

3.65345

1000

Deutscher Wetterdienst in der US-Zone

Zentralamt Bad Kissingen

Leiter: Prof. Dr. Ludwig Weickmann

230369

Berichte
des
Deutschen Wetterdienstes
in der US-Zone

Nr. 14

Die D-Schicht

Von Dietrich Stranz

**Wetterdienst-
Bibliothek**

Bad Kissingen, 1950

Die D-Schicht

Von Dietrich Stranz

- I. Einleitung.
- II. Die Entstehung der D-Schicht. — Normalfall.
- III. Die gestörte D-Schicht und ihre Ursachen.
- IV. Die Dämpfung der elektromagnetischen Wellen in der D-Schicht und der Kurzwellentotalschwund (MÖGEL-DELLINGER-Effekt).
- V. Zusammenhänge mit anderen solar-terrestrischen Erscheinungen.
- VI. Schluß.
- VII. Literatur.
- VIII. Anhang: Tabellen.

I. Einleitung

Die Stockwerkgliederung der Atmosphäre nach Penndorf und Flohn (40*) gibt eine praktische Einteilung der einzelnen Sphären mit ihren verschiedenen Schichten. Gut untersucht und in Einzelheiten bekannt ist die Troposphäre, auch in die Stratosphäre sind Menschen und menschlicher Erfindergeist mit Meßgeräten vorgedrungen, so daß die Verhältnisse (Temperatur und Zusammensetzung der Luft) bis hinauf zu 30 km bekannt sind, wenn auch hier die Kenntnisse sich auf Einzelmessungen, also auf ort- und zeitabhängige spezielle Resultate, stützen. Die Verhältnisse in der Ozonosphäre, die bis 50 km hinaufreicht, sind indirekt mit großer Sicherheit aus verschiedenartigen und unabhängigen Messungen erschlossen.

Man weiß auch, daß oberhalb der Ozonschicht die Temperatur wieder stark abnimmt, so daß in etwa 80 km Höhe eine zweite ausgeprägte Inversion einsetzt. Vereinzelt Meßergebnisse von V 2-Aufstiegen bestätigten recht gut die Berechnungen, wenn auch die Absolutwerte verständlicherweise noch nicht die nötige Sicherheit haben. Aus der nun beginnenden Ionosphäre hat man ebenfalls indirekte Temperaturbestimmungen, einmal aus der E-Schicht (ca. 110 km), weiter aus der F-Schicht (200–400 km). Aus den an vielen Stellen der Erde regelmäßig durchgeführten Echomessungen mittels elektromagnetischer, impulsmodulierter Wellen bekommt man eine relativ gute Auffassung über die Mächtigkeit der ionisierten Schichten in der obersten Atmosphäre. Unter bestimmten Voraussetzungen über den Schichtenaufbau erhält man die Höhe H der homo-

genen Atmosphäre (scale-height) des betreffenden Gases. Sie ist proportional der mittleren Temperatur der betreffenden Schicht. Diese so ermittelten kinetischen Gastemperaturen steigen von etwa 80 bis 100 km außerordentlich rasch an, um in Höhen der F₂-Schicht T = 800 bis 1000° K zu erreichen. Bei diesen Angaben muß man sich jedoch vor Augen halten, daß es sich um kinetische Temperaturen eines Gases handelt, in dem in 100 km Höhe z. B. die freie Weglänge der Teilchen schon in der Größenordnung 10 cm liegt! In der F₂-Schicht wird sie wegen der noch geringeren Dichte in der Größenordnung 10³ cm liegen. Es soll hier nicht näher auf diese für die Untersuchung der hohen Atmosphäre sehr wichtigen Fragen eingegangen, sondern nur auf eine Arbeit von Petrie (44) hingewiesen werden. Für das Problem der D-Schicht sind diese Fragen noch von untergeordneter Bedeutung, da wir es in Höhen von 80 bis 100 km noch mit hinreichend großen Stoßzahlen zu tun haben.

Die D-Schicht als unterste der ionisierten Schichten der Erdatmosphäre weist zwei Eigenarten auf, die ihr eine abweichende Stellung von den beiden darüber liegenden Schichten geben. Sie ist elektrisch nicht hinreichend dicht, daß man in der üblichen Weise Echos mit Kurzwellen von ihr erhalten kann. Zum anderen ist sie zuweilen außerordentlich starken Schwankungen unterworfen, die ihren Ursprung in solaren Vorgängen haben. Letzteren Erscheinungen ist das rege Interesse zu verdanken, das der D-Schicht geschenkt wurde.

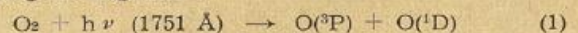
II. Die Entstehung der D-Schicht. — Normalfall

Um die später im Abschnitt IV zu behandelnden Totfalschwunderscheinungen und die damit verknüpften Probleme richtig zu verstehen, betrachten wir zuerst die normale D-Schicht, wie sie täglich mit Einsetzen der Sonnenstrahlung aufgebaut wird, um nachts praktisch wieder vollständig zu verschwinden. Diese allgemein beobachtete Tatsache läßt als die hauptsächliche Ursache der D-Schicht — analog zur normalen E-Schicht — eine solare W-Strahlung (UV-Strahlung) erscheinen. Daneben mag eine P-Strahlung (Korpuskelstrahlung) — ähnlich wie bei den höher liegenden Schichten — an der Ionisation in wechselndem Maße beteiligt sein.

II. 1) Die photochemischen Prozesse und Folgereaktionen der D-Schicht.

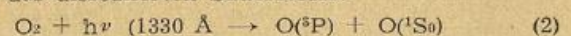
Das UV-Spektrum der Sonne wird in der Erdatmosphäre in verschiedenen Höhen durch verschiedene Ionisations- und Dissoziations-, sowie Anregungsprozesse verbraucht, so daß unterhalb 2900 Å die Erdoberfläche keine Strahlung mehr erreicht. Bei 2550 Å (4.85 eV) liegt das Maximum der O₂-Absorption (UV-Zersetzung des Ozons), diesem schließt sich die erste Dissoziationsstufe des Sauerstoffs bei 2424 Å (5.08 eV) an. Der Absorptionskoeffizient ist relativ klein, so daß

die Strahlung sehr tief in die Atmosphäre eindringen kann. Es sind Versuche bekannt, das UV der sogenannten „Sauerstofflücke“ am Erdboden zu messen (27). An die schwach absorbierenden Herzbergbanden schließen sich die Schumann-Runge-Banden mit der Kontinuumgrenze bei 1751 Å (7.05 eV) und dem sehr kräftigen Absorptionsmaximum bei 1450 Å an. Der Dissoziationsvorgang ist folgender:

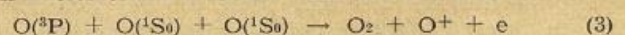


Dieses bis $\lambda = 1330 \text{ \AA}$ (9.30 eV) reichende UV-Band wird zur Bildung der Sauerstoff-Atomschicht schon in größeren Höhen bis herab zu 100 km verbraucht (43), so daß innerhalb einer dünnen Schicht von 10 km (Höhenzunahme) der molekulare Sauerstoff auf sehr geringe Werte absinkt.

Bei 1330 Å (9.30 eV) liegt eine weitere Anregungsstufe des dissoziierten Sauerstoffs:



Die Absorption ist schon wieder ziemlich gering, so daß die Strahlung bis herab zu 1010 Å sehr tief in die Atmosphäre eindringen kann. Der unterste Teil der Atomschicht wird vor allem aus O(³P) und O(¹S₀) bestehen, die in Dreierstößen rekombinieren und O⁺ bilden.



* Literaturverzeichnis am Schluß der Arbeit.

Die gleichfalls nur schwach absorbierte Strahlung zwischen 1010 und 910 Å bildet die erste Ionisierungsstufe des molekularen Sauerstoffs (O₂⁺) mit 12.3 eV. Die Strahlung mit λ < 910 Å wird durch atomaren Sauerstoff oberhalb 150 km sehr kräftig und völlig absorbiert. Die für die E- und F-Schicht verantwortlichen Prozesse liegen sämtlich bei noch kürzeren Wellenlängen und sollen hier nicht betrachtet werden.

Über die Absorption des Stickstoffmoleküls in dem genannten Spektralbereich sind Einzelheiten nicht bekannt. Sie muß aber nach den Beobachtungen ziemlich gering sein und wurde bei den folgenden Berechnungen zu $\tilde{\alpha}_{10}(N_2) = 0.1$ bzw. 0.3 [cm⁻¹] angenommen (Bandenabsorption). Es handelt sich hierbei um Mittelwerte für die untersuchten Spektralbereiche.

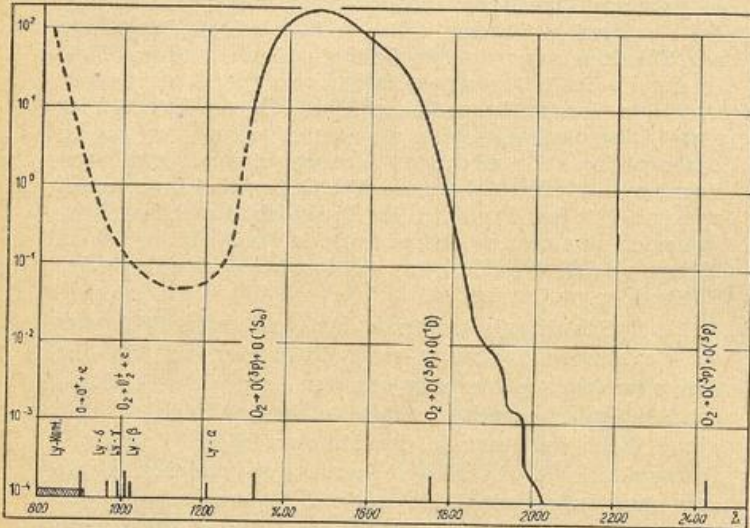


Abb. 1. Absorptionskoeffizient des Sauerstoffs und Wellenlängen der Dissoziations- und Ionisierungsstufen.

Die Absorption des Sauerstoffmoleküls ist schon besser untersucht und wird in Tabelle 1 nach Angaben von Dütsch (16), Wulf und Deming (62), sowie Schröer (52) zusammengestellt (siehe auch Fig. 1):

Tabelle 1.

λ (Å)	α ₁₀ (O ₂)	λ (Å)	α ₁₀ (O ₂)
900	(2.5)	1400	158
50	(0.3)	50	213
1000	(0.1)	1500	169
50	(0.1)	50	122
1100	(0.1)	1600	80
50	(0.1)	50	46
1200	(0.1)	1700	23
50	(0.2)	50	4
1300	4	1800	(0.5)
50	76	50	(0.02)

Im Schumann-Kontinuum oberhalb 1950 Å ist Druckabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten nachgewiesen. Das Beer'sche Gesetz ist hier also nicht erfüllt. Der Absorptionskoeffizient setzt sich nach Heilpern (23) wie folgt zusammen:

$$\alpha_{10}(O_2) = \alpha'_{10} \cdot \frac{p}{p_0} + \alpha''_{10} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{1.4} + \alpha'''_{10} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{2.13} \quad (4)$$

Im Gebiet der Schumann-Runge-Banden bis zur Dissoziationsstufe des O₂ bei 1751 Å ist jedoch nur das erste Glied maßgebend. Das Dissoziationskontinuum bis herab zu 1330 Å ist von Ladenburg und Voorhis (35) untersucht worden. Unterhalb sind die Werte noch unsicher. Sie müssen aber klein sein, um das tiefe Eindringen dieser Strahlung in die Erdatmosphäre erklären

zu können. Über Druckabhängigkeit ist noch nichts bekannt geworden*).

Zusammenfassend kann man sagen, daß das Spektrum zwischen 910 und 1300 Å der Bereich im UV der Sonne ist, der genügend tief und in ausreichender Intensität in die Erdatmosphäre eindringen kann, um eine ionisierte Schicht unterhalb 100 km zu bilden.

II. 2) Die Sonnenstrahlung, die für die Bildung der D-Schicht verantwortlich ist.

Als nächsten Schritt untersuchen wir die für die photochemischen Prozesse zur Verfügung stehende Strahlung der Sonne. Die Intensität des schwarzen Temperaturstrahlers für eine gegebene Wellenlänge λ ist

$$J(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\frac{c_2}{\lambda T} - 1} \quad [\text{erg}] \quad (5)$$

mit $c_2 = \frac{hc}{k} = 1.43$ [cm · Grad] und $h = 6.26 \cdot 10^{-27}$ [erg · sec]

Das sind $N(h\nu) = N(hc/\lambda)$, d. h. N Quanten der Wellenlänge λ. Die Energie eines Quants der Wellenlänge λ ist gegeben durch: $(h\nu)$ [erg] = $1.98 \cdot 10^{-8}/\lambda[\text{Å}]$. Mit dem Verdünnungsfaktor $5.4 \cdot 10^{-6}$ auf dem Wege von der Sonne zur Erde erreichen die „Obergrenze“ der Erdatmosphäre dann I_{∞} Quanten pro cm² und sec der von der Sonne in den gesamten Raum gestrahlten Energie.

Es erhebt sich nun die Frage, welche Strahlertemperatur man zur Berechnung der Energiestromdichte in den einzelnen Spektralbändern ansetzen soll. Die verschiedensten Untersuchungen ergeben für das sichtbare Spektrum der Sonne eine effektive Temperatur des schwarzen Strahlers von etwa 6000° K (61). Dütsch (16) fand, daß mit diesen Werten die berechneten Ozonmengen der Ozonschicht zu hoch ausfallen. Auch für die Sauerstoffatomschichtgrenze (43) muß eine erheblich niedrigere Temperatur angenommen werden. Weiter unten werden wir sehen, daß für die D-Schicht in Übereinstimmung mit den genannten Arbeiten die Quantenstromdichte des 5740°-Strahlers (siehe auch Kiepenheuer) für die erste Ionisierungsstufe des O₂ (910 < λ ≤ 1010 Å) ganz gut passende Werte annimmt. Eine theoretische Energieverteilung des fernen UV der Sonne (34) wurde dem Verfasser kürzlich bekannt, wonach die hier verwendeten Energiestromdichten gut gerechtfertigt sind. Der Prozeß im Sauerstoffdissoziationsgebiet wurde mit der Energiestromdichte eines Strahlers von T = 5200° K gerechnet. Die nachfolgend benutzten Werte sind somit $I_{\infty}(910-1010 \text{ Å}) = 1.3 \cdot 10^9$ Quanten cm⁻²sec⁻¹ und $I_{\infty}(1010-1300 \text{ Å}) = 3 \cdot 10^9$ Quanten cm⁻²sec⁻¹. Auf verschiedenen Sonnenenerferdung (± 3.5%) im Laufe des Jahres wurde keine Rücksicht genommen.

