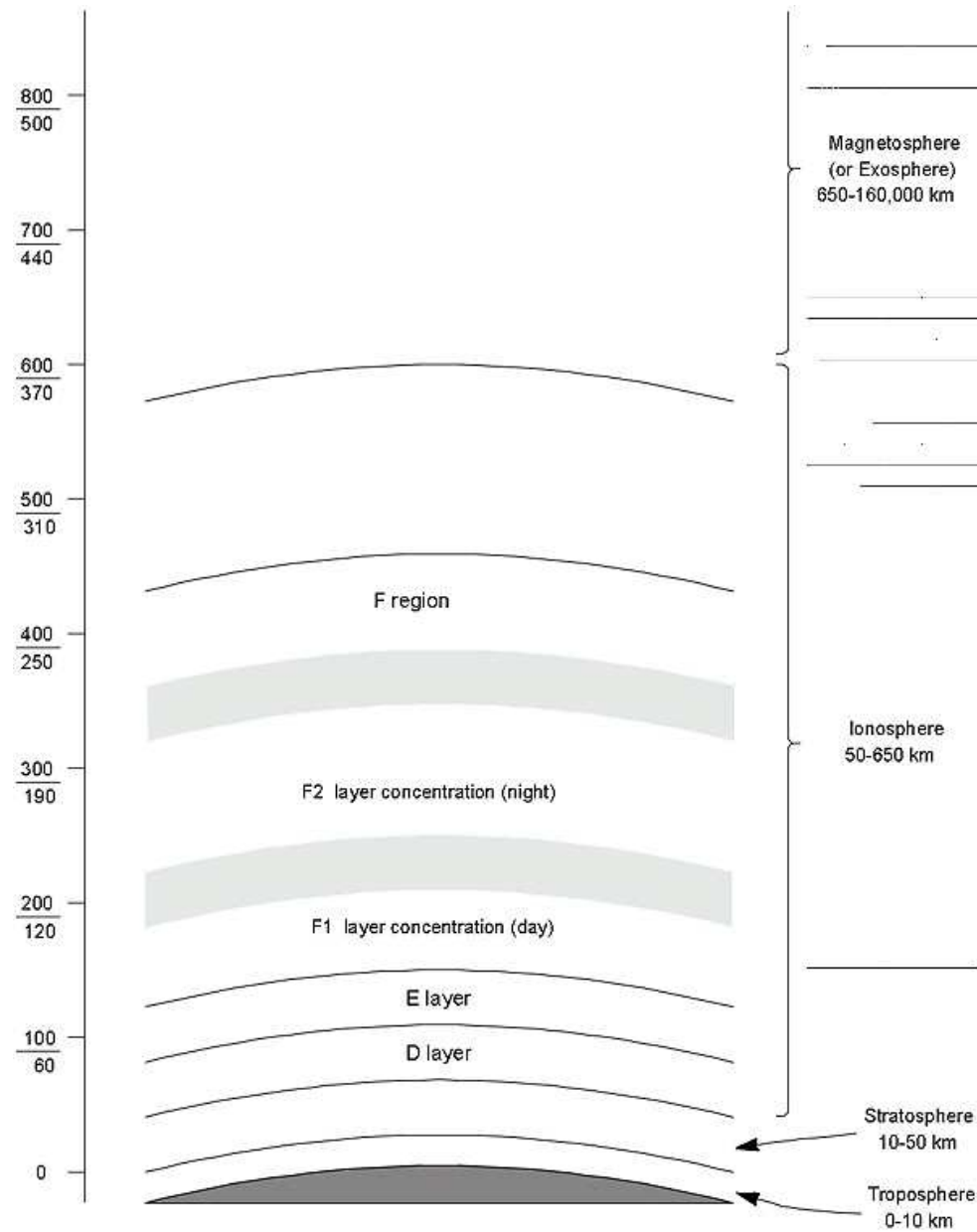


Die Ionosphäre - Prozesse und Diagnostik



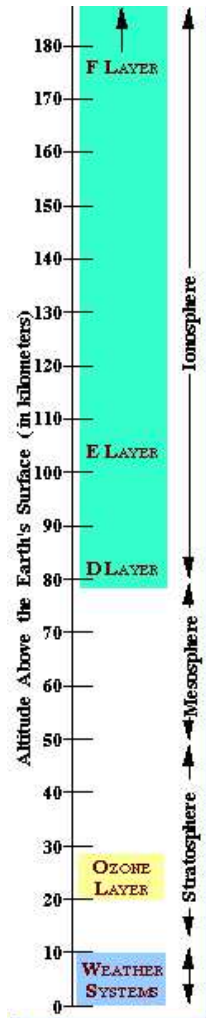
Inhalt

1. Kurzer geschichtlicher Rückblick
2. Ionosphärische Schichten
3. Atomare Prozesse
4. Höhenprofil (Chapman-Theorie)
5. Messung ionosphärischer Parameter:
 - (a) atomare Zusammensetzung
 - (b) Elektronen-Dichte
 - (c) Elektronen- und Ionen-Temperatur
6. Zusammenfassung

Meilensteine der Ionosphärenforschung

1882	Balfour Stewart	Deklination durch atmosphärische el. Ströme
1901	Guglielmo Marconi	erste transatlantische Radioübertragung
1902	Oliver Heaviside, Arthur Kennelly	leitfähige (<i>E</i> -) Schicht
1909	Guglielmo Marconi	Nobelpreis
1924	Edward Appleton	Nachweis durch (FM-) Reflektometrie
1925	Edward Appleton	Entdeckung der <i>F</i> -Schicht
1926	Robert Watson-Watt	Begriff "Ionosphäre"
1927	Sydney Chapman	Theorie der Ionosphärenentstehung
1947	Edward Appleton	Nobelpreis
1948		Beginn der Raketenerkundung
1958		Radar-Erkundung durch inkohärente Streuung
1962	Alouette 1 Satellit	Reflektometrie aus der Höhe

Schichten der oberen Atmosphäre



- Ionosphäre (80-1000 km)
 - *F*-Schicht
(*Appleton*-Schicht, 150-1000 km)
 NO^+ , O^+ (unten), H^+ , He^+ (oben)
Höchste Elektronendichte.
 - *E*-Schicht
(*Kenelly-Heaviside*-Schicht, 95-150 km)
hauptsächlich O_2^+ Ionen
 - *D*-Schicht (75-95 km)
schwach ionisiert
- Mesosphäre (50-80 km)
- Stratosphäre (10-50 km)

