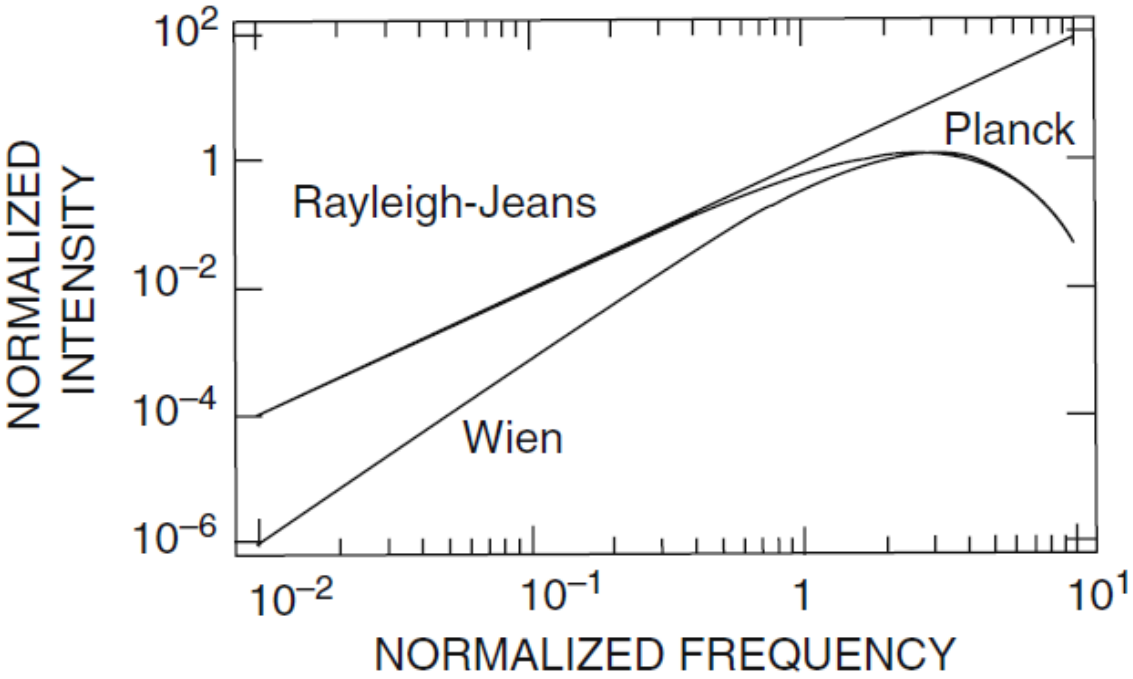


Planckin säteilylain approksimaatiot, Wienin laki

Wienin laki, $h\nu \gg kT$:

$$B_{\mathrm{W}}(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT} \tag{24}$$

Toimii näkyvän valon ja ultravioletin alueella. Ei käyttöä radioalueella.



Kirkkauslämpötila

Rayleigh-Jeansin lain avulla voidaan laskea mustan kappaleen kirkkaus sen fyysisen lämpötilan avulla. Tästä syystä kohteiden kirkkaudesta puhuttaessa käytetään käsitettä *kirkkauslämpötila* T_b.

$$T_b = \frac{\lambda^2}{2k} I_\nu \tag{25}$$

Koska

$$S_\nu = I_\nu \Delta\Omega, \tag{26}$$

mustan kappaleen säteilemäksi kokonaisvuontiheydeksi saadaan

$$S_\nu = \frac{2k}{\lambda^2} T_b \Delta\Omega \tag{27}$$

Kirkkauslämpötilan käsitettä käytetään mukavuussyistä vaikka kyseessä ei olisikaan mustan kappaleen säteily (esim. synkrotronisäteily). Tällöin kirkkauslämpötila vastaa mustan kappaleen säteilyä *jos se olisi kyseisessä lämpötilassa*.

Kokonaisvuontiheys kirkkauslämpötilasta

Gaussin funktion muotoiselle kohteelle voidaan johtaa sen säteilemä kokonaisvuontiheys

$$S_\nu = \frac{2.65\, T_b\, \theta^2}{\lambda^2}, \tag{28}$$

jossa S_ν on Janskeina, θ kaariminuutteina ja λ senttimetreinä.

Kohinalämpötila ja opasiteetti

Kun kohdetta katsellaan vaimentavan väliaineen, esimerkiksi ilmakehän läpi, havaittu kirkkauslämpötila poikkeaa alkuperäisestä $T_b(0)$ vaimennuksen ja fysikaalisen lämpötilan funktiona. Väliaine vaimentaa säteilyä opasiteetin τ kautta mutta myös säteilee ja osaltaan kasvattaa kirkkauslämpötilaa.

Jos väliaine on tasalämpöinen, havaituksi kirkkauslämpötilaksi $T_b(s)$ väliaineen paksuudella s voidaan johtaa

$$T_b(s) = T_b(0)e^{-\tau_\nu(s)} + T(1 - e^{-\tau_\nu(s)}). \tag{29}$$

Jos opasiteetti on hyvin pieni, väliaineen säteily ja vaimennus ei luonnollisesti vaikuta. Jos se on hyvin suuri, havaittu kirkkauslämpötila onkin **väliaineen fysikaalinen lämpötila**.

Nyquistin teoreema ja kohinalämpötila

Edellä olemme löytäneet yhteyden kohteen kirkkauden ja kohinalämpötilan välille.

Radioastronomian havaintolaitteet mittaavat (hyvin pientä) sähkötehoa joten sähkötehon ja lämpötilan välinen yhteys yhdistää vastaanottimen havaitseman sähkötehon ja kohteen kirkkauden.

Lämpötilassa T oleva vastus (resistor) tuottaa sähkötehon P. Sama pätee myös toisin päin, eli kun vastukseen syötetään tehoa se lämpenee saman kaavan mukaan:

$$P_\nu = kT \tag{30}$$

eli teho taajuusyksikköä kohti tai kokonaisteho

$$P = kTB, \tag{31}$$

jossa k on Boltzmannin vakio ja B on kaistaleveys.

That's all!