II. 3) Der Verbrauch der Sonnen-UV-Strahlung in der Erdatmosphäre.

Um zu sehen, wieviele Quanten des Spektralbereiches Δλ in verschiedenen Höhen h der Atmosphäre absorbiert werden, muß man die Dichteverteilung und somit die Temperaturverteilung mit der Höhe kennen bzw. vernünftig voraussetzen. Mit zunehmender Höhe wird dieses Beginnen mehr und mehr hypothetisch, wie schon einleitend bemerkt wurde. Fig. 2 zeigt einige Temperaturverteilungen bis 100 km Höhe, wie sie von verschiedenen Seiten angegeben wurden. Die größer werdenden Abweichungen voneinander mit wachsender Höhe sind sehr deutlich. Am unsichersten erscheinen

* Eine neue experimentelle Untersuchung von CLARK in USA über Absorption des N₂ und O₂ zwischen 800 und 1000 Å (in Vakuum) gibt die Absorptionskoeffizienten der beiden Gase für eine größere Reihe von Wasserstoff- und Helium-Emissionslinien.

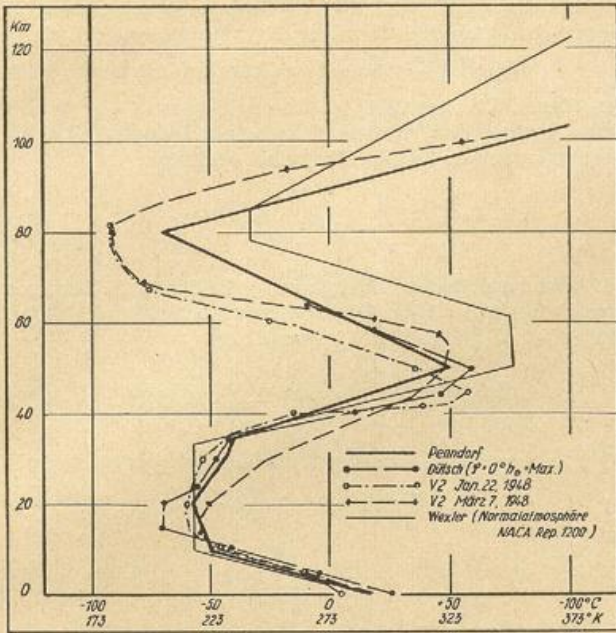


Abb. 2. Einige Temperaturverteilungen mit der Höhe.

die Werte in der oberen Inversion, und gerade da wäre eine genauere Kenntnis sehr wichtig. Es ist anzunehmen, daß die meisten bisherigen Angaben für die Höhe um 80 km zu hoch liegen. Der Strahlungsumsatz muß hier sehr gering sein. Die niedrig erscheinenden Ergebnisse der zwei bekanntgegebenen V 2-Aufstiege (38), die wohlgerne auffällig gut miteinander übereinstimmen, sind nach Meinung des Verfassers doch sehr wahrscheinlich. In dieser Höhe sind tatsächlich keine nennenswert kräftigen photochemischen Prozesse vor-

handen, die der Schicht Wärme zuführen könnten (47). Ozon ist in dieser Höhe nach Penn dorf vernachlässigbar gering. H₂O-Dampf und CO₂ sind offenbar auch nur in so geringen Mengen vorhanden, daß eine fühlbare Wärmestrahlungsabsorption durch sie nicht stattfindet.

Das Gebiet zwischen 50 und 80 km ist einer kräftigen Durchmischung unterworfen. Es laufen bloß rein adiabatische Vorgänge ab. Aus der Ozonschicht wird auf diesem Wege nur geringfügige Wärmeabgabe erfolgen (geringe Dichte). Tatsächlich treffen wir in der oberen Inversion der Erdatmosphäre kinetische Temperaturen an, die nur wenig über der Strahlungstemperatur der dunklen Mondoberfläche liegen!

Der Temperaturanstieg von 80 km aufwärts ist sehr stark, um in der E-Schicht die aus Ionosphärenmessungen berechneten Temperaturen von rund 400° K anzunehmen (siehe auch [21]). Die jahreszeitlichen Schwankungen müssen in hohen Breiten recht beträchtlich sein, wesentlich größer als man sie in der Ozonschicht findet. Die Schwankungen zwischen Tag und Nacht hingegen sind verhältnismäßig gering wegen der großen Wärmekapazität (Strahlungskapazität) der ionosphärischen Schichten. Wärmetransport durch Austausch wird wegen der sehr stabilen Schichtung und vor allem wegen der geringen Luftdichte nicht nennenswert stattfinden im Gegensatz zu der unteren Ozonschicht. Und selbst hier ist der tägliche Temperaturgang klein.

Aus diesen Überlegungen heraus sind für die folgenden Berechnungen drei Temperaturverteilungen: Modell (A) = wahrscheinlichster Verlauf aus den Verteilungen der Fig. 2 mit besonderer Berücksichtigung der niedrigen Inversionswerte (Fig. 3a); Modell (B) = kältester Monat zwischen $\varphi = 45^\circ$ und 60° Breite und Modell (C) = wärmster Monat $\varphi = 45^\circ$ und 70° Breite (Fig. 3b) festgesetzt worden. Es handelt sich in der Ionosphäre wohlgerne um gaskinetische Temperaturen.

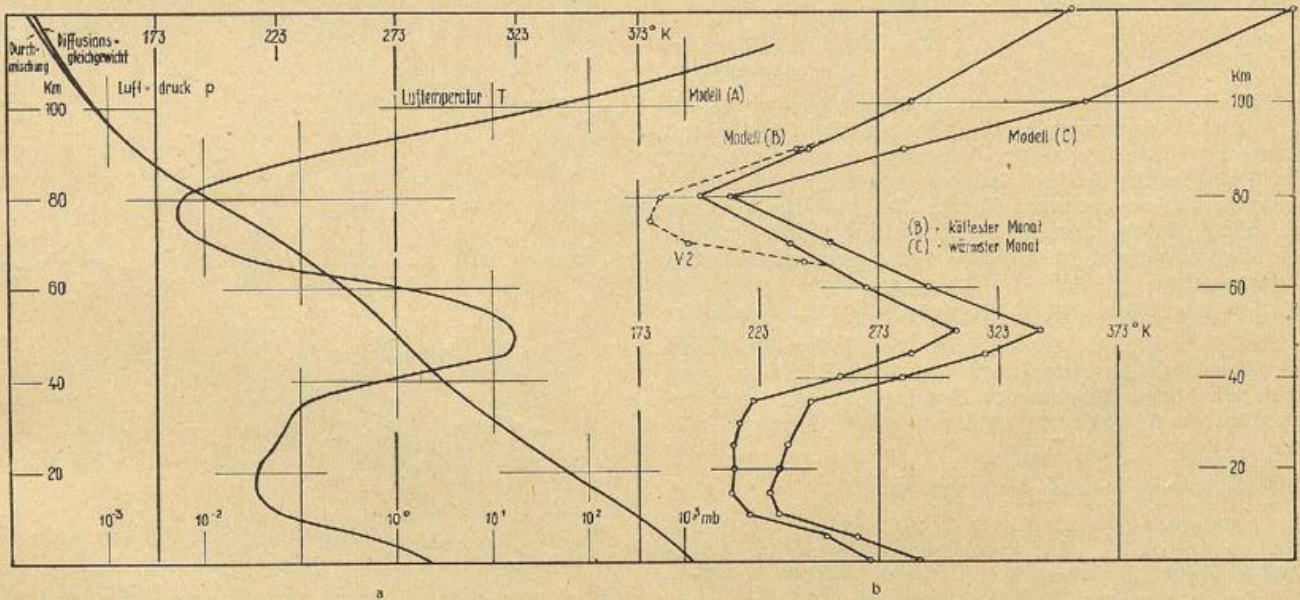


Abb. 3a u. b. Lufttemperatur und Druck für verschiedene Atmosphärenmodelle.

Aus diesen Temperaturverteilungen baut man die Atmosphäre mit folgenden Dichteverteilungen auf:

Barometrische Höhenformel

$$\frac{dp}{p} = - \frac{T_0}{T} \cdot \frac{g \cdot \rho_0}{p_0} \cdot dh \quad (6)$$

mit der Höhe H_0 der homogenen Atmosphäre:

$$H_0 = \frac{kT}{mg} = \frac{R \cdot T}{M \cdot g} = \frac{p_0}{\rho_0 \cdot g}$$

$$\text{ergibt } \log\left(\frac{p_0}{p}\right) = - \frac{273}{H_0} \int_0^h \frac{dh}{T} \quad (7)$$

wobei R^* [erg Mol⁻¹Grad⁻¹] und $g = 981$ [cm sec⁻²].

Mit den Werten für Luft	H_0 [cm]	ρ_0 [g cm ⁻³]	M [g Mol ⁻¹]
	$7.991 \cdot 10^5$	$1.293 \cdot 10^{-3}$	28.8
O ₂	$7.229 \cdot 10^5$	$1.429 \cdot 10^{-3}$	32
O	$1.446 \cdot 10^6$	$7.145 \cdot 10^{-4}$	16
N ₂	$8.261 \cdot 10^5$	$1.251 \cdot 10^{-3}$	28

*) Tabellen befinden sich im Anhang.

erhält man die Druckverteilung mit der Höhe. Zur Vereinfachung wurde mit konstanter Erdbeschleunigung gerechnet (21). In 100 km wird der Fehler in g und damit in H_0 bzw. p rund 3%, was in Anbetracht der anderen Unsicherheiten vernachlässigbar ist.

Die Zusammensetzung der Luft ist nach Messungen bis etwa 20 km unverändert (21% O_2 , 79% N_2). Bei 30 km kann man nach Regener mit 20.5% O_2 und 79.5% N_2 rechnen. Im Gebiet zwischen 35 und 50 km tritt zunehmende Entmischung ein. Doch wird sie wegen der sehr hohen Windgeschwindigkeiten (in mittleren Breiten) nicht beträchtlich werden. Man setzt in 50 km Höhe 18% O_2 und 82% N_2 an und kann das Verhältnis in der oberen Durchmischungsschicht bis etwa 80 km konstant beibehalten. Darüber findet man wieder zunehmende Entmischung, von 90 km an außerdem merkbare Dissoziation (43) des Sauerstoffmoleküls. Oberhalb 115 km hat man dann praktisch nur noch O und N_2 . Die Dissoziation des letzteren mag in sehr großen Höhen stattfinden, was z. Z. noch ungeklärt ist. Eine Arbeit von Penndorf wird hierüber in abschbarer Zeit berichten.

In der Aufstellung sind die kleineren Beimengungen, wie O_3 , CO_2 , H_2O und einige Edelgase nicht berücksichtigt worden. Ferner ist der sehr geringe Anteil ionisierter Bestandteile der Atmosphäre (O_2^+ , O^+) in der E-Schicht nicht beachtet worden, da dadurch das Molekulargewicht der Luft in diesen Höhen noch nicht nennenswert beeinflusst wird.

Wie sich eventuell Spuren von NO oder anderen Stickoxyden (19) mit Ionisationsstufen gerade im Spektralband 1000—1300 Å ausnehmen, ist noch nicht bekannt. Auch das Na kann u. U. (57) für das behandelte Problem eine Rolle spielen. Für die Druckverteilung sind alle diese Beimengungen unbedeutend.

Die Berechnung von Druck p [mbar], Dichte ρ [gcm^{-3}] und Teilchenzahl n [cm^{-3}] erfolgt in Stufen von $\Delta h = 5$ km. (Tabellen 2a—c)*.

$$\log\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = \frac{273}{2.3} \cdot \frac{1}{H} \cdot \frac{\Delta h}{T_m} \quad (7a) \quad T_m = \text{mittl. Temperatur des Höhenintervalls } \Delta h$$

Für alle drei Fälle wurde die Dissoziationsgrenze des O_2 konstant angenommen. Nach Penndorf (43) ist mit stärkeren Variationen der Übergangszone nur während der Polarnacht, also bei langem Aussetzen der Strahlungsquelle, zu rechnen. Dieser Fall interessiert uns hier nicht, da die normale D-Schicht auf den UV-Strahler angewiesen ist und sonst rasch verschwindet. Zur „sporadischen D-Schicht“ korpuskularen Ursprungs wird später etwas gesagt werden (Abschnitt IV. 1, VI).