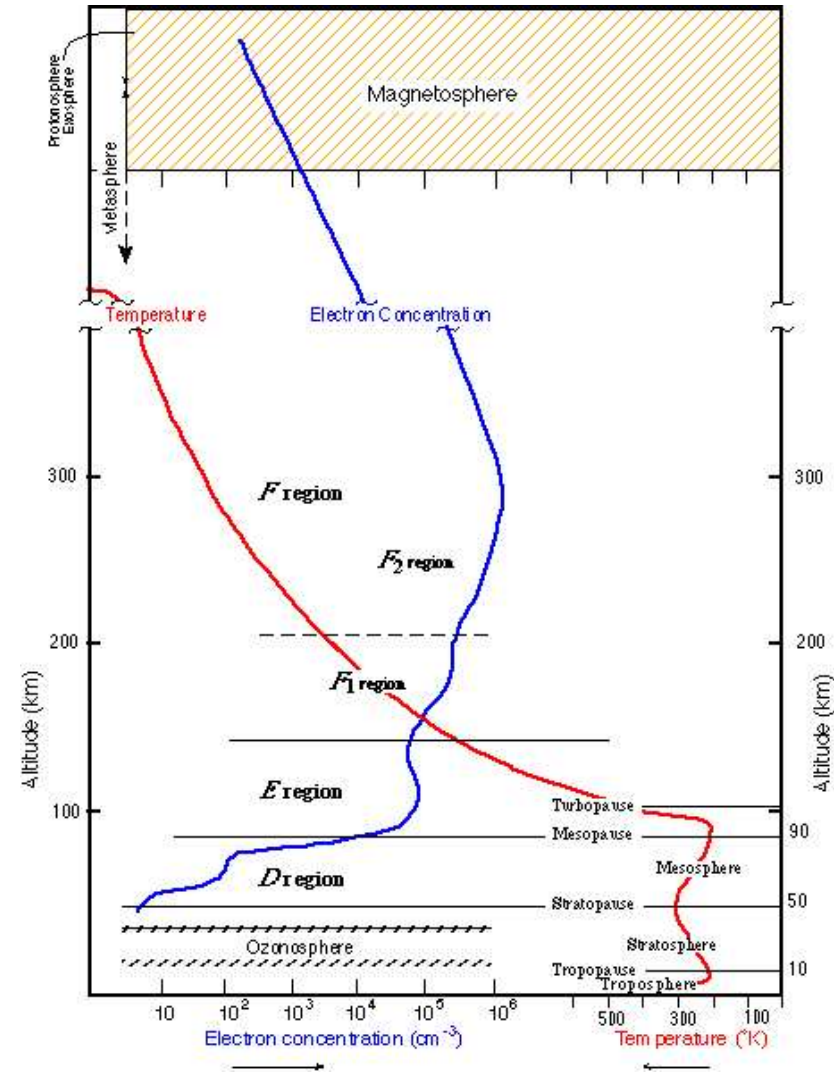
Elektronen-Dichte und Temperatur

Die *F*-Schicht hat die höchste Elektronendichte.

Zur Erdoberfläche hin fällt die Dichte.

Die Elektronentemperatur in der *D*-Region und darunter liegt näher der Gastemperatur (dichte Atmosphäre).

In der *E*- und *F*-Schicht steigt die Elektronentemperatur stark an und schwankt stark.



Plasmaerzeugung in der Ionosphäre

Primärer Mechanismus:

Photoionisation durch UV-Einstrahlung der Sonne.

Energetische (sekundäre) Photoelektronen ionisieren und heizen die Ionosphäre.

Rekombination der Ionen mit freien Elektronen begrenzt die Plasmadichte.

Atomare Prozesse

Ionisation	Photo-	$h\nu + O_2 \Rightarrow O_2^+ + e^-$ $h\nu + O \Rightarrow O^+ + e^-$ $h\nu + N_2 \Rightarrow N_2^+ + e^-$ $(N_2^+ + O \Rightarrow NO^+ + N)$
	Elektronenstoss-	$e^- + O \Rightarrow O^+ + 2e^-$
Ladungsaustausch		$H + O^+ \Rightarrow H^+ + O$ $O_2 + O^+ \Rightarrow O_2^+ + O$
Rekombination	dissoziative-	$O_2^+ + e^- \Rightarrow 2 O$ $NO^+ + e^- \Rightarrow N + O$
	(radiative-	$O^+ + e^- \Rightarrow O + h\nu$

Chapman-Theorie

Wie kommt es zu einer horizontalen ionisierten Schicht?

$$0 = \frac{dn_e}{dt} = \underbrace{q_v(n_n)}_{\text{Photoionisationsrate}} - \underbrace{\alpha_r n_e^2}_{\text{Rekombination}} - \underbrace{\beta_r(n_n)n_e}_{\text{Ladungsaustausch} \rightarrow \text{neg. Ionen}}$$

- UV Licht dringt von oben in die Atmosphäre
- Gleichgewicht: Ionisation und Rekombination bzw. Bildung negativer Ionen
Falls Rekombination dominiert: $n_e \propto \sqrt{q_v}$
- Abschwächung der Lichtintensität mit Weg durch Atmosphäre
Zunahme der Neutraldichte zur Erdoberfläche hin
⇒ Maximum der Ionisationsrate in bestimmter Höhe

Vereinfachende Annahme: α_r, β_r nicht temperaturabhängig.

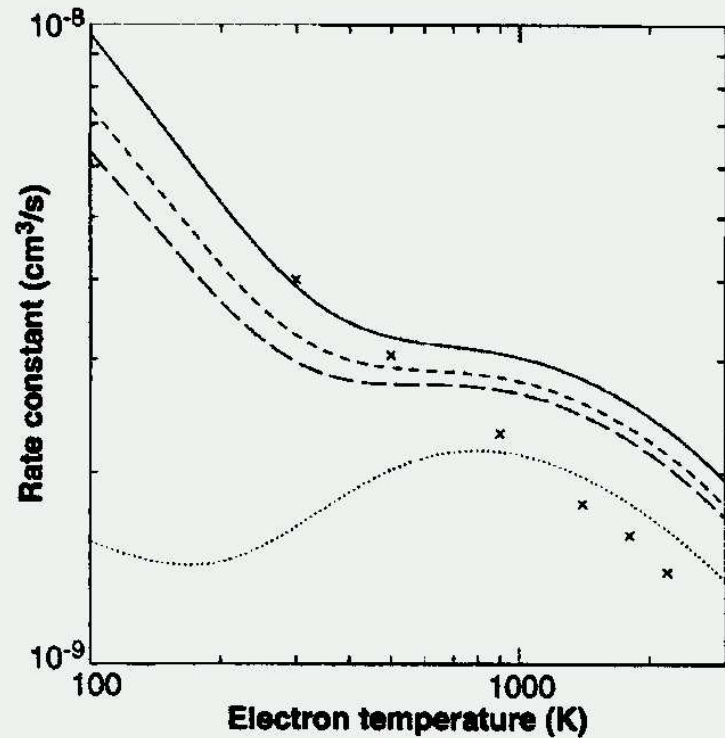


Fig. 3. Calculated rate coefficients for DR that produces $O(^1S)$ from the $v = 0$ level of $O_2^+ X^2\Pi_{1/2g}$ (solid line), from $v = 0$ $^2\Pi_{3/2g}$ (dotted line), for a Boltzmann vibrational temperature of 300 K (short-dashed line), and for an ionospheric temperature of 800 K (long-dashed line). The crosses show rate coefficients from (23).

Temperaturabhängigkeit des
Ratenkoeffizienten für
dissoziative Rekombination

$$\alpha_r = \sigma_r v_{e,th}$$

Quelle:

S. L. Guberman,

Science, **278** (1997) 1276

Lichtabschwächung

Barometrische Höhenformel:

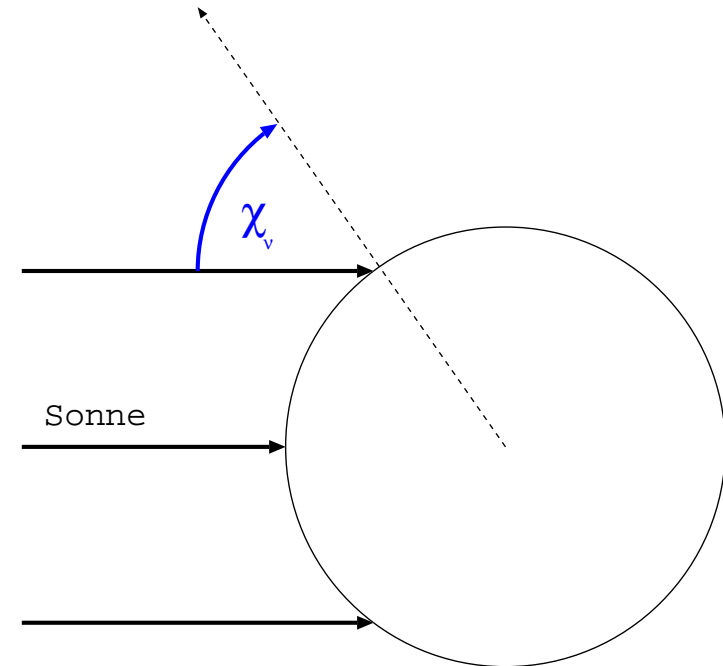
$$n_n(z) = n_0 \exp\left(-z \frac{m_n g}{k_B T_n}\right) \equiv \exp\left(-\frac{z}{H}\right)$$