Nachdem nun die Atmosphäre bis 130 km Höhe unter verschiedenen Annahmen aufgebaut ist, fragt man nach den Absorptionswegen l [cm] in Einheiten der Normalatmosphäre NTP (0° , 1013 mbar) der Δh [km] dicken Schichten. Man findet

$$l(O_2) [cm] = (\bar{n}_{O_2}/n_L) \cdot 10^5 \cdot \Delta h [km] \quad (8)$$

und analog für N_2 mit $n_L = 2.7 \cdot 10^{19}$ [cm^{-3}] bei 0° und 1013 mbar. Es ist sehr wahrscheinlich, daß die Atmosphäre oberhalb 90 km sich langsam von der völligen Durchmischung zum Diffusionsgleichgewicht verändert. Zur Berechnung der Absorptionswege vom „Rande der Atmosphäre“ bis herab zu $h = 130$ km sind folgende Druckwerte in dieser Höhe zugrunde gelegt worden: $p_L = 1 \cdot 10^{-4}$, $p_{N_2} = 0.65 \cdot 10^{-4}$, $p_{O_2} = 1.10 \cdot 10^{-5}$, $p_O = 0.35 \cdot 10^{-4}$ mbar, denen die Werte $l_L = 7.80 \cdot 10^{-2}$, $l_{N_2} = 5.29 \cdot 10^{-2}$, $l_{O_2} = 7.12 \cdot 10^{-6}$, $l_O = 5.06 \cdot 10^{-2}$ cm NTP entsprechen. Man erhält diesen Betrag aus folgender Beziehung:

$$l_{130}^\infty = H_0 (p_{130}/p_0) \quad (8a)$$

Von den oben angegebenen Quantenstromdichten I_∞ , die die äußerste Erdatmosphäre erreichen, werden bis

herab zu $h = 130$ km und in jedem weiteren Schichtelement Δh durch die einzelnen Bestandteile der Luft

$$\Delta I = I_\infty \cdot 2.3 \alpha_{10} \cdot l \quad \text{Quanten } cm^{-2}sec^{-1} \quad (9)$$

absorbiert. Da sowohl I_∞ , als auch α_{10} mit der Wellenlänge λ variieren, muß man mit dem Integral über den interessierenden Spektralbereich rechnen:

$$dI = 2.3 \cdot I_\infty \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_\infty(\lambda) \cdot \alpha_{10}(\lambda) d\lambda \quad (9a)$$

Für die praktische Berechnung findet die Summenformel für die beiden Spektralbereiche ($910 < \lambda < 1010$ Å) und ($1010 < \lambda \leq 1300$ Å) Anwendung

$$\Delta I = 2.3 \cdot I [cm] \sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_\infty(\lambda_i) \cdot \Delta \lambda_i \cdot \alpha_{10}(\lambda_i) \quad (9b)$$

Nach oben Gesagtem wurden folgende Werte benutzt:

$$\sum_{910}^{1010} I_\infty \Delta \lambda_i = 1.3 \cdot 10^8 \text{ Quanten } cm^{-2}sec^{-1} \text{ und } \bar{\alpha}_{N_2} = 0.1 [cm^{-1}]$$

$$\text{bzw. } \bar{\alpha}_{O_2} = 0.3 [cm^{-1}], \text{ ferner } \sum_{1010}^{1300} I_\infty \Delta \lambda_i = 3.10^9 \text{ Quanten } cm^{-2}sec^{-1} \text{ und } \bar{\alpha}_{N_2} = 0.3 [cm^{-1}] \text{ bzw. } \bar{\alpha}_{O_2} = 0.1 [cm^{-1}].$$

Der kleine Spektralbereich $\Delta \lambda$ c von ≈ 1300 bis 1330 Å wird wegen des sehr hohen Absorptionskoeffizienten für Sauerstoffmoleküle schon oberhalb 130 km nahezu vollständig absorbiert trotz der geringen Menge O_2 in diesen Höhen. Versuche mit verschiedenen Stickstoffabsorptionen zeigt Fig. 4 für den Fall (A) und $910 < \lambda \leq 1010$ Å. Um der beobachteten Untergrenze der D-Schicht gerecht zu werden, muß man eine geringe Stickstoffbandenabsorption voraussetzen.

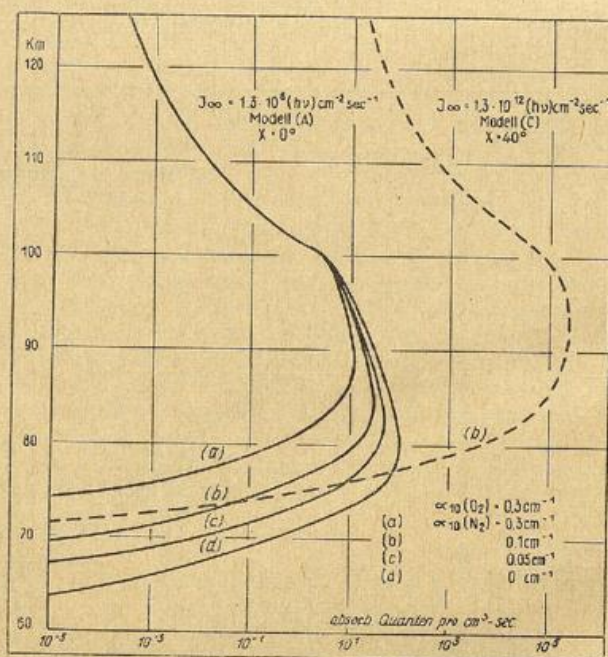


Abb. 4. Absorbierte Anzahl Quanten pro Kubikzentimeter und Sekunde ($910 < \lambda \leq 1010$ Å).

Weiß man die Absorptionsverhältnisse, so kann man die Verteilung der Strahlungsintensität I mit der Höhe h ermitteln:

$$I(\lambda_i, h) = I_\infty(\lambda_i) e^{-\bar{\alpha}_{10}(\lambda_i) \int_{h_i}^{h_2} l(h) \cdot dh} \quad (10) \quad i = a, b, c$$

Dieser Betrag setzt sich aus den Teilbeträgen zusammen, die durch die verschiedenen Gase (N_2 , O_2) absorbiert werden, in unserem Falle also:

Abb. 7

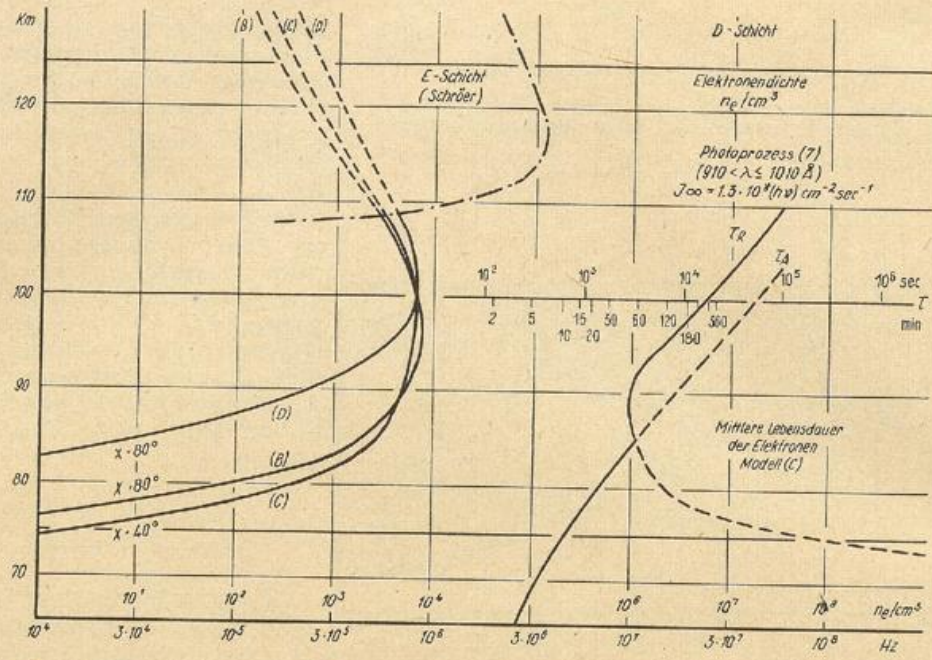


Abb. 8a

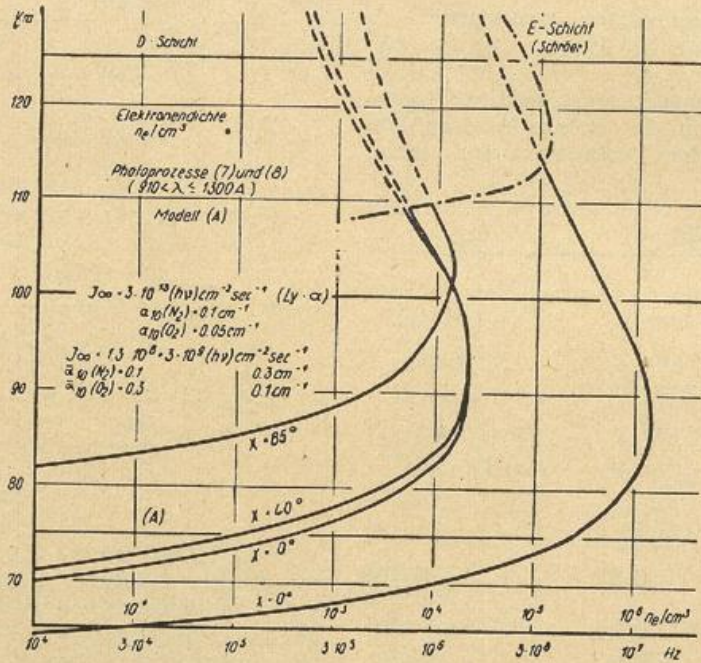
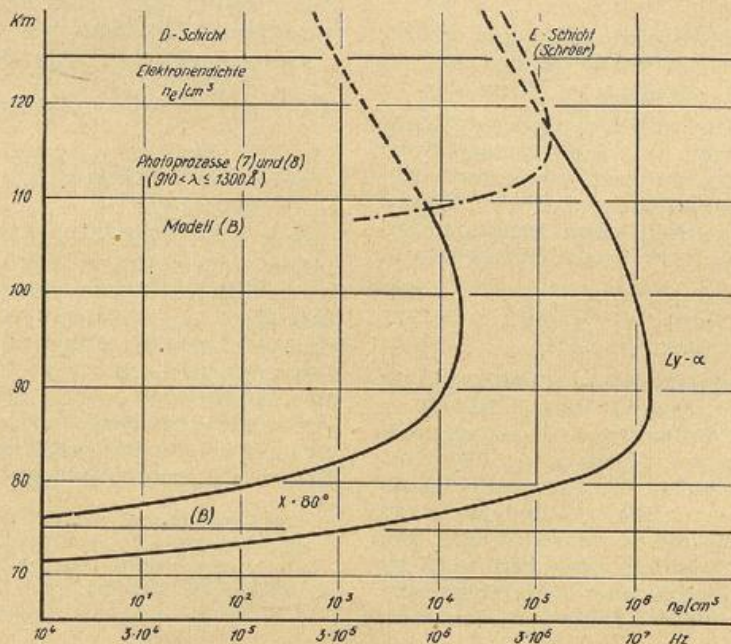
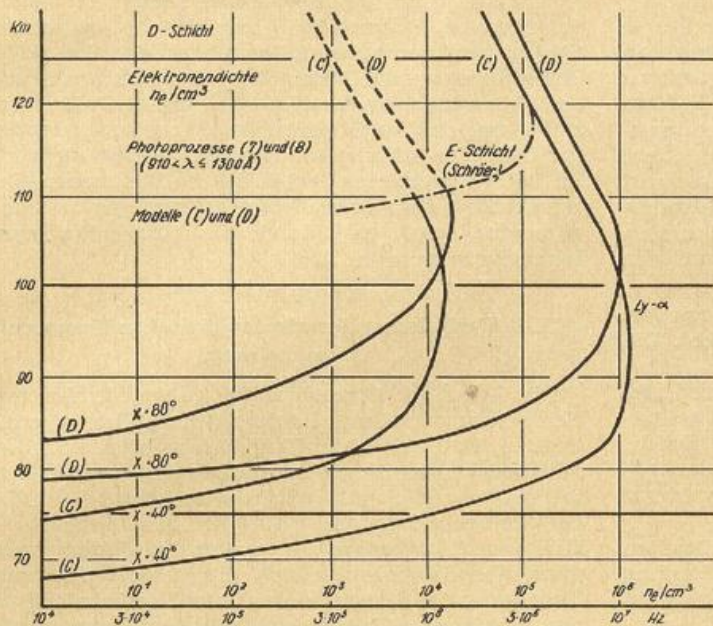


Abb. 8b





← Abb. 8c

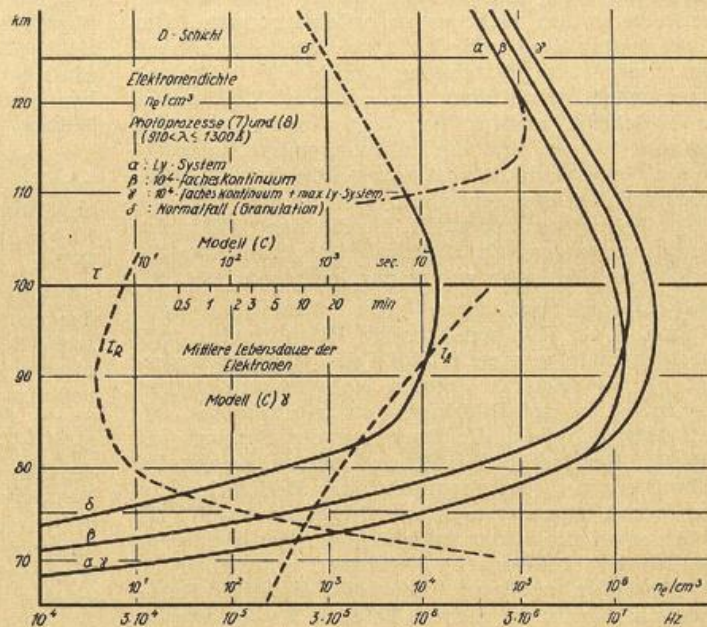


Abb. 9 →

sich im Laufe des Tages zwischen dem Niveau der unteren E-Schicht und der Minimalhöhe zu Mittag bei etwa 70 km. Diese tägliche Variation findet man auch noch auf sehr langen Wellen, wie 16 kHz, was bedeutet, daß diese in der Nacht an der unteren E-Schicht reflektiert werden.

Im Schichtmaximum werden abends kurz vor Sonnenuntergang (gegeben durch die Ozonschattengrenze nach Penndorf (42)) etwa $\Delta I = 10^2$ Quanten $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ absorbiert, so daß man einen effektiven Rekombinationskoeffizienten

$$k_D = \left(\frac{10^3}{10}\right)^2 \cdot \frac{1}{(10.8 \cdot 10^9)^2 \cdot 10^2} = 8.5 \cdot 10^{-7} \text{ [cm}^3\text{sec}^{-1}\text{]}$$

erhält. Analog bekommt man mit vernünftigen Voraussetzungen einen ähnlichen Wert, wenn man die Längstwellenausbreitung nach einer kräftigen Zunahme der D-Schichtionisation als Folge einer chromosphärischen Eruption auf der Sonne betrachtet. Aus vielen Längstwellenregistrierungen (51 kHz) ergibt sich eine durchschnittliche Erholungszeit von etwa 1/2 Stunde. Also wird bei einer Anzahl absorbiertes Quanten von

$5 \cdot 10^5$ pro cm^3 und sec und einem Rückgang der Trägerdichte von 10^7 auf $10^4 \text{ [cm}^{-3}\text{]}$

$$k_D = \left(\frac{10^7}{10^4}\right)^2 \cdot \frac{1}{(1.8 \cdot 10^9)^2 \cdot 5 \cdot 10^5} = 6.2 \cdot 10^{-7} \text{ [cm}^3\text{sec}^{-1}\text{]}$$

d. h. im D-Schichtmaximum, das durchschnittlich in 90 km Höhe liegt, ergibt sich ein effektiver Rekombinationskoeffizient von rund $7 \cdot 10^{-7} \text{ [cm}^3\text{sec}^{-1}\text{]}$. Nach der Untergrenze der D-Schicht zu, die normalerweise in 70 km Höhe anzunehmen ist, kann man mit einem $k_D = 10^{-8}$ bis $5 \cdot 10^{-6} \text{ [cm}^3\text{sec}^{-1}\text{]}$ rechnen. Dieser Wert ist durch die rasch zunehmende Luftdichte gegeben. So wurden die in Fig. 6 dargestellte Elektronenverteilung mit der Höhe und die noch folgenden Fälle mit den hier angeführten effektiven Rekombinationskoeffizienten errechnet.

h [km]	$k_D \text{ [cm}^3\text{sec}^{-1}\text{]}$
130—110	10^{-8}
110—100	10^{-7}
100—80	$7 \cdot 10^{-7}$
80—70	$5 \cdot 10^{-6}$

Der Tagesnormalwert $n_e = 5 \cdot 10^3$ bis 10^4 [cm⁻³] für die D-Schicht findet eine recht gute Bestätigung durch eine Mittelwellenbeobachtung an einem Nachmittag im Frühjahr 1949 ($\chi = 65^\circ$) mit kräftigem Kurzwellentotalschwund. Die Mittelwelle 1149 kHz in rund 1000 km Entfernung vom Sender erlitt während einer chromosphärischen Eruption eine ähnlich starke Absorption, wie sie auf Kurzwelle allgemein bekannt ist (Abschnitt IV). Innerhalb von rund 5 Minuten sank die Feldstärke um etwa 80%, die Rückkehr zu normalen Verhältnissen dauerte dann nahezu 1 Stunde, während sie auf der Kurzwelle nur eine halbe Stunde benötigte.

Mit anderen Worten erfolgte die Reflektion wie bei der Kurzwelle vor der Störung von der E-Schicht. Die „Grenzfrequenz“ der D-Schicht bei Zenitreflektion hatte also den Wert $f_D \leq 570$ kHz, die Trägerdichte damit $n_e \leq 3 \cdot 10^3$ [cm⁻³]. Die überschlagsmäßige Betrachtung führt zu einem ganz befriedigenden Ergebnis, wenn man berücksichtigt, daß die maximale Trägerdichte der D-Schicht häufigen kleinen Schwankungen unterworfen ist (51).

Vergleicht man die beiden englischen Mittelwellen 767 und 1149 kHz mit angenähert gleicher Entfernung (1000 km) zwischen Sender und Empfänger, so sieht man deutlich, daß die erstere am Tage durch die normale D-Schicht abgedeckt, aber an ihr wegen sehr kräftiger Absorption nicht mehr reflektiert wird. Die Feldstärke ist am Tage sehr klein, während die höhere Frequenz wohl beim Durchgang durch die D-Schicht stark geschwächt wird, aber dennoch nach Reflektion an der E-Schicht leidlich empfangen werden kann. Hieraus geht hervor, daß die „Grenzfrequenz“ der D-Schicht am Tage normalerweise ungefähr bei $5 \cdot 10^5$ Hz liegt. Es hat aber den Anschein, daß sie von Tag zu Tag viel stärker variiert als z. B. die der E-Schicht. Dämpfungsmessungen an Vertikalechos von der E-Schicht können dies sehr gut zeigen (siehe auch S. 11).

Nahschwunduntersuchungen von Gerber und Werthmüller (17) am Sender Beromünster (556 kHz) bestätigen in gewissem Maße die gemachten Annahmen, als sie tagsüber keinen Nahschwund wegen der Absorption in der D-Schicht unterhalb 90 km ergeben. Tatsächlich liegt die Frequenz des Senders bei angenäherter Zenitreflektion (Basis 7 km) sehr nahe der durchschnittlichen „Grenzfrequenz“ der D-Schicht. In der abendlichen Dämmerung nach Verschwinden der D-Schicht kommen die Echos nach Angabe der Verfasser vornehmlich von der unteren E-Schicht in rund 90 bis 95 km Höhe. Ein umfangreiches und sauberes Registriermaterial illustriert diesen Befund. Es ist abends die Möglichkeit für Raumwellenausbreitung gegeben und damit für den bei Rundfunkempfang so unangenehmen Nahschwund durch Interferenz der Raum- und Bodenwelle. In einigen Fällen verschwanden selbst noch die Echos von der E-Schicht, d. h. auch deren Ladungsträgerdichte kann nachts bisweilen unter $3 \cdot 10^3$ [cm⁻³] absinken.

In Fig. 6 finden wir als Funktion der Höhe h die mittlere Lebensdauer der Elektronen bis zur Rekombination τ_R und die mittlere Lebensdauer bis zur Anlagerung an ein neues O₂-Molekül τ_A

$$\tau_R = \frac{2.3 \cdot 10^{11}}{n[\text{O}_2^+]} \text{ [sec]} \quad (12a)$$

ist wenig von der Temperatur abhängig

$$\tau_A = \frac{2.2 \cdot 10^{17}}{n[\text{O}_2]} \text{ [sec]} \text{ bei } T = 300^\circ \text{ K} \quad (12b)$$

τ_A ist proportional $T^{-\frac{1}{2}}$. In einer ionisierten Schicht wird der effektive Verbrauch von Elektronen durch den Prozeß der kleinsten Lebensdauer bestimmt. In der E-Schicht ist dies die Rekombination von Elektronen mit positiven Ionen, dagegen tritt sie in der normalen D-Schicht mit der höheren Gasdichte und relativ geringen

Ionisation zugunsten der Anlagerung von Elektronen an neutrale Gasmoleküle zurück, die unterhalb des Schichtmaximums zweifellos überwiegt. Der effektive Rekombinationskoeffizient k_D setzt sich aus dem wahren Rekombinationskoeffizienten in der Größenordnung 10^{-11} [cm³sec⁻¹] und dem Anlagerungskoeffizienten zusammen. Im Abschnitt III wird gezeigt werden, daß im Fall der gestörten D-Schicht die Elektronen-Rekombination bis etwa 70 km herab überwiegt und somit bestimmend wird, was durch die kurzzeitige exzessive Ionendichte gegeben ist.

II. 4) Variationen der atmosphärischen Temperaturverteilung.

Die bisherigen Betrachtungen gelten für eine mittlere Temperaturverteilung in der Atmosphäre in mittleren Breiten (Fall [A]). Zum Vergleich werden auch die Verhältnisse in der D-Schicht nach Photoprozeß (7) im kältesten Monat (B) und im wärmsten Monat (C) zu Mittag bei Sonnenhöchststand ($\chi = 80^\circ$ bzw. 40°) in $\varphi = 50^\circ$ Breite und außerdem im wärmsten Monat morgens (bzw. abends) bei $\chi = 80^\circ$ mitgeteilt. Ein eventueller Tagesgang der Temperatur ist nicht berücksichtigt worden wegen der Unsicherheit, mit der er nur angegeben werden kann. Fig. 7 veranschaulicht die normale D-Schicht unter den angegebenen jahres- und tageszeitlichen Bedingungen (linke Kurven). Auf der rechten Seite ist ähnlich wie für (A) in Fig. 6 die mittlere Lebensdauer der Elektronen für den Fall Hochsommer-Mittag (C) dargestellt.

Tabelle 5 zeigt die mit $1 \cdot \text{sec} \chi$ berechneten Verteilungen der Ladungsträger in der D-Schicht im Winter und im Sommer. Die Schichtmaxima liegen im Fall (B) in 96 km im Fall (C) in 98 km und im Fall (D) in 100 km Höhe.

Man sieht, daß die maximale Ladungsträgerdichte der normalen D-Schicht an Höhe wie an Betrag zwischen Sommer und Winter nur geringen Schwankungen unterworfen ist (mittlere Breiten). Die verstärkte Sonneneinstrahlung bei hohem Sonnenstand in einem gegebenen Niveau wird praktisch durch die jahreszeitlich bedingte Temperaturerhöhung ausgeglichen, so daß sich die Schicht im allgemeinen in einem beachtenswerten Gleichgewicht befindet. Dieses Ergebnis mag eine nicht unbedeutende Stütze der angenommenen Voraussetzungen darstellen. Naturvorgänge pflegen allgemein bewundernswert einfach abzulaufen. Als ähnliches Beispiel soll die sehr empfindliche Regelung der Ozonschicht erwähnt werden, die mit wenigen Millimetern Schichtdicke (NTP) den für das Leben so sehr kritischen ultravioletten Strahlungshaushalt am Erdboden reguliert.

Für die D-Schicht ist es die Obergrenze der Sauerstoffmolekülschicht, die gewissermaßen selbststeuernd den UV-Anteil des Sonnenspektrums um 1000 Å in nahezu der gleichen Höhe absorbieren läßt. Mit zunehmender Sonnenhöhe vom Winter zum Sommer wächst dank der Erwärmung durch die photochemischen Prozesse selbst die absorbierende Schichtdicke (NTP) des O₂ zwischen 110 und 80 km Höhe von 0,86 auf 2,94 cm, und zwar in einer Weise, daß die Maximumhöhe der Ladungsträgerdichte nur geringfügig variiert. Dagegen ist die Untergrenze Schwankungen von mehreren Kilometern ausgesetzt, wenn man gleiche Sonnenhöhen im Winter und Sommer heranzieht. Hingegen liegt sie an einem Sommermittag ($\chi = 40^\circ$) ungefähr gleich hoch wie an einem Wintermittag ($\chi = 80^\circ$). Der tägliche Gang ist mit anderen Worten sehr erheblich, was sowohl von Eholotungen (Dämpfungseinfluß proportional dem Absorptionsweg durch die Schicht) als auch ganz allgemein rein qualitativ vom Rundfunkempfang her bekannt ist. Die D-Schicht wächst mit zunehmender Einstrahlung im Laufe des Tages nach unten an,

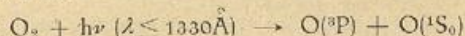
um gegen Abend auch dort wieder zuerst abzunehmen, bis schließlich während der Nacht die Untergrenze der D-Schicht praktisch nur die stetige Fortsetzung der Untergrenze der E-Schicht bildet. Nur eine schwache Zweiteilung erinnert noch an die beiden verschiedenen Schichten. Sie ist vor allem morgens bei der Neubildung auf Festwellenregistrierungen deutlich zu erkennen. Auch die Längstwellenregistrierung spiegelt sehr gut das Auf- und Abwandern der D-Schichtuntergrenze wieder (59).

II. 5) Ein zweiter photochemischer Prozeß.

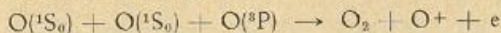
In Tabelle 4 lernten wir eine photochemische Reaktion (8) kennen, die an der Bildung der Sauerstoffatomschicht beteiligt ist. Es entstehen aber dabei angeregte Atome (1S_0)-Zustandes, die in einer Dreierstoßreaktion ionisiertes atomares O bilden können.

Der beschriebene photochemische Prozeß (7) gibt das Bild der D-Schicht ganz befriedigend wieder. Es ist aber bekannt, daß die D-Schicht häufig unregelmäßigen Schwankungen unterworfen ist. Darüber werden wir Näheres im Abschnitt III erfahren. Diese Störungen beruhen zu einem wesentlichen Teil auf der Resonanzstrahlung des Wasserstoffs im sogenannten Lyman-Gebiet ($Ly-\alpha = 1216 \text{ \AA}$). Der Hauptteil dieser Energie liegt aber außerhalb des für Prozeß (7) in Frage kommenden Spektralbandes. Es muß demnach noch ein weiterer Prozeß an der Bildung der D-Schicht beteiligt sein, der u. a. auch die $Ly-\alpha$ -Strahlung umfaßt. Auf die Möglichkeit, die das Ehepaar V a s s y vorgeschlagen hat, wird im Schlußabschnitt kurz eingegangen.

Bei $\lambda = 1330 \text{ \AA}$ liegt eine Dissoziationsstufe des O_2 , jenseits welcher ein Atom im Anregungszustand (1S_0) gebildet wird:



Die Folgereaktion bildet im Dreierstoß, der weit häufiger als der Zweierstoß abläuft, wieder O_2 , aber auch ein ionisiertes O-Atom:



Es werden als zwei Quanten für ein O^+ -Ion benötigt. Die Rekombinationsenergie der beiden $O(^1S_0)$ -Atome reicht dann zur Ionisation des einen O-Atoms aus, wofür 13.6 eV verbraucht werden.

An die von P e n n d o r f (43) berechnete O-Atomschicht hängt sich der Anteil der angeregten O-Atome an, die in der Dreierstoßreaktion ionisiertes O^+ bilden. Dies ist dadurch möglich, daß die Absorption des O_2 nach Überschreiten des Maximums im Schumann-Runge-Kontinuum (1450 \AA) bei 1330 \AA und vor allem darunter wieder sehr gering wird. Das Verhältnis der produzierten nicht-angeregten zu den angeregten O-Atomen im cm^3 Luft ist bis zum Verbrauch der Strahlung $1330 \leq \lambda \leq 1751 \text{ \AA}$ in 105 m Höhe etwa 11:1, darunter nehmen die $O(^1S_0)$ stärker zu und geben zur O^+ -Bildung vermehrten Anlaß.