Abschwächung des Lichts im
Atmosphärendurchgang:

$$dI = \sigma_v n_n I \frac{dz}{\cos \chi_v}$$

Integriere für $I(z)$:

$$\int_{I_\infty}^I(z) \frac{dI}{I} = \int_\infty^z \exp(-z/H) \frac{\sigma_v n_0}{\cos \chi_v} dz \Rightarrow I(z) = I_\infty \exp\left[-\frac{\sigma_v n_0 H}{\cos \chi_v} \exp(-z/H)\right]$$



Ionisationsrate nach Chapman

$$q_{\nu}(z) = \kappa_{\nu} \sigma_{\nu} n_n(z) I(z) = \kappa_{\nu} \sigma_{\nu} n_0 I_{\infty} \exp \left[-\frac{z}{H} - \frac{\sigma_{\nu} n_0 H}{\cos \chi_{\nu}} \exp(-z/H) \right]$$

Höhe mit maximaler Ionisationsrate ($dq_{\nu}/dz = 0$):

$$z_{\max} = \underbrace{H \ln(\sigma_{\nu} n_0 H)}_{\equiv z_0} + H \ln(1/\cos \chi_{\nu}) = z_0 + H \ln(1/\cos \chi_{\nu})$$

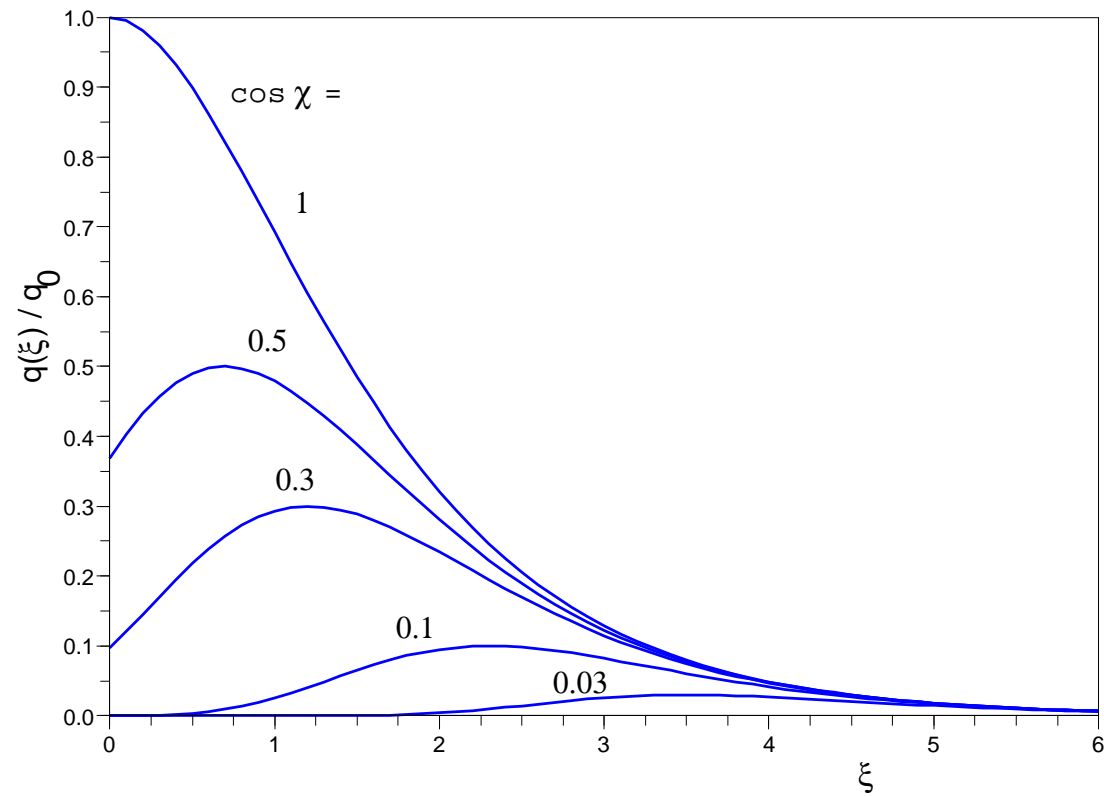
Maximale Ionisierungsrate

$$q_{\nu}(z_{\max}) = \kappa_{\nu} I_{\infty} / (H \exp(1)) \times \cos \chi_{\nu}$$

Ionisationsrate (dimensionslos)

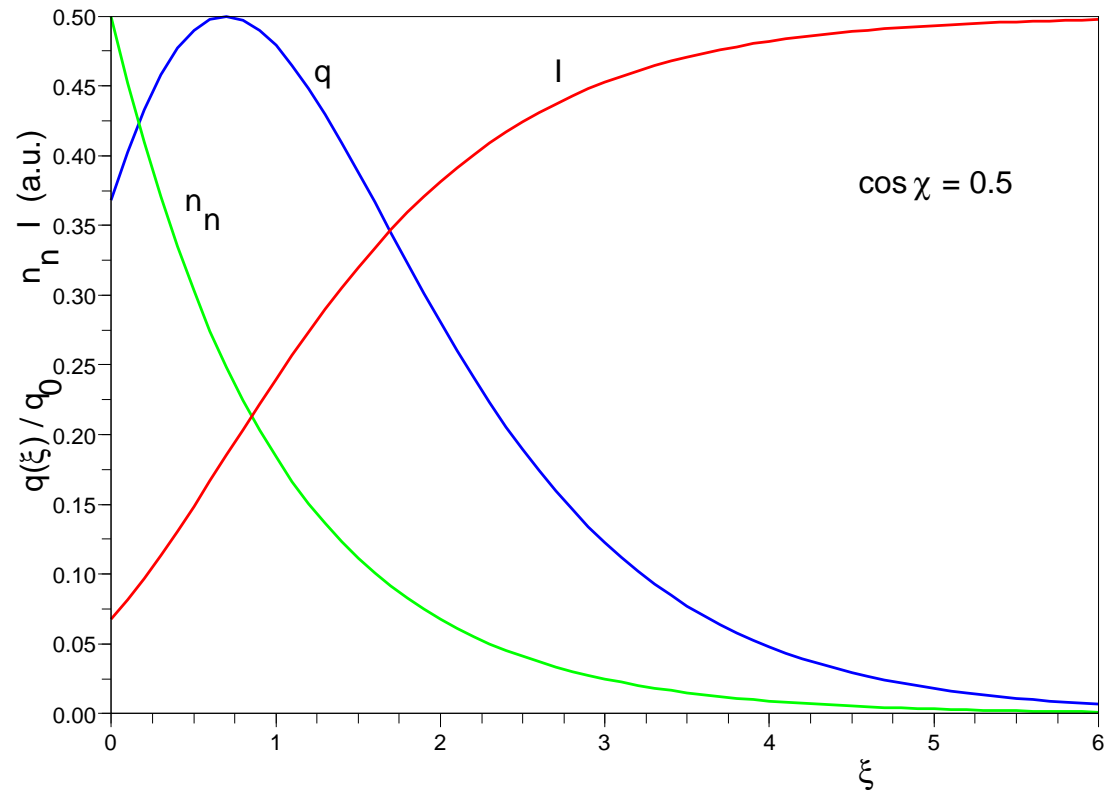
Mit $\xi = (z - z_0) / H$, $q_{v0} = \kappa_v I_\infty / (H \exp(1))$:

$$\frac{q_v(\xi)}{q_{v,0}} = \exp \left[1 - \xi - \frac{\exp(-\xi)}{\cos \chi_v} \right]$$



Lichtintensität und Neutraldichte

$$\frac{n(\xi)}{n_0} = \frac{1}{\sigma_v n_0 \exp(1) H} \exp[1 - \xi], \quad \frac{I(\xi)}{I_\infty} = \exp\left[-\frac{1}{\cos \chi_v} \exp(-\xi)\right]$$



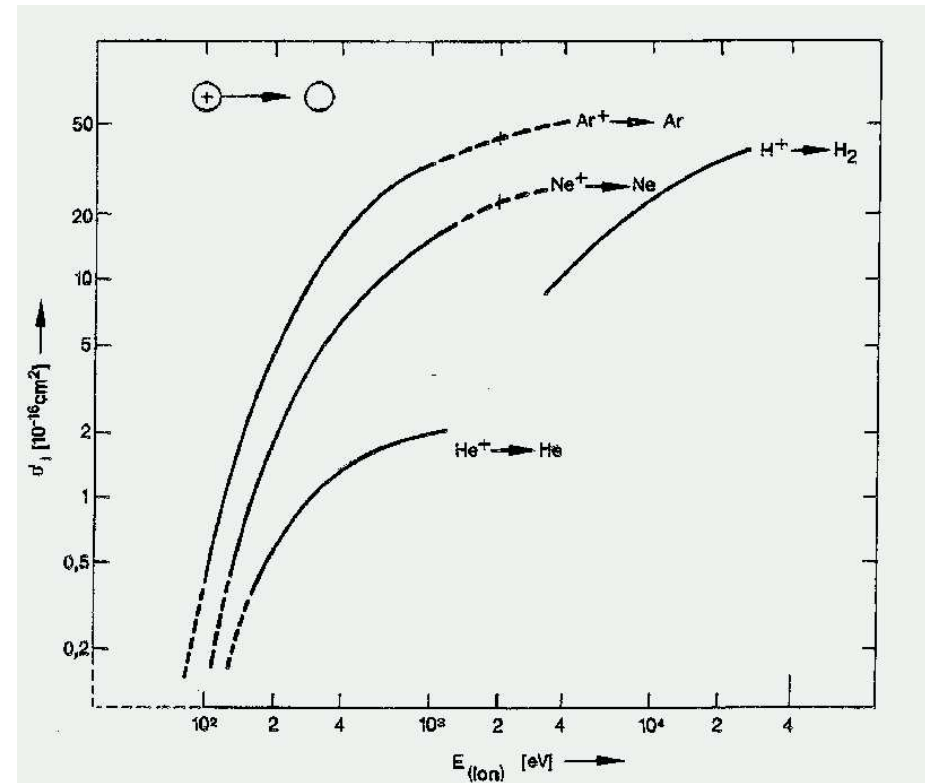
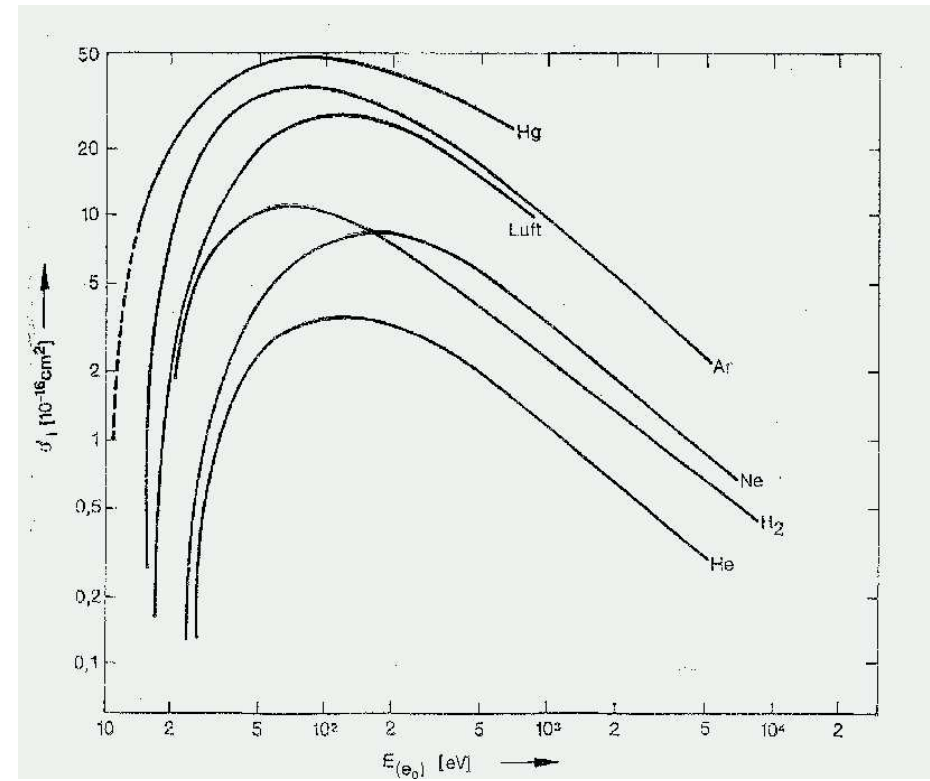
Die Wirklichkeit ist komplizierter

- Verschiedene Gase: O_2 , O , N_2 , NO
- Ionisation durch energetische Teilchen (Elektronen)