Das Band $1010 < \lambda \leq 1330 \text{ \AA}$ wird zweckmäßig in zwei Bereiche eingeteilt, da die Absorption sehr verschieden ist:

$$\begin{aligned} \text{b) } 1010 < \lambda \leq 1300 \text{ \AA: } I_{\infty} &= 3 \cdot 10^9 (h\nu) \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \\ &\text{mit } \bar{\alpha}_{10}(O_2) = 0.1 [\text{cm}^{-1}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{c) } 1300 < \lambda \leq 1330 \text{ \AA: } I_{\infty} &= 6 \cdot 10^7 (h\nu) \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \\ &\text{mit } \bar{\alpha}_{10}(O_2) = 20 [\text{cm}^{-1}] \end{aligned}$$

Das Spektralband $1300 < \lambda \leq 1330 \text{ \AA}$ wird wegen der ziemlich hohen Absorption schon oberhalb des Höhenbereiches der D-Schicht, also oberhalb 105 km nahezu völlig verbraucht. Für unsere Betrachtungen hier kann es vernachlässigt werden, macht die Energie doch nur etwa 2% des gesamten Spektralbereiches aus. Die kräftige

Absorption auf kurze Entfernung im Niveau der E-Schicht erzeugt allerdings dort im Falle (A) etwa 10^4 Ladungsträger (vgl. Abschnitt V. 2).

Im Bereich $1010 < \lambda \leq 1300 \text{ \AA}$ ist über die N_2 -Absorption ebensowenig bekannt wie zwischen 910 und 1010 \AA . Nach M i t r a (36) findet man zwischen 1000 und 1460 \AA eine Reihe von schwachen Absorptionsbanden des N_2 . Im Zentrum der Banden sind 40 cm NTP Stickstoff erforderlich zur kompletten Auslöschung. Um mit den verwendeten effektiven Rekombinationskoeffizienten (s. S. 16) — im unteren Teil der D-Schicht übereinstimmend mit der Annahme S c h r ö e r s — eine vernünftige Verteilung der im Dreierstoß gebildeten O^+ -Ionen zu erhalten, ist ein mittlerer Absorptionskoeffizient $\bar{\alpha}_{10}(N_2) = 0.3 [\text{cm}^{-1}]$ erforderlich, was einem Vielfachen des Obigen entspricht. Denn man muß in Betracht ziehen, daß $\bar{\alpha}_{10}(N_2)$ das Mittel über das gesamte Spektralband (Banden und Zwischenräume) darstellt. Eine geringere Absorption würde bei gleichen effektiven Rekombinationskoeffizienten die maximale Ladungsträgerdichte der D-Schicht wesentlich nach unten verschieben, oder man müßte noch größere effektive Rekombinationskoeffizienten verwenden, was auch nicht ohne weiteres sinnvoll erscheint nach dem, was auf Seite 9 gesagt worden ist. Besser entschieden werden kann diese Frage, wenn Messungen des N_2 -Absorptionsspektrums vorliegen werden.

Der Stoßquerschnitt der O-Atome zu dem der O_2 -Moleküle verhält sich nach K i e p e n h e u e r (30) etwa wie 400:1, so daß das bedeutend raschere Rekombinieren mit den O^+ -Ionen leicht zu verstehen ist. Die Elektronenaffinität des atomaren Sauerstoffs ist außerdem 2—3mal größer als die des molekularen (36), so daß auch bei der Bildung von negativen Ionen mehr Reaktionen mit O als mit O_2 stattfinden werden. Nach dem Prinzip der Reaktionskinetik ist jeweils der Prozeß bestimmend, der am schnellsten abläuft. Die beiden photochemischen Reaktionen mit Folgereaktionen liefern, wie wir schon sahen, im Schichtmaximum etwa die gleiche Größenordnung von Ladungsträgern. Die Summe beider gibt dann für die einzelnen Höhenintervalle die Trägerdichte der D-Schicht falls keine weiteren Reaktionen (19, 58) an deren Zustandekommen beteiligt sind. Nennenswerte Beiträge anderer Art sind jedoch kaum anzunehmen.

In den tieferen Schichten (unter 75 km) gelten die einfachen Zweier- und Dreierstoßbeziehungen nicht mehr ohne weiteres, worauf auch P e n n d o r f (43) in seiner Arbeit hinweist.

Die normale D-Schicht setzt sich nun aus den Ionisationsprodukten $[O_2^+]$ und $[O^+]$ der beiden photochemischen Prozesse (7) und (8) zusammen, so daß sich die in Fig. 8a-c, sowie in Tabelle 6 dargestellte Gesamtverteilung der Ladungsträger ergibt, und zwar für das Atmosphärenmodell (A), $\chi = 0^\circ$, $\chi = 40^\circ$ und $\chi = 85^\circ$, ferner (B), $\chi = 80^\circ$, (C), $\chi = 40^\circ$ und (D), $\chi = 80^\circ$. Es gelten jeweils die linken Kurven. In keinem der gerechneten Fälle ist auf eine etwaige tägliche oder jahreszeitliche Variation des effektiven Rekombinationskoeffizienten Rücksicht genommen worden. In Anbetracht des beobachteten täglichen Temperaturganges in der E-Schicht und unmittelbar darunter, als auch der beachtlichen jahreszeitlichen Dichteschwankungen der gesamten hohen Stratosphäre, bedingt durch den Temperaturgang der Troposphäre und unteren Stratosphäre, sollte bei besserer Kenntnis der Reaktionskonstanten dieser Variation mehr Beachtung geschenkt werden.

Die Bildungsprozesse der E-Schicht sind hier völlig außer acht gelassen worden. Zum Vergleich ist jedoch die mittlere Verteilung der Trägerdichte der E-Schicht nach Angaben von S c h r ö e r (52) mit eingezeichnet. Sie ist also den hier betrachteten Atmosphärenmodellen nicht angepaßt. Auch ist die Temperaturverteilung

bei Schröder eine andere als in dieser Arbeit, so daß der Vergleich nur sehr grob sein kann.

Bei der Gegenüberstellung der Fig. 8a-c mit Fig. 6 und 7 sieht man, daß der Photoprozeß (8) die maximale Ladungsträgerdichte gegenüber Prozeß (7) verdoppelt, vor allem aber das Schichtmaximum ein wenig nach oben verlegt, was besonders um Sonnenauf- und -untergang gilt. Die Untergrenze der D-Schicht dagegen wird nur durch den Prozeß (7) bestimmt.

Kiepenheuer (32) zeigt, daß die ionisierende UV-Strahlung sich aus zwei Komponenten zusammensetzt, wovon die eine mit gewisser Verzögerung der Relativzahl R folgt, die andere hingegen — bei starker Sonnenaktivität — praktisch trägheitslos. Letztere entstammt

begrenzten (Fackel-) Gebieten der Sonne und weist keine oder nur geringe Randverdunkelung auf. Sie kommt folglich aus der höheren Sonnenatmosphäre und ist für gewisse Mögel-Dellinger-Störungen der D-Schicht verantwortlich, worüber im nächsten Abschnitt berichtet wird. Die langsame Komponente kommt aus tieferen Schichten der Sonnenatmosphäre (Chromosphäre). Sie ist identisch mit der W-Strahlung, wie sie Bartels (3) erdmagnetisch erschlossen hat. Tage mit hoher ionosphärischer Dämpfung finden ein Abbild in großer täglicher Amplitude S_q des erdmagnetischen Feldes. Die Längstwellenausbreitung pflegt an solchen Tagen ausgeprägtes Mittagsmaximum zu haben.

III. Die gestörte D-Schicht und ihre Ursachen

1) Allgemeines.

Wir sahen, daß die D-Schicht unregelmäßigen und teilweise recht beträchtlichen Schwankungen unterworfen ist. Als eine Ursache hat man die oft explosionsartig anwachsende Resonanzstrahlung des solaren Wasserstoffs erkannt die bisweilen die $10^{0.5 \pm 1}$ -fache Intensität derjenigen des 6000⁰-Strahlers (56) annimmt. Diese exzessive Energie wird im Lyman-System des Wasserstoffs ($Ly-\alpha = 1216 \text{ \AA}$, $\beta = 1026 \text{ \AA}$, $\gamma = 973 \text{ \AA}$, Kontinuum $\leq 910 \text{ \AA}$) ausgestrahlt. Gleichzeitig beobachtet man sehr oft die Balmer-Serie des Wasserstoffs ($H_{\alpha, \beta, \gamma}$), doch nicht in jedem Fall einer Störung der D-Schicht (6). Letzteres deutet vielleicht darauf hin, daß nicht jede Zunahme der D-Schicht-Ionisation dem Ly-System zugeschrieben werden muß. Auch der Prozeß (7) allein kann schon eine verstärkte D-Schicht aufbauen.

Darüber hinaus werden nach Mitra (36) die He-Serie (584, 537, ..., 506 \AA) und die He^+ -Serie (304, 256, ..., 228 \AA) emittiert. Diese Linien wirken nur auf die allerhöchsten Schichten in noch unbekannter Weise.

Es spricht dafür, daß oftmals Feldstärkeschwankungen der Längswellen allein beobachtet werden, ohne daß die Kurzwellen nennenswert schwächer wird. Auch sind Fälle bekannt geworden, daß bis zu 15 Minuten vor dem Beginn eines Kurzwellentotalschwundes die Längstwellenausbreitung schon merkbare Veränderungen aufweist (z. B. 2 Erscheinungen am 31. 7. 1949 laut Ursigramm von Paris). Die Längswelle wird aber von der Untergrenze der D-Schicht reflektiert, und diese wird im wesentlichen von der Strahlung $910 < \lambda \leq 1010 \text{ \AA}$ gesteuert, wie schon angedeutet wurde.

Man ist geneigt, den letzt beschriebenen Vorgang des Voreilens der Längstwellenstörung einem in der tieferen Chromosphäre sich abspielenden Prozeß zuzuschreiben, dem der Wasserstoff-Strahlungsprozeß in der oberen Chromosphäre oder Korona kausal folgt.

III. 2) Die solaren Ursachen der abnormalen D-Schicht.

Zur Ionisation der D-Schicht bedarf es des begrenzten Spektralbereiches $910 < \lambda \leq 1330 \text{ \AA}$. Diese Strahlung kommt von der normalen Granulation der Sonne, also aus der unteren Chromosphäre. Sie sollte daher (abgesehen von der Randverdunkelung) über die Sonnenscheibe gleichmäßig verteilt sein. Schwankungen dieser Strahlung finden in oftmals Stunden oder Tage während der Absorptionsvermehrung im Kurzwellenverkehr und in vergrößerten täglichen Variationen S_q des erdmagnetischen Feldes ihren Ausdruck.

Außerdem kennt man kurzzeitige (1—30 Minuten), sehr intensive Strahlungs-Ausbrüche als Folge chromosphä-

rischer Überhitzung und Turbulenz in gestörten Gebieten der Sonne, die offenbar gleichzeitig sehr viel UV-Strahlung emittieren. Oftmals empfängt man zur selben Zeit sekunden- bis minutenlanges Geräusch (solar noise), d. h. kurz vor und nach der starken Absorption, auf Ultrakurzwellen und den höchsten Frequenzen der Kurzwellen (20 bis einige hundert Megahertz). Die Strahlungsquelle findet man hauptsächlich in der Pänumbra von Sonnenflecken, und zwar vorwiegend solcher Flecken, deren Magnetfeld raschen Änderungen unterworfen ist.

Die sehr kräftige UV-Strahlung kleiner Wellenlängen entstammt den gleichen Störungsgebieten, also vorwiegend einem Gürtel mit $\pm 40^\circ$ Abstand vom Sonnenäquator. Außerdem bestehen gewisse Zusammenhänge zwischen eruptiven Protuberanzen und der exzessiven UV-Strahlung. Solche kann man auch in höheren Breiten finden.

Der weitaus größte Anteil des UV-Strahlungsstoßes wird im $Ly-\alpha$ (1216 \AA) mit einer vermutlichen Linienbreite von einigen Zehntel Ängström abgestrahlt. Über die Intensität sagt Nicolet (39), daß maximal $8.59 \cdot 10^{13}$ Quanten $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ den Rand der Erdatmosphäre erreichen können. Je nach Stärke der Eruption gibt er Quantenzahlen, die die Erdatmosphäre treffen, zwischen $7 \cdot 10^9$ und $9.7 \cdot 10^{12}$ ($h\nu$) $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$. Schon ein schwacher UV-Ausbruch in der Chromosphäre liefert allein in $Ly-\alpha$ die doppelte Energie wie das ganze Granulationskontinuum zwischen 1000 und 1300 \AA ! Daß die exzessive Strahlung höheren Schichten der Chromosphäre entstammt, erkennt man an den geringen Randverdunkelungseffekten und durch vereinzelte Identifizierungen von Totalschwund erzeugenden Strahlungsgebieten am Sonnenrand oder gar in Protuberanzen, deren Fußpunkte auf der abgewandten Sonnenseite lagen, die aber dank ihrer Höhe über den Rand hinweg zu erkennen waren.