Ionisations-Streuquerschnitt

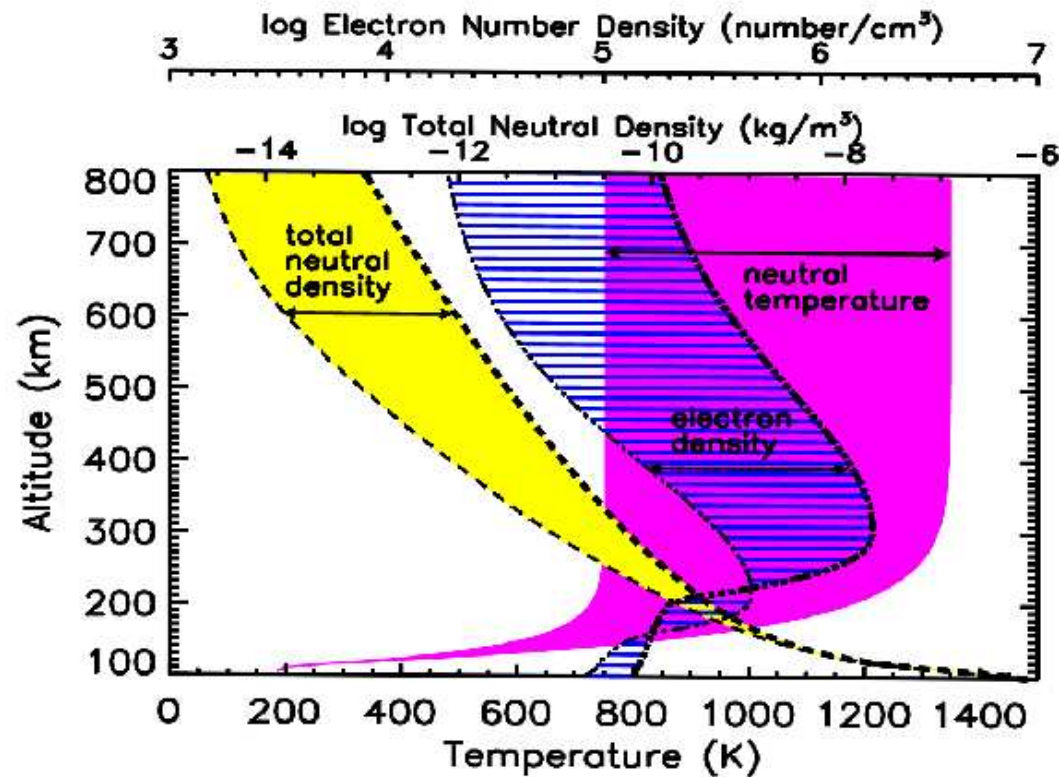
Ionisation durch Elektronenstoss

Ionisation durch Ionen des Muttergases



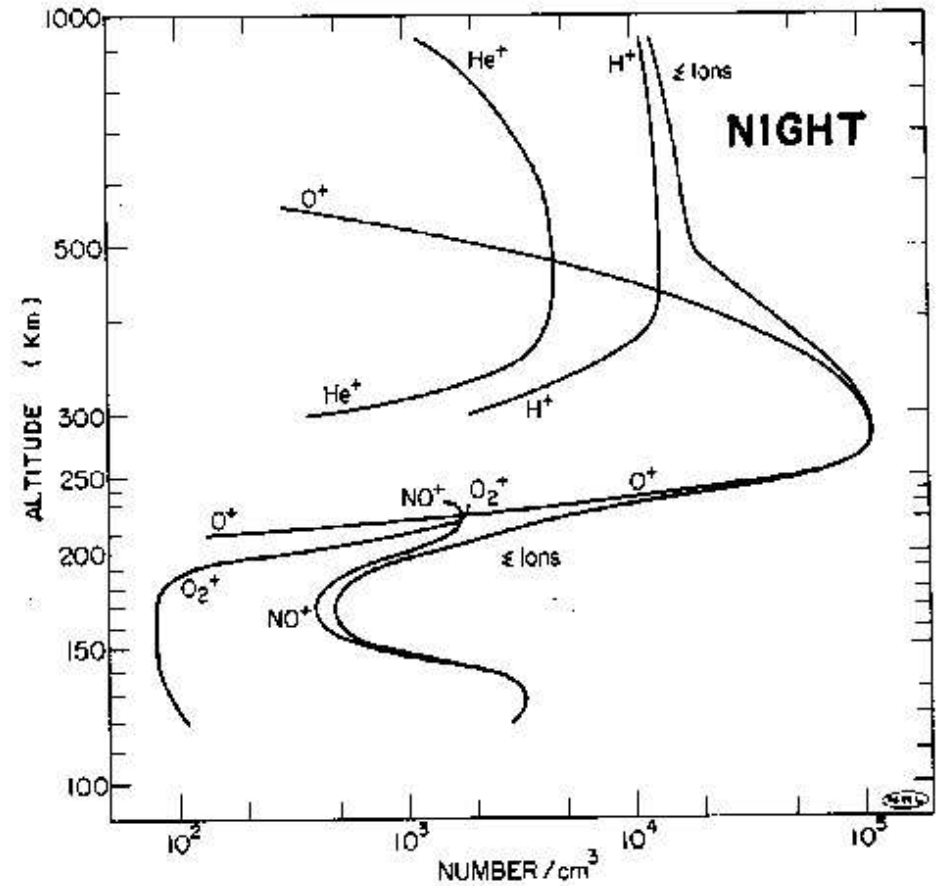
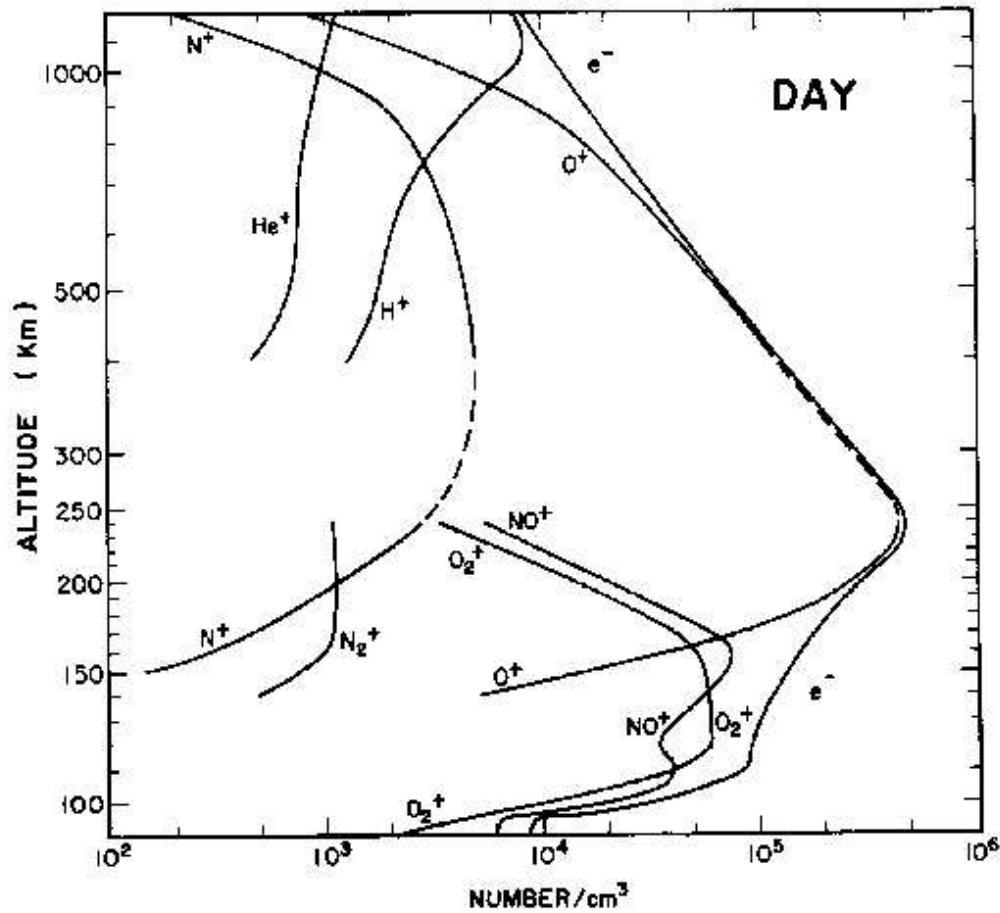
Wie misst man die Ionosphärenparameter?

- Rakete hochschicken (“*in-situ*”-Messung)
- Ionosonde (Reflektion bei der Plasmafrequenz)
- Inkohärente Streuung



Massenspektrometer

Dichte der Atom- und Ionen-Spezies als Funktion der Höhe:



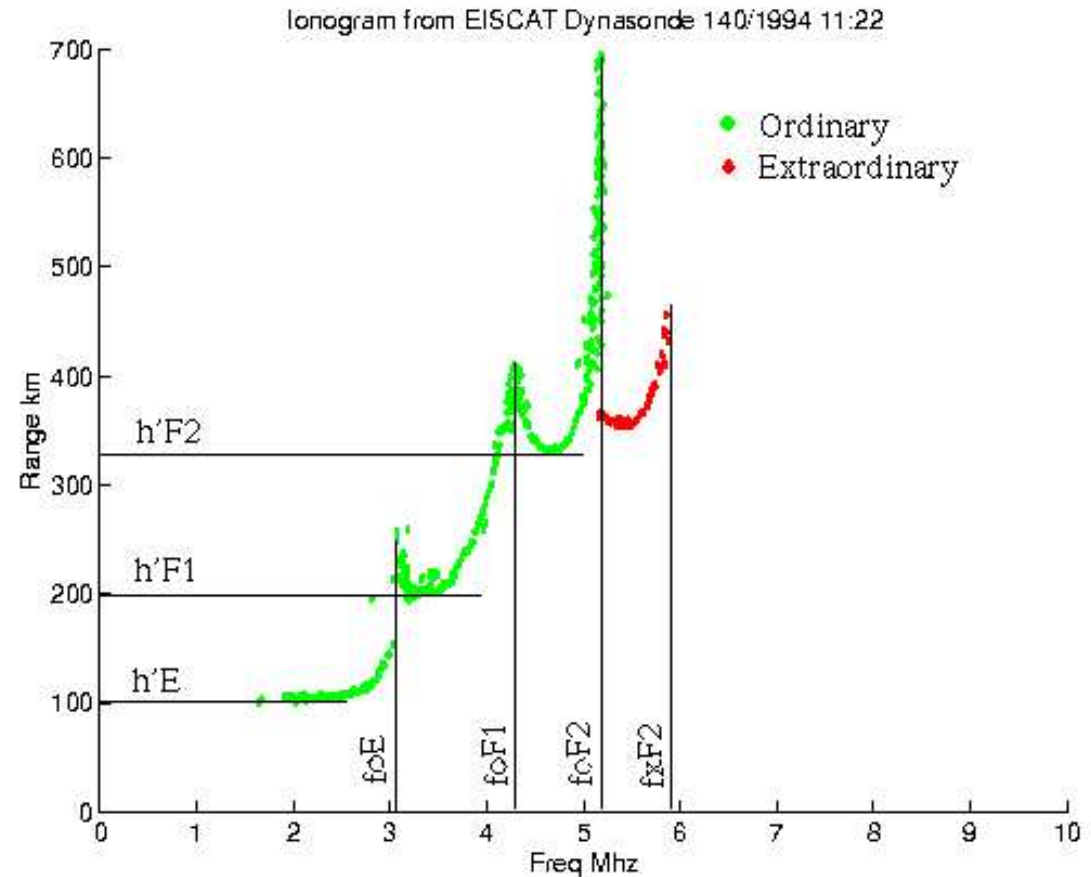
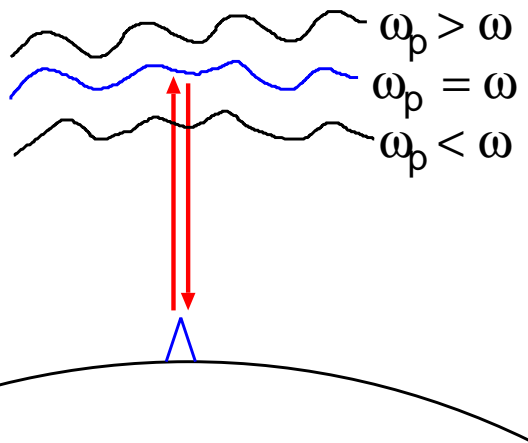
Quelle: <http://spacescience.nrl.navy.mil/introupatmsci.html>

“Ionosonde”

Prinzip: Bei $\omega = \omega_p$ geht der Brechungsindex $N \rightarrow 0$: *cut-off*.

Ein Kurzwellensignal wird reflektiert.

Signal-Laufzeit \rightarrow Höhe.



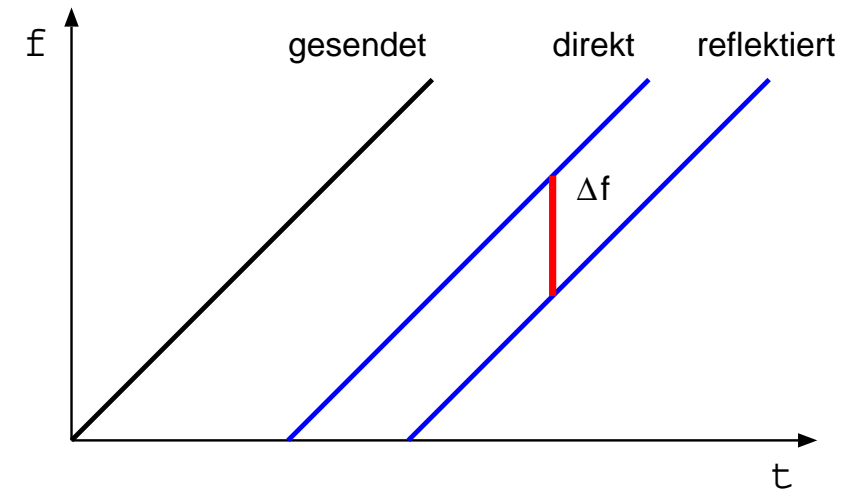
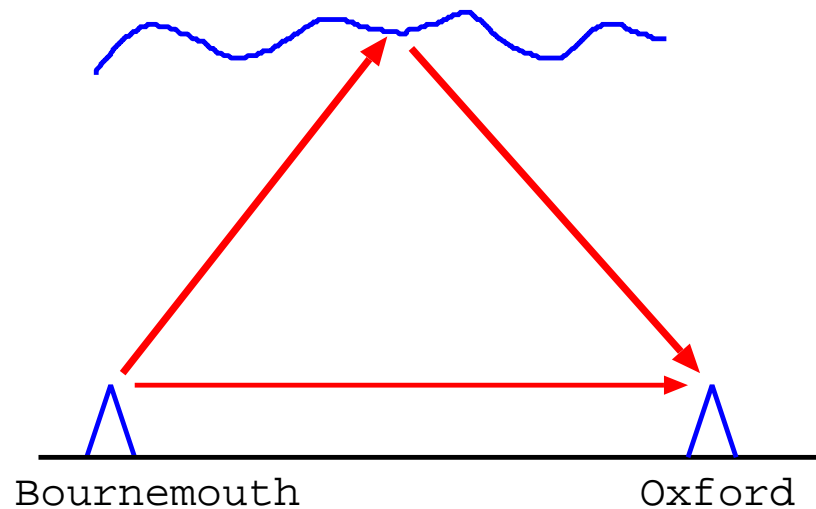
Experimenteller Nachweis der Ionosphäre

E.V. Appleton, 11. Dezember 1924

BBC-Sender Bournemouth sendet frequenzmoduliertes Signal.

Empfänger (Oxford): Überlagerung von direktem und an der Ionosphäre reflektiertem Signal.

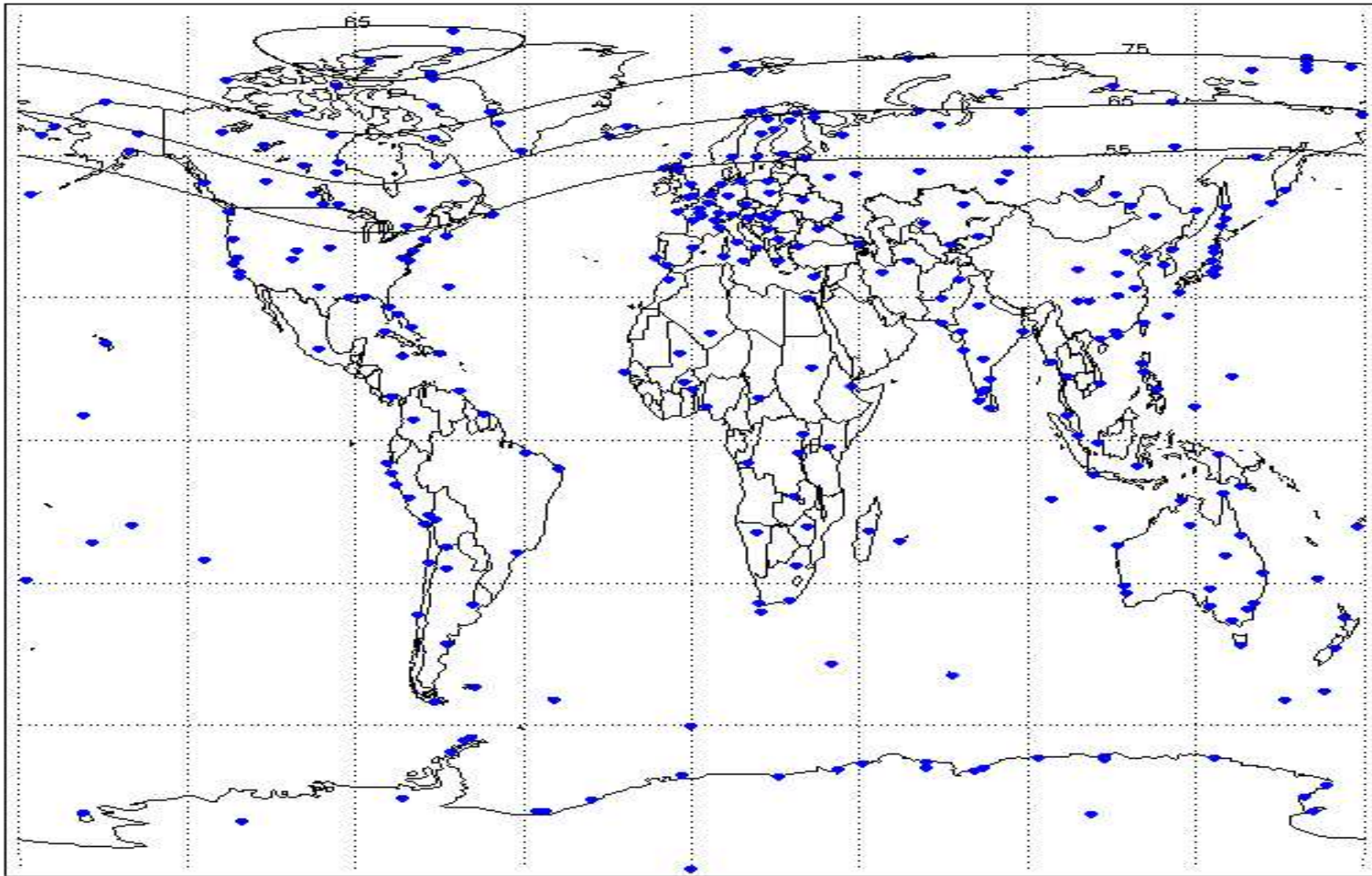
Schwebungsfrequenz \rightarrow Höhe der reflektierten Schicht (90 km).