Kiepenheuer (32) gibt folgende Erklärung für die Auslösung der sehr kräftigen Wasserstoff-Resonanzstrahlung. Bei turbulenter Bewegung von ionisierten Gasmassen im Fleckenmagnetfeld treten schnelle Magnetfeldänderungen auf. Die hierbei entstehende Joulesche Wärme reicht aus (29), um die beachtliche von einer Eruption ausgestrahlte Energie zu decken. Die kinetische Energie des Turbulenzelementes wird also in Ionisationsenergie verwandelt, um dann als Rekombinationsstrahlung wieder emittiert zu werden. In höheren Schichten der Sonnenatmosphäre (Korona) ist die freie Weglänge der Elektronen schon so groß gegen den Krümmungsradius ihrer Bahnen im Fleckenmagnetfeld, daß eine erhebliche Energieaufnahme zwischen zwei

Zusammenstößen stattfindet. Diese reicht z. B. aus, um Eisen 15fach zu ionisieren. Kiepenheuer nimmt an, daß die über Flecken stets angeregten Koronalinien (sichtbar in 5303 und 6374 Å) diesem Prozeß der Magnetfeldänderung zuzuschreiben sind. Eine Erhöhung ihrer Temperatur setzt nach Kiepenheuer (32) die ausgestrahlte Koronalhelligkeit herab. So haben z. B. die Grenzfrequenzen der F₂-Schicht und die grüne Koronalinienhelligkeit eine negative Korrelation. Für die abnormale D-Schicht sollte der Zusammenhang jedoch loser sein, da die verantwortliche UV-Strahlung aus der Chromosphäre, hier aber aus heißen, gestörten Gebieten (Fackeln) derselben stammt. Wahrscheinlich werden die kräftigen UV-Stöße der starken Koronaerwärmung vorausgehen. Zur Herausschälung eines Zusammenhanges nach der Methode der Stichtage bedarf es eines wesentlich größeren Materials, als bisher vorliegt, denn einwandfreie Koinzidenzen werden nur interpoliert in der Sonnenmitte oder in günstigen Fällen am Sonnenrand festzulegen sein. Untersuchungen in dieser Richtung sind noch nicht bekannt.

Zusammenfassend vermerken wir, daß die verstärkte D-Schicht durch den Photoprozeß (8) gebildet und in erster Linie vom Ly- α versorgt wird. Diese Strahlung entstammt den chromosphärischen, relativ eng begrenzten Fackelgebieten. Außerdem kann das Metallkontinuum in der Granulation der Photosphäre eine 10² bis 10⁴fache Verstärkung erfahren (siehe auch Sur [55]) und somit den Prozeß (7) ablaufen lassen. Letzterer wird auch durch Ly- γ (973 Å) noch schwach versorgt, die Energie tritt aber gegen Ly- α völlig zurück.

Das Ly-Kontinuum und die He-Strahlung (584 Å und kürzer) werden bereits in der hohen Ionosphäre vollständig verbraucht und tragen nicht zur D-Schichtbildung bei. Über die Wirkung dieser Spektralenergien während einer chromosphärischen Eruption ist noch nichts bekannt.

III. 3) Die verstärkte D-Schicht durch Ly- α (1216 Å).

Wir rechnen mit den Atmosphärenmodellen (A), (B), (C) und (D) und einer Quantenstromdichte (entsprechend den Angaben Nicolets) von $3 \cdot 10^{13}$ (h ν)cm⁻²sec⁻¹ und erhalten für den Prozeß (8) die in Tabelle 7 angeführten Ladungsträger im cm³. In Fig. 8a-c geben die rechten Kurven die Verhältnisse wieder, die Schichtmaxima sind gegenüber der normalen D-Schicht um 5—7 km nach unten verschoben. Der dekadische Absorptionskoeffizient liegt für O₂ bei 1216 Å im Minimum, weshalb anstatt mit 0.1 mit 0.05 [cm⁻¹] gerechnet worden ist. $\bar{\alpha}_{10}(N_2) = 0.1$ [cm⁻¹]. Mit diesen Werten erhält man die Untergrenze der D-Schicht während der Störung bei etwa 70 km Höhe. Längstwellenmessungen sind zur Prüfung dieses Ergebnisses am besten geeignet.

Die bereits erwähnten Kurzwellenmessungen aus einer V2-Rakete (38) zeigen die Feldstärke zweier Sender auf 4 MHz und 25 MHz d. h. einerseits sehr nahe der Grenzfrequenz der E-Schicht und andererseits sehr weit entfernt. Beide Sender verloren ab 64 km Höhe wesentlich an Feldstärke. Der Aufstiegsort lag in $\varphi = 35^\circ$ Breite und fand im März an einem Tage mit weltweitem Totalschwund statt. Auch hier erkennt man deutlich die sehr tiefe Untergrenze der verstärkten D-Schicht. Einzelheiten über diesen Versuch in USA folgen im Abschnitt IV.

III. 4) Zunahme des Metallkontinuums im fernen Ultraviolett.

Aus Totalschwundbeobachtungen muß man schließen, daß das Ly-System nicht die alleinige Ursache zu einer verstärkten D-Schicht sein kann. Annahmen von Schröer folgend, kann man die Prozesse (7) und (8) mit einer 10²—10⁴fachen Intensität des 4700⁰-Strahlers durchrechnen, womit man ebenfalls eine vernünftige

Zunahme der D-Schicht erhält. Die Strahlung des kurzwelligen UV von dem kleinen Fackelgebiet (etwa 1/1000 der ganzen Sonnenfläche) ist ungefähr gleich der der ganzen Sonnenscheibe (61). Vielleicht ist es dieser Vorgang, der die bisweilen beobachteten Totalschwunde auf Kurzwelle verursacht wenn gleichzeitig keine Wasserstoffemission (H α) festgestellt werden konnte. Denn es ist wohl kaum anzunehmen, daß Ly- α ausgestrahlt wird bei gleichzeitiger Abwesenheit von H α . Das Umgekehrte kann man eher verstehen, denn es verlaufen viele helle H α -Eruptionen ohne merkbare Beeinflussung der Kurzwelenausbreitung. Die großen Unregelmäßigkeiten der Längstwellenausbreitung weisen auf häufige schwächere Störungen der D-Schicht (51). Wie weit diese im Zusammenhang mit Wasserstoff-Strahlung, sichtbar in H α , aber relativ schwach in Ly- α , stehen, der man nach der Skala von Waldmeier (60) die Stufe b₃ oder höchstens b₄ bzw. e₁ zuordnen könnte, muß an Hand eines umfangreichen und sorgfältigen Beobachtungsmaterials von Längstwellenausbreitung statistisch untersucht werden.

Es wird nun die verstärkte D-Schicht einer Ly- α -Strahlung mit der einer verstärkten Kontinuum-Strahlung verglichen. Als Beispiel wird der Fall (C) mit $I_{\infty}(910 < \lambda \leq 1010 \text{ Å}) = 1.3 \cdot 10^{12}$ (h ν)cm⁻²sec⁻¹ und $I_{\infty}(1010 < \lambda \leq 1300 \text{ Å}) = 3 \cdot 10^{13}$ (h ν)cm⁻²sec⁻¹ gerechnet. Für den Photoprozeß (8) ist dies derselbe Betrag, wie er als maximale Lyman-Strahlung benutzt wurde. Nur für die dekadischen Absorptionskoeffizienten werden die im Abschnitt II. 3) angegebenen verwendet, nämlich für die Kontinuum-Strahlung (7) $\bar{\alpha}_{10}(O_2) = 0.3$ [cm⁻¹], $\bar{\alpha}_{10}(N_2) = 0.1$ [cm⁻¹] und (8) $\bar{\alpha}_{10}(O_2) = 0.1$ [cm⁻¹], $\bar{\alpha}_{10}(N_2) = 0.3$ [cm⁻¹]. In Fig. 9 ist die für das Atmosphärenmodell (C) gerechnete verstärkte D-Schicht einmal mit Ly- α -Strahlung allein (α), dann mit erhöhter Kontinuumstrahlung allein (β) und schließlich die aus Linien- und Kontinuum-Strahlung gemeinsam gebildete D-Schicht (γ) dargestellt (Tab. 8). In allen Fällen handelt es sich um die maximalen Verhältnisse. Man kann nun alle Abstufungen zwischen der normalen D-Schicht und der hier berechneten verstärkten Schicht erwarten je nach der Intensität der solaren UV-Strahlung.

Man erhält maximale Ladungsträgerdichten von etwa 1 bis $3 \cdot 10^6$ [cm⁻³] in 95 km Höhe. Dies entspricht Grenzfrequenzen zwischen 11 und 17 MHz. Das Maximum der Trägerdichte ist jedoch ziemlich breit und erstreckt sich meist über 10—15 km, so daß diese Frequenzen schon in rund 85 km Höhe wegen der hohen Stoßzahl praktisch völlig absorbiert werden, ehe sie eventuell reflektiert werden könnten. Echos von der D-Schicht wären daher nur in den frühen Morgenstunden kurz nach Sonnenaufgang zu erwarten, wenn bei der Neubildung der Schicht aus dem Niveau der E-Schicht heraus die Untergrenze in rund 100 km einen sehr hohen Gradienten der Ladungsträgerdichte bildet. Es handelt sich dabei um partielle Reflektion, da die Gesamtträgerdichte — im Fall der normalen D-Schicht — kaum über 10⁴ [cm⁻³] liegen wird. Auf Festwellenregistrierungen (3 MHz) kann man tatsächlich bisweilen vor dem Einsetzen der eigentlichen E-Echos schwächere, in kurzen Höhenabständen abgestufte Reflektionen beobachten, die aus 90 und 100 km Höhe zu kommen scheinen. Tritt aber um diese Tageszeit ein ausreichend starker UV-Ausbruch ein, der die Trägerdichte kurzzeitig auf 10⁶ [cm⁻³] hochtreibt, dann sind richtige Echos aus 90 bis 95 km zu erwarten.

Am 28. 4. 1949 ereignete sich der seltene Fall einer UV-Eruption mäßiger Stärke gerade zur Zeit einer partiellen Sonnenfinsternis am Beobachtungsort, als die Atmosphäre eine nach oben hin zunehmende Beschattung durch den Mond erlitt. Die D-Schicht erhielt demnach für einige Zeit mehr Strahlung als die E-Schicht und diese wiederum mehr als die F-Schicht. Der Kern-

schatten war an jenem Tage kürzer als der Abstand Erde—Mond. Einzelheiten über dieses Phänomen in Verbindung mit ionosphärischen Beobachtungen werden an anderer Stelle veröffentlicht*). Hier soll nur auf die während der chromosphärischen Störung entstandenen minutenlangen schwachen Echos auf 3 und 5.8 MHz von einer Höhe um 87 km aufmerksam gemacht werden. Ihre Bildung war offensichtlich durch die besonderen Bestrahlungsverhältnisse in der Ionosphäre begünstigt worden.

Ob gelegentlich ungewöhnlich kräftige UV-Eruptionen noch höhere als die oben berechneten Ladungsträgerdichten hervorzubringen imstande sind, kann nicht mit Sicherheit gesagt werden. Über verbesserte Ultrakurzwellenausbreitung bei Kurzwellentotalschwund wird im Zusammenhang mit Dämpfungsfragen im Abschnitt IV noch einiges gesagt werden. Es findet dann an der verstärkten D-Schicht Reflektion der sehr kurzen Wellen bei schrägem Einfall statt. Für das Zustandekommen der Reflektion wird der Trägerdichtegradient an der Untergrenze ausschlaggebend sein.

III. 5) Einiges über die Lebensdauer der verstärkten D-Schicht.

Während schwächere Zunahmen der D-Schicht-Ionisation oftmals über mehrere Tage sich hinziehen und wiederholen können, sind die durch UV-Eruptionen erzeugten immer nur ziemlich kurzlebig. Sie schwanken je nach der Dauer der chromosphärischen Störung zwischen wenigen Minuten und etwa 1/2 Stunde, in ganz seltenen Fällen auch einmal einer ganzen Stunde. Im

Durchschnitt dauern sie 10—20 Minuten. Die Erholungszeiten der entsprechenden Störungen im KW-, MW- oder LW-Gebiet sind frequenzabhängig und je nach Übertragungsmechanismus recht verschieden. Meist betragen sie ein Vielfaches der Bildungszeit der abnormalen D-Schicht. Letzteres gilt vor allem für die Längstwellen, mit anderen Worten für die Untergrenze der D-Schicht.

Wir wollen sehen, wie lange die Schicht in den einzelnen Höhen bestehen bleibt. Aus Ausschnitt II. 3) wissen wir die mittlere Lebensdauer der Ionen bei Rekombination und Anlagerung in der E-Schicht: Formeln 12a und 12b. Nach unten nimmt sie entsprechend der erhöhten Stoßzahl ab. Für den Fall (C, γ) erhält man in Fig. 9 die links eingetragenen Kurven für τ_R und τ_A , und man sieht, daß unter diesen Voraussetzungen die Lebensdauer der Ladungsträger in 74 km Höhe am größten ist. Die sehr kräftige Ionisation darüber bis zur untersten E-Schichtgrenze verschwindet dagegen sehr schnell, d. h. der absorbierende Einfluß auf die Kurzwelle ist zeitlich viel mehr begrenzt als z. B. auf eine Frequenz um 1 MHz. Diese muß wesentlich längere Zeit durch eine dickere Schicht mit geringem Ladungsträgergradienten hindurchgehen. Die kurzen Mittelwellen erleiden demnach eine bedeutend länger anhaltende Störung durch Absorption. Die Untergrenze der D-Schicht rückt erst nach 1/2 bis 1 Stunde langsam wieder in die alte Höhenlage hinauf, so daß sich die absorbierten Mittelwellen, wie auch die verstärkten Langwellen erst ganz allmählich wieder von einer Störung durch eine UV-Eruption erholen, was mit vielen Beobachtungen gut in Übereinstimmung ist.

IV. Die Dämpfung elektromagnetischer Wellen und der Kurzwellentotalschwund

1) Stoßzahl — Durchdringdämpfung — Eindringdämpfung.

Mit den in Abschnitt II beschriebenen Voraussetzungen über einige Atmosphärenmodelle (Winter, mittlere Verhältnisse in etwa 50° Breite, Sommer) fanden wir mittels der zwei photochemischen Prozesse (7) und (8) eine D-Schicht, deren Ladungsträgerdichte die Dämpfungserscheinungen elektromagnetischer Wellen recht befriedigend erklären läßt. Die bereits oben erwähnten ersten Meßergebnisse mittels V2-Raketen (38) in White Sands (USA) aus der D-Schicht selbst ergaben $n_e < 10^4$ [cm⁻³] in 85 km Höhe in sehr guter Übereinstimmung mit obigen Berechnungen. Die Trägerdichte in der E-Schicht in 111 km ergab sich zu $n_e = 2 \cdot 10^5$ [cm⁻³].