Kurzbiographie:

M. V. Wilkes, Sir Edward Appleton and early ionospheric research, *Notes Rec. R. Soc. London* **51** 281-290 (1997)

Ionosonden auf der Erde



Streuung elektromagnetischer Wellen

Ionosonde: mit Höhe monoton ansteigende Dichte messbar,
nicht der Dichteabfall in der F -Schicht.

Keine Temperaturmessung.

Alternative: **Thomson-Streuung**

(“Inkohärente Streuung”, falls keine feste Phasenbeziehung zwischen den Streuzentren)

Prinzip: el. Wechselfeld regt Elektronen zu Schwingungen an,
die ihrerseits Dipolstrahlung abgeben.

- Gestreute Intensität → **Elektronendichte**
- Linienverschiebung (Doppler-Effekt)
→ **Strömungsgeschwindigkeit**.
- Linienbreite → **Temperatur** (Elektronen oder Ionen?)

Thomson-Streuung

Elektronen-Bewegungsgleichung (E_i : einfallende Welle):

$$m\dot{v} = -eE_i \cos(\vec{k}\vec{r} - \omega t)$$

Abgestrahlte Leistung (1 Elektron, nicht relativistisch):

vgl. J. D. Jackson, Kap. 14; Landau-Lifshitz, Bd. II §67

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 \dot{v}}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \sin^2 \theta = \frac{e^4 E_i^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3 m^2} \sin^2 \theta \cos^2(\vec{k}\vec{r} - \omega t)$$

$m_i/m_e \geq 1830$: Praktisch nur Streuung an Elektronen!

Elektronen oder Ionen?

Ionen tragen abschirmende Ladungswolke mit sich.

Radius: Debye-Länge $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 k_B T_e / n_e^2}$

Streusignal hängt von Lichtwellenlänge λ ab:

- $\lambda \ll \lambda_D$: (inkohärente) Streuung an Einzelelektronen
- $\lambda \gg \lambda_D$: “kollektive” Streuung an Ladungswolke

Beispiel: $f = 440$ MHz (UHF) $\rightarrow \lambda = 68$ cm.

Ionosphäre: $n_e = 10^{11} \text{ m}^{-3}$, $k_B T_e = 0.1$ eV $\rightarrow \lambda_D \approx 7$ mm

\Rightarrow *kollektive* Streuung an bewegten Ionen

$$v_{th,i} = \sqrt{2kT_i/m_i} \ll v_{th,e}:$$

Ionentemperatur trägt zur Linienverbreiterung kaum bei.

Aber: Ionenwellen (“Schall”)!

Schallgeschwindigkeit (neutrales Gas)

Navier-Stokes- und Kontinuitäts-Gleichung

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right] = -\nabla p = -\frac{\gamma p}{\rho} \nabla \rho, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0$$

$\gamma = c_p/c_v = (f + 2)/f$: Adiabatenkoeffizient

Stationärer Fall ($\partial/\partial t = 0$), Ansatz $\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}_1 \exp \left[i\vec{k} \cdot \vec{r} - i\omega t \right]$,

p_0, ρ_0 konstant, $v_0 = 0$:

$$-i\omega \rho_0 \vec{v}_1 = -\frac{\gamma p_0}{\rho_0} i\vec{k} \rho_1, \quad -i\omega \rho_1 + \rho_0 i\vec{k} \cdot \vec{v}_1 = 0$$

Ebene Welle (1D), Phasengeschwindigkeit:

$$c_s \equiv \frac{\omega}{k} = \left(\frac{\gamma p_0}{\rho_0} \right)^{1/2} = \left(\frac{\gamma k_B T}{M} \right)^{1/2}$$

“Akustische” Ionenwelle

Kraftgleichung auf Plasmavolumen ($B = 0$ bzw. $\parallel \vec{B}, n = n_e$)

$$m_i n \frac{d\vec{v}}{dt} = m_i n \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right] = en \vec{E} - \nabla p = -en \nabla \phi - \gamma_i k_B T_i \nabla n$$

Linearisierung, ebene Welle, etc. (wie vor)

$$-i\omega m_i n_0 v_{i,1} = -en_0 ik\phi_1 - \gamma k_B T_i ikn_1$$

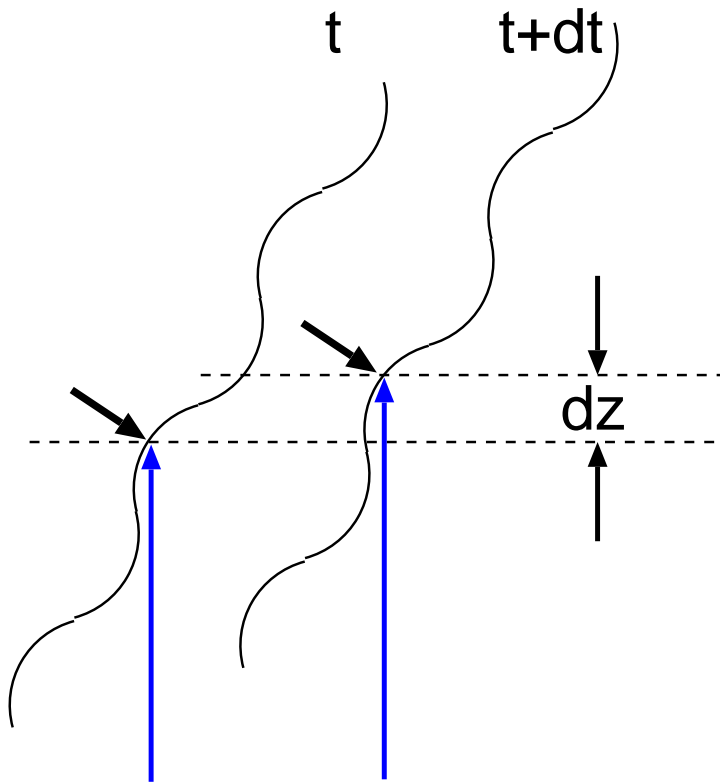
Boltzmann-Relation für Elektronen

$$n_e = n_0 \exp \frac{e\phi_1}{k_B T_e} = n_0 \left(1 + \frac{e\phi_1}{k_B T_e} + \dots \right) \Rightarrow n_1 = n_0 \frac{e\phi_1}{k_B T_e}$$

Mit Kontinuitätsgleichung \rightarrow Phasengeschwindigkeit:

$$v_s \equiv \frac{\omega}{k} = \left(\frac{k_B T_e + \gamma k_B T_i}{m_i} \right)^{1/2} \underbrace{\approx}_{f=1, \gamma=3} \left(\frac{\gamma k_B T_i}{m_i} \right)^{1/2}$$

Doppler-Verschiebung an Ionenschallwelle



Zeit t : Phase ϕ

Zeit $t + dt$: Phase $\phi + d\phi$

Phasengeschwindigkeit der Ionenwelle:

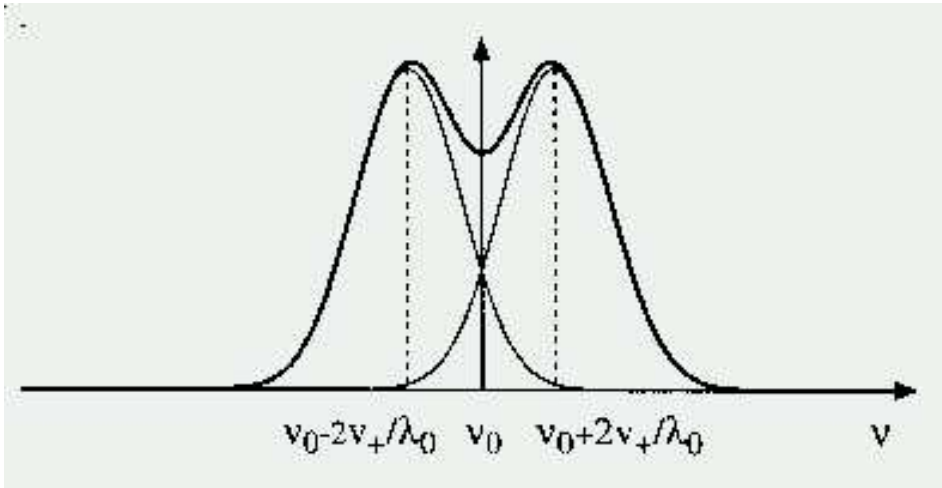
$v_{s,z} = dz/dt$ (z -Komponente)

$$\begin{aligned} d\phi &= kdz + \omega dt &= \frac{\omega}{c} v_{s,z} + \omega dt \\ &= \omega \left(1 + \frac{v_{s,z}}{c} \right) dt \end{aligned}$$

Hin- und Rückweg:

$$\omega_s = \omega_i \left(1 + \frac{v_{s,z}}{c} \right)^2 \approx \left(1 + 2 \frac{v_{s,z}}{c} \right)$$

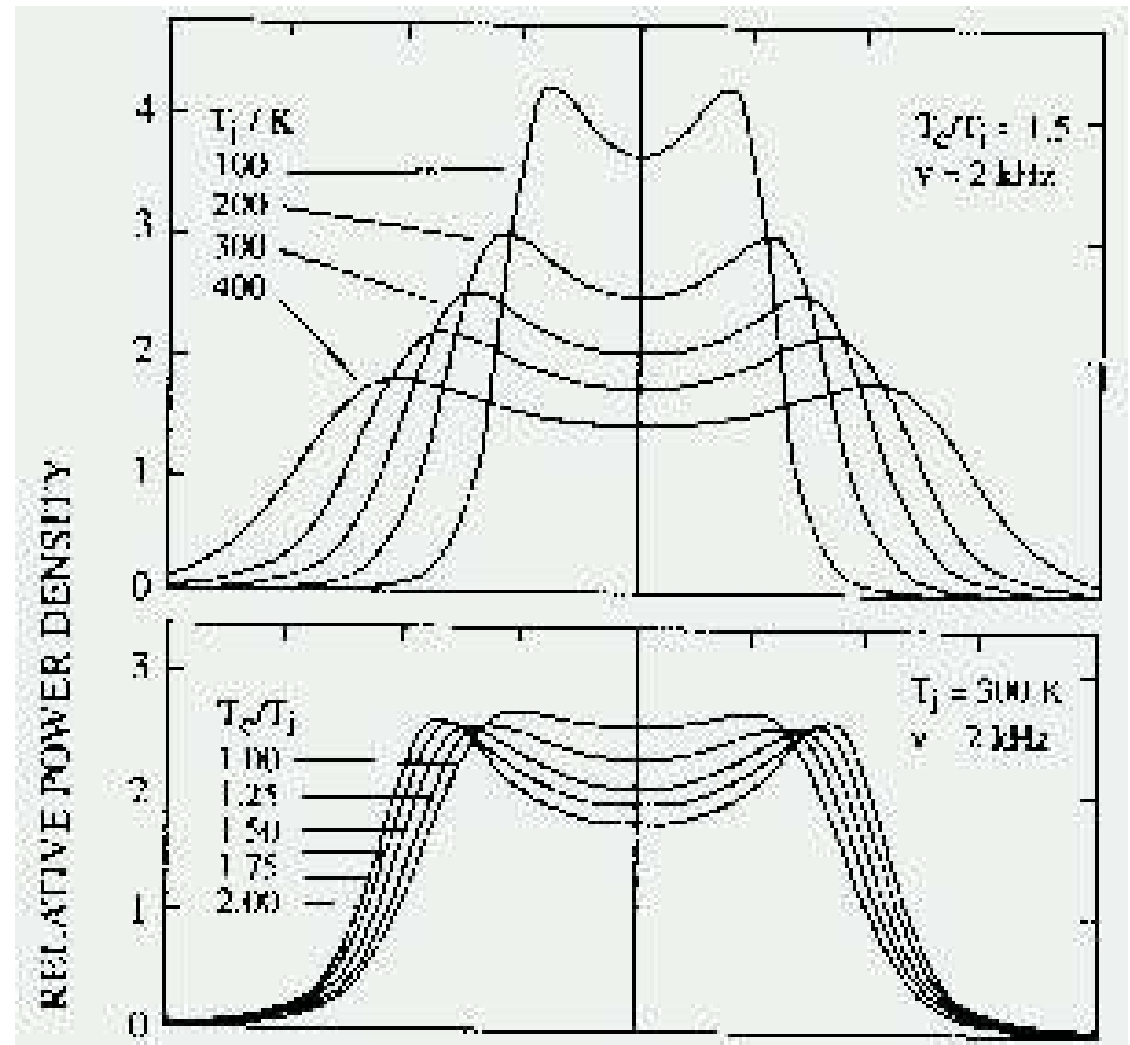
Interpretation von Streuspektren



Dämpfung der Ionenwelle

→ Linienverbreiterung.

Auswertung von n_e , T_e , ν_s (T_i) durch Anpassung berechneter Spektren



Zusammenfassung - Eigenschaften der Ionosphäre

- Die Ionosphäre (oberste Erdatmosphäre, 75-1000 km hoch) hat Plasma-Eigenschaften mit Elektronendichten bis ca. 10^{12} m^{-3}
- Plasmaerzeugung erfolgt hauptsächlich durch Photoionisation (und Elektronenstoss - energetische Photoelektronen)
- Durch den Ionisationsprozess nimmt die (UV-) Lichtintensität zur Erdoberfläche hin ab
- Die Ionisationsrate ist maximal in einer Höhe, in der das Produkt aus Lichtintensität und Neutralgasdichte maximal ist (*Chapman-Theorie*)
- Die Plasmadichte ergibt sich aus dem Ratengleichgewicht von Ionisation und Rekombination (bzw. Anlagerung zu negativen Ionen) Bei Elektronentemperaturunabhängiger Rekombinationsrate ist die Elektronendichte proportional zur Wurzel der Ionisationsrate.

Zusammenfassung - Messung von Ionosphärenparametern

- Die atomare Dichte verschiedener Elemente und Moleküle kann quantitativ *in situ* mit Massenspektrometern gemessen werden.
- “Ionosonden” bestimmen die Elektronendichte und die Höhe der Unterkante der einzelnen ionosphärischen Schichten aus der Laufzeit von bei der Plasmafrequenz reflektierten Kurzwellen-Pulsen. Ein weltumspannendes Netz von Ionosonden zeichnet die Dichteschwankungen der einzelnen Schichten auf.
- Durch Thomson-Streuung (mit $\omega \gg \omega_p$) wird die Elektronendichte (Streuintensität) und Elektronentemperatur (Linienbreite durch Doppler-Verschiebung) gemessen.
 - Meist $\lambda \gg \lambda_D$, so dass “kollektive” Streuung an den die Ionen abschirmenden Ladungswolken stattfindet (Messung der Ionengeschwindigkeit)
 - Wegen $v_{th,i} \ll v_{th,e}$ ist die thermische Bewegung der Ionen für die Linienbreite vernachlässigbar
 - Reflektion an Ionenschallwellen (meist angeregt) führt zu einer Linienaufspaltung um $\Delta\omega = \pm 2\omega v_s/c$.
Phasengeschwindigkeit $v_s = \sqrt{(k_B T_e + \gamma k_B T_i)/m_i}$