Ein Aufstieg fand an einem Tag mit umfangreichem Totalschwund statt. In der verstärkten D-Schicht hat man in 100 km Höhe $n_e = 2.3 \cdot 10^5$ [cm⁻³] gemessen. Gleichzeitig sah man aus dem am Boden gemessenen Feldstärken zweier mitgeführter Sender, wie beide Frequenzen gleichzeitig einen Abfall um 28.6 db auf 4.3 MHz und 16.6 db auf 25.6 MHz beim Eindringen in die verstärkte D-Schicht in 64 km Höhe erlitten. Hierdurch wird das Bild von der D-Schicht als einer nach unten erweiterten E-Schicht gut illustriert. Zur Zeit der Messung handelte es sich um eine mittlere Totalschwundstörung. In 64 km Höhe ist hingegen die mittlere Stoßzahl der Elektronen mit den Gasmolekülen schon in der Größenordnung der Kreisfrequenz des einen der beiden Sender ($\nu = 4 \cdot 10^7$ [sec⁻¹]), so daß

kurz nach Eindringen der Rakete in die D-Schicht die Signalstärke rasch zurückging.

Zur Berechnung der Dämpfung von Kurzwellen der Frequenz f (siehe auch Rawer (46), Beckmann (7)) beim Durchgang durch die D-Schicht nach der Beziehung

$$\delta_2 = 2 \cdot 0.4343 \int_{h_1}^{h_2} \kappa(x) \cdot dx \quad (13)$$

wobei $\kappa(x) = (1/2c) (\nu/f^2) \cdot f_0^2$ mit $f_0^2 = (1/2\pi)^2 ([ne]e^2/me)(1/\epsilon_0)$

$$\text{also } \kappa(x) = (e^2/4\pi c m_e) (1/f^2) \nu \cdot [ne] \quad (14a)$$

muß man die Höhenverteilung der Ladungsträgerdichte $[ne]$ (Elektronen) und der Stoßzahl ν wissen.

Die Stoßzahl der Elektronen

$$\nu = 2w/\sqrt{\pi} \cdot \lambda_e \quad (15)$$

$$w = \sqrt{2kT/\pi}$$

wobei λ_e = mittlere freie Weglänge der Elektronen

k = Boltzmann-Konstante

m = Masse eines Luftmoleküls (N₂ oder O₂)

T = Gastemperatur

in einer gegebenen Höhe h ist bestimmt durch die dort herrschende kinetische Gastemperatur und die Anzahl der Gasmoleküle (Stoßpartner) im cm³.

Durch Umformung erhält man:

$$\nu = 4.375 \cdot 10^{-10} \cdot n_L \cdot \sqrt{T} \quad (15a)$$

n_L = Anzahl der Gasmoleküle im cm³.

*) Nachtrag bei der Korrektur: Z. f. Naturf. 5a, 172 (1950)

Somit bekommt man für die Atmosphärenmodelle (A), (B) und (C) (siehe Abschnitt II) die folgenden Stoßzahlen ν [sec⁻¹]. — Tabelle 9.

Mit diesen Werten für ν und einer mittleren Ladungsträgerdichte [n_e] [cm⁻³] in Höhenintervallen von $\Delta h = 5$ km ergeben sich für die Frequenzen 3, 4.5, 6 und 12 MHz folgende Dämpfungsdekrement δ_2 bei senkrechter Durchdringung der D-Schicht (Tabelle 10).

$$\log(\mathcal{G}_0/\mathcal{G}) = \delta_2 = 2 \cdot 0.4343 \sum_{h_1}^{h_2} \kappa(h) \cdot \Delta h \quad (13a)$$

$$\delta_2 = 5.80 \cdot 10^{-5} \cdot 1/f^2 \sum (\nu \cdot \bar{n}_e) \cdot 5 \cdot 10^5$$

$$c = 4.77 \cdot 10^{-10} \text{ [el. st. Einh.]}, \quad m_e = 0.904 \cdot 10^{-27} \text{ [g]},$$

$$c = 3 \cdot 10^{10} \text{ [cmsec}^{-1}\text{]}, \quad \epsilon_0 \approx 1, \quad \Delta h = 5 \cdot 10^5 \text{ [cm]}.$$

Aus Werten der Gesamtdämpfung beim Durchgang durch die Schicht und zurück sieht man, daß die Absorption im Sommer etwa 5mal größer ist als im Winter (Mittagsverhältnisse). 3 MHz erleidet im Winter etwa die gleiche Schwächung wie 6 MHz im Sommer. Eine etwa 20fache Verstärkung der D-Schicht-Absorption im Sommer genügt, um die Echos der 3-MHz-Frequenz bei den üblichen Sender- und Empfangsverhältnissen zum Aussetzen zu bringen. In den Sommermonaten beobachtet man tatsächlich häufiger ein Verschwinden der Echos der 100-m-Welle in den Mittagsstunden, wenn die „Grenzfrequenz“ der D-Schicht sich dem Wert 3 MHz nähert.

Der obige vereinfachte Ansatz gilt nur unter der Voraussetzung daß $f > f_0$, d. h. für Kurzwellen, ferner daß $\epsilon_0 \approx 1$ und $\nu < 2\pi f$ d. h. für Frequenzen mit $f > 3$ MHz und Höhen $h > 80$ km. Unser Fall (C) ist zu Mittag schon ein Grenzfall für 3 MHz, der von der Durchdringdämpfung zur Eindringdämpfung überleitet. Die stärkste Durchdringdämpfung findet vor allem im untersten Teil der D-Schicht statt, weswegen sie in den Morgen- und Abendstunden bei hoch liegender Untergrenze gering wird. Der Absorptionsweg in der eigentlichen E-Schicht ist hier außer acht gelassen worden wegen der Komplexität im Übergangsgebiet von der einen zur anderen Schicht. Die Werte sind nur bis hinauf zu 110 km angegeben.

Will man die Dämpfung der längeren Wellen (Rundfunkwellen) untersuchen, ($f \leq f_0$), so muß man berücksichtigen, daß jetzt vor allem die Eindringdämpfung eine Rolle spielt (7). Und wir kommen zu Gebieten, in denen die Beziehung $\nu < 2\pi f$ nicht mehr gilt. Sehr wesentlich wird diese Frage im Falle der durch eine UV-Eruption verstärkten D-Schicht, denn dann ist bis zu höheren Kurzwellenfrequenzen $f < f_0$ und wahrscheinlich auch für kürzere Zeit $\nu \approx 2\pi f$, zumindest für den ausschlaggebenden unteren Teil der D-Schicht. Durch die vermehrte UV-Absorption erwärmt sich die Schicht um 90 km u. U. ganz beachtlich (siehe Abschnitt IV, 3), so daß die Stoßzahlen bei erhöhtem Druck ansteigen werden.

Die Eindringdämpfung im Fall der quasilongitudinalen Ausbreitung ($fH \cos \theta \approx fH$) mit der Kreiselfrequenz fH im erdmagnetischen Feld H erhält man mit:

$$\kappa = \frac{\pi f}{c \cdot n(h)} \cdot \frac{\nu}{2\pi f} \cdot \left(\frac{f_0}{f}\right)^2 \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{f_0}{f}\right)^2 \pm \frac{fH}{f} \right] + \left(\frac{\nu}{2\pi f}\right)^2 \quad (14)$$

Bei Vernachlässigung des erdmagnetischen Feldeinflusses vereinfacht sich die Beziehung zu:

$$\kappa = \left\{ 1/2cn(h) \right\} \left\{ \nu(h)/f^2 \right\} \cdot f_0^2(h) \quad (14b)$$

Mit $f_0 = f_0(h)$, der „örtlichen Grenzfrequenz“ der D-Schicht in der Höhe h und für die Frequenzen $f = 3, 10$ und 15 MHz bekommt man in 1. Näherung die in Tabelle 11 dargestellten Dämpfungsdekrement δ_2 . Der Brechungsindex n ändert sich im Gebiet von $f_0/f \approx 1$ sehr rasch, um an der Reflektionsstelle zu Null zu wer-

den, so daß dann f_0^2/n unbestimmt wird. Die Höhenverteilung des Brechungsindex ergibt sich aus der Dispensionsformel:

$$n^2(h) = 1 - \left\{ f_0^2(h)/f^2 \right\} \quad (16)$$

Für den Fall $n \rightarrow 0$ kommt man zu der Beziehung

$$\kappa = (1/c) \sqrt{\pi \cdot f \cdot \nu} \quad (14c)$$

d. h. in der Nähe der lokalen „kritischen Frequenz“ f_0 der verstärkten D-Schicht nimmt die Dämpfung mit zunehmender Eindringtiefe mit der Frequenz f zu.

Eine elektromagnetische Welle, die in die verstärkte D-Schicht eindringt, wird schon einige Kilometer unterhalb der Höhe, wo Totalreflexion stattfinden sollte, völlig absorbiert. Man kann als maximal zulässige Dämpfung (46) zur Erlangung einer ausreichenden Signalstärke $\delta = 3.5$ bis 4.5 ansetzen.

Es sollte eine optimale Frequenz existieren, für die $\nu < 2\pi f$, die aber außer der geringen Durchdringdämpfung auch eine genügend kleine Eindringdämpfung in der D-Schicht hat. In diesem Falle könnte man Echos von der D-Schicht erwarten. Es scheint, daß sich dieser seltene Fall bisweilen verwirklichen läßt. Wir hörten im Abschnitt III. 4) von einem schwächeren M ö g e l - D e l l i n g e r - Effekt während der partiellen Sonnenfinsternis am 28. 4. 1949 um 07.50 MEZ ($h_\odot = 26^\circ$), der für einige Minuten Echos auf 3 und 5.8 MHz von der D-Schicht hervorbrachte. Auch sonst kann man vereinzelte „sporadische D-Echos“ meist aus 85—87 km Höhe feststellen, für die nicht nur eine W-Strahlung verantwortlich sein kann, da sie auch nachts vorkommen. Einen anderen Erklärungsversuch gibt das Ehepaar V a s s y (58) mit der Annahme von Na-Wolken.

Die D-Schicht hat bei der Neubildung morgens sehr bald ihre maximale Trägerdichte erreicht, während die Untergrenze, anfangs sehr scharf ausgeprägt, dann allmählich nach unten absinkt. Der Gradient ist anfangs so groß, daß auf einen Höhenunterschied von 5 km die Trägerdichte von sehr kleinen Werten bis nahezu zum Maximalwert der Schicht anwächst. Die 3-MHz-Welle hat dann einen Kilometer unter der Höhe der Totalreflektion (bei UV-Ausbruch) noch ausreichend Energie, daß am Empfangsort ein Echo aufgenommen werden könnte.

H e s s (24) war zu dem Ergebnis gekommen, daß bei 20% aller Kurzwellentotschwunde die Ausbreitung der 5- und 10-m-Welle verbessert wird. Zu dieser Untersuchung war er veranlaßt worden, nachdem er mehrfach — vor allem bei größeren Zenitdistanzen der Sonne — am Empfangsort eine plötzliche Verbesserung der UKW-Bedingungen feststellte, die zeitlich mit hellen chromosphärischen Eruptionen zusammenfielen. Damit erhalten obige Angaben eine weitere Stütze.

Als erläuternde Ergänzung wird hier eine gelegentliche Auszählung angeführt, die aus 120 aufeinanderfolgenden Stunden und 52 Messungen zu jeder halben Stunde $n = 77$ Fälle von sporadischen Echos unterhalb 100 km enthält. Die Verteilung nach Höhenintervallen in dieser Stichprobe ist folgende:

h = 60—69	70—79	80—82	83—85	86—88 km
n = 2	1	6	28	18 Fälle
h = 89—91	92—94	95—97	98—100 km	
n = 5	5	5	7	Fälle

Eine entsprechende Verteilung nach der „Grenzfrequenz“ dieser eigenartigen Echos enthält je 28 Fälle in den Frequenzintervallen 3.1—3.5 und 3.6—4.0 MHz, entsprechend den Wellenlängen 97 bis 75 m. Es mag wohl sein, daß diese Häufung durch ein Empfindlichkeitsmaximum im Empfänger vorgetäuscht ist.

Hingegen zeigt die Höhenverteilung eine ganz deutliche Bevorzugung der oberen Inversion unterhalb 85 km. Es wird auf die Temperaturkurve in Fig. 2 verwiesen. Das Zusammenfallen ist sehr bemerkenswert,

die ganz vereinzelt Echos unterhalb der Inversion dürften seltenen, tiefer eingedrungenen Meteoriten zuschreiben sein, deren hauptsächliches Verendungs-niveau in rund 95 km Höhe liegt. Die hier erwähnten D-Echos in der oberen Inversion sind also offenbar unabhängig davon und scheinen auf partielle, eng begrenzte Reflektionen zu deuten.

Wie Beckmann (7) zeigt, ist die Eindringdämpfung einer gegebenen Frequenz in einer Schicht vom Anstieg der Ladungsträgerdichte an der Untergrenze abhängig. Bei linearem Schichtanstieg ist die Abhängigkeit quadratisch von der Frequenz, bei parabolischem Anstieg linear und bei exponentiellem Anstieg unabhängig von ihr und nur durch Einfallswinkel und Stoßzahl gegeben. In den Stunden der Schichtbildung ist die Untergrenze exponentiell, und diese liegt noch in einer Höhe mit kleiner Stoßzahl. Echos sind also am ehesten unter solchen Bedingungen zu erwarten.

IV. 2) Der Mögel-Dellinger-Effekt auf verschiedenen Frequenzen

(Kurzwellen, Langwellen, Mittelwellen).

In der verstärkten D-Schicht findet man in den untersten Kilometern einen angenähert exponentiellen, mit zunehmender Höhe einen parabolischen Anstieg der Trägerdichte. Die Absorption der sehr langen Wellen, die bereits an der untersten Grenze reflektiert werden, ist daher viel geringer als die der Kurzwellen, deren Reflektionspunkt im parabolischen Teil der Schicht liegt. Hier nimmt die Eindringdämpfung mit der Frequenz zu. Das Gebiet der Mittelwellen nimmt eine Zwischenstellung ein, insofern Verstärkungen der D-Schicht diese Frequenzen bisweilen unbeeinflusst lassen. Es sind aber auch ganz deutliche Schwunderscheinungen analog denen auf Kurzwellen beobachtet worden.

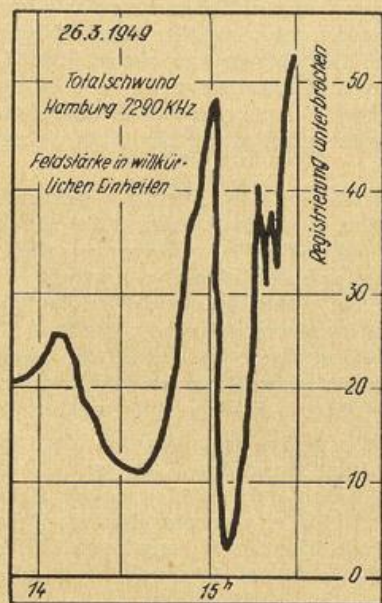


Abb. 10a

Fig. 10 zeigt einen Totalschwund auf Kurzwellen 7290 kHz (Hamburg) und 1149 kHz (BBC) in Göteborg, Chalmers Technische Hochschule, Institut für Elektronik, am 26. 3. 1949 bei Entfernungen von 500 bzw. 1000 km. Offenbar lag der Reflektionspunkt der Mittelwelle (rund 75 km Höhe) schon im parabolischen Teil der Schicht, d. h. die Untergrenze war besonders weit herabgedrückt. Die Längstwellen zeigten keine merkliche Änderung. Nach 30 Minuten hatte die Hamburger Kurzwellen wieder die alte Feldstärke erreicht, während die Mittelwelle etwa 50 Minuten zur Erholung brauchte. Danach erfolgte wieder Reflektion aus einer größeren Höhe (ca. 85 km, wo

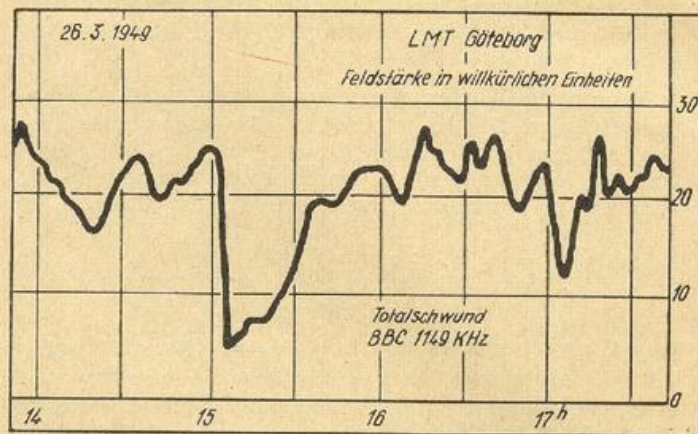


Abb. 10b

die Stoßzahl nur noch etwa $\frac{1}{3}$ der Kreisfrequenz beträgt).

Aus der Beobachtung, daß die Längstwellen keine Veränderung erlitt, kann man schließen, daß die Untergrenze der verstärkten D-Schicht keine Gradientverschärfung aufgewiesen hat, sondern daß die Reflektionsverhältnisse unverändert geblieben sind. Zur genaueren Untersuchung der wichtigen Schichtuntergrenze werden Längswellen-Feldstärke- und Phasenregistrierungen einer Station vorgeschlagen, und zwar mit zwei Empfängern, die etwa um $\lambda/2$ in der Ausbreitungsrichtung voneinander entfernt stehen. Nach den Untersuchungen Ratcliffes, Buddens und Wilkes (45) fand man in der Zeit vom 1. 3. bis 15. 5. 1938 34 Anomalien in der Phasenbezeichnung zwischen Boden- und Raumwelle auf 19,8 kHz in 770 km Entfernung, von denen 31 einen Feldstärkeanstieg zeigten, 21 zugleich mit Kurzschwund auf Kurzwellen und 9 zusammen mit Sonneneruptionen auftraten. Diese Angaben zeigen sehr deutlich, daß die abnormale D-Schicht in der Längstwellen einen sehr empfindlichen Indikator hat.

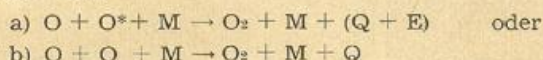
Zu der kurzwelligen Grenze der Feldstärkezunahme von Längswellen, die nach Bureau (10) bei etwa 46 kHz liegen soll, kann aus eigener Erfahrung gesagt werden, daß außerordentlich markante Intensitätszunahmen auf 51 kHz beobachtet worden sind. Der Übergang von einer Intensitätszunahme der Langwellen zu einer Abschwächung der kürzeren Wellen wird je nach der Intensität der UV-Eruption und des entscheidenden Photoprozesses (Schichtuntergrenze) sehr verschieden sein. Für den fraglichen Übergangsbereich (50 bis 100 kHz) kann die Untergrenze bis zu 7 km schwanken. Nimmt man an, daß die Feldstärkeschwankung durch eine Phasenverschiebung zwischen Boden- und Raumwelle für $\lambda/2$ ein Maximum hat, so sollte die Frequenz um 20 kHz in solch einem Falle die Grenze darstellen. Tatsächlich beobachtet man auf 16 kHz auch nur ganz selten einmal eine Zunahme der Intensität, während sie auf 51 kHz unverhältnismäßig viel mehr festgestellt werden konnte. $\lambda/2$ ist hier rund 3 km. Verschiebungen der Untergrenze um diesen Betrag ereignen sich bei den häufigen mäßigen UV-Eruptionen. Bei den sehr kräftigen Mögel-Dellinger-Störungen sieht man auf 51 kHz dann bisweilen ein mehrfaches Auf und Ab der Feldstärke, so als ob die Untergrenze der Schicht um mehrere $\lambda/2$ verschoben worden sei.

IV. 3) Die Temperatur in der gestörten Schicht.

Die Modelle (A) bis (D) haben wir mit den vorausgesetzten Temperaturverteilungen gerechnet. Bei UV-Eruptionen kommt nun vorübergehend ein um einige Zehnerpotenzen stärkerer Strahlungsstrom in diese Schicht. Die Energie wird zwischen 100 und 60 km zur

Ionisation und Dissoziation des O₂ verbraucht und bei der Rekombination bzw. Anlagerung wieder frei und in kinetische Energie verwandelt.

Je nachdem ob angeregte oder nicht angeregte O-Atome nach einem UV-Einbruch rekombinieren, bekommt man



wobei $Q = 1.16 \cdot 10^6$ cal/Mol (Dissoziationsenergie) und $E = 0.453 \cdot 10^5$ bzw. $0.965 \cdot 10^5$ cal/Mol (Anregungsenergie je nach Anregungsstufe). Bei Rekombination angeregter Atome pro Zeiteinheit werden also

$$2(\Delta[\text{O}^*]/\Delta t) [(Q+E)/6 \cdot 10^{23}] \text{ [cal]} \quad (17)$$

freigemacht, die sich auf $[n_L]$ Gasmoleküle im cm³ Luft mit dem Molekulargewicht M [g] verteilen. Die spezifische Wärme bei konstantem Druck ist $c_p = 0.238$ [cal g⁻¹grad⁻¹]. Somit ist die Temperaturerhöhung in einem gegebenen Höhenintervall Δh :

$$\Delta T = \frac{Q+E}{c_p} \cdot \frac{2\Delta[\text{O}^*]}{\Delta t \cdot M \cdot [n_L]} \text{ [grad sec}^{-1}\text{]} \quad (18)$$

Die Tabellen 12a und b bringen die Temperaturerhöhung an einem Sommer- (C) und Wintermittag (B) in einzelnen Höhenintervallen der D-Schicht bei einer kräftigen Ly- α -Eruption. Wir finden die Werte für 300 und 1800 sec Dauer der Einstrahlung angegeben.

Im Winter beträgt die Temperaturerhöhung im Schichtmaximum (95–100 km) allein durch Ly- α rund 14° (1800 sec). Dann kann man annehmen, daß Ly- α +10⁴-faches Kontinuum in einer halben Stunde dieses Niveau um rund 30° erwärmen kann. Schon ein 5 Minuten währender UV-Einbruch bringt eine maximale Temperatursteigerung von 5° zustande. Dies gilt für den Fall, daß alle O-Atome vor der Abstrahlung rekombinieren.

Schröder hat noch wesentlich größere Temperatursteigerungen mitgeteilt, so zwischen 90 und 95 km 132° pro Stunde. Selbst in 65–70 km Höhe errechnet er noch Erwärmungen von 10° pro Stunde. Teilweise beruht dies auf Verwendung eines anderen Atmosphärenmodells (untere D-Schicht wärmer, obere D-Schicht und E-Schicht kälter als in dieser Arbeit angenommen). Die neueren Untersuchungen scheinen jedoch die niedrigere Temperatur in etwa 80 km Höhe besser zu rechtfertigen und damit die hier mitgeteilten kleineren Temperaturänderungen.

Ein UV-Einbruch in die tiefere Ionosphäre ruft deutliche Änderungen im statischen Aufbau der Atmosphäre hervor (15). Im Sommer ist der Einfluß etwa ein Drittel von dem im Winter hervorgebrachten. Die höhere Luftdichte im Niveau der D-Schicht auf der Sommerhalbkugel vergrößert die Wärmekapazität hinreichend,

um eine größere Temperatursteigerung bei verstärkter D-Schicht zu verhindern.

Aus den Aufstiegen der V2 in USA (38) geht — naturgemäß mit Unsicherheit — hervor, daß in der Höhe der D-Schicht die Temperaturen sich an den zwei Tagen (Januar 22, ohne, und März 7, mit verstärkter UV-Strahlung) in 70 km um rund 20° und in 60 km sogar um 40° C unterschieden. Ein wesentlicher Teil der Differenz wird natürlich dem jahreszeitlichen Gang zuzuschreiben sein. Die durch UV-Überschuß bedingte Erwärmung der Ozonschicht hat nach Angaben der amerikanischen Beobachter eine starke Turbulenz zwischen 60 und 70 km Höhe zur Folge. Während der 7-minütlichen Flugdauer der Rakete verlagerte sich die Untergrenze der D-Schicht um ganze 10 km nach oben. Die Turbulenz wird eine raschere Rekombination und Vernichtung von Ladungsträgern im untersten Teil der D-Schicht zur Folge gehabt haben.

Die Erwärmung der D-Schicht durch die normale UV-Strahlung der Granulation an ungestörten Tagen ist demgegenüber ziemlich unbedeutend, nämlich nur etwa 10⁻⁵ derjenigen durch die exzessive UV-Strahlung. Selbst 12 Stunden Sonneneinstrahlung bewirken im Maximum nicht mehr als einige Milligrad Erwärmung! Der Temperaturgang zwischen Tag und Nacht ist daher minimal, anders als in der E-Schicht. Auch eventuelle andere Strahlungsprozesse (Absorption des NO oder Na, o. a.) in diesen Höhen werden nur unbedeutende Erwärmungen zur Folge haben, denn die Anzahl der Reaktionspartner ist wie bei angeregtem Sauerstoff auch nur sehr klein und mit der der Ozonschicht gar nicht zu vergleichen. Die obere Inversion hat bei 80 km tatsächlich nur wenig mehr als die Strahlungstemperatur des interstellaren Raumes, wie man z. B. auf der Nachtseite des Mondes antrifft (siehe Abschnitt II. 3).

Unterhalb der oberen Inversion (80 km) sorgt der Austausch bei adiabatischem Temperaturgradienten für thermisches Gleichgewicht. Es wäre näher zu untersuchen, in welcher Weise der Wärmeüberschuß bei UV-Eruptionen zwischen 80 und 100 km ausgeglichen wird. Die sehr rasch mit der Höhe zunehmende Temperatur erfordert beträchtliche Wärmeabstrahlung vor allem nach oben (abnehmende Gasdichte). Aber auch der Austausch wird trotz der stabilen Schichtung wegen außerordentlich hoher Windgeschwindigkeiten, wie sie Hoffmeister (25) beobachtete, für den Wärmetransport sorgen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die kalorischen Effekte in der verstärkten D-Schicht nicht zu unterschätzen sind. Ihre Bedeutung für die Meteorologie ist vom Ehepaar Düll (15) kürzlich hervorgehoben worden. Auch Baur (5) weist auf meteorologische Faktoren hin, die er mit der Tätigkeit der Chromosphäre in Verbindung setzt.

V. Zusammenhänge mit anderen solar-terrestrischen Erscheinungen

1) Allgemeines.

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln die D-Schicht und ihre wahrscheinliche Entstehung, sowie die verstärkte D-Schicht mit ihren Einwirkungen auf die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen beschrieben worden ist, sollen nun noch einige Erscheinungen solar-terrestrischer Natur im Zusammenhang damit erläutert werden.

Nach Waldmeier (60) teilt man die Eruptionen in drei Intensitätsklassen ein mit den mittleren Flächen

in Millionteilen der ganzen Sonnenscheibe: 1: 120, 2: 380 und 3: 1020. Die entsprechenden mittleren Lebensdauern der chromosphärischen Eruptionen sind: 21, 38 bzw. 61 Minuten. Die häufigsten Lebensdauern hingegen sind: 10, 27 bzw. 48 Minuten (vergl. IV. 3). Die Häufigkeit der Eruptionen geht parallel mit der Fleckenrelativzahl R, so daß man mit 10 Eruptionen pro Tag zur Zeit größter Aktivität (R = 200) rechnen kann.

Eine Reihe von Verfassern (14, 15, 22, 60) hat statisch die Beziehungen zwischen Sonneneruptionen und

den Folgen in der hohen Atmosphäre der Erde untersucht. So hat man gefunden, daß es vor allem die kräftigsten Eruptionen sind, die Kurzwellentotalschwund erzeugen, nämlich nach Waldmeier 2.6% der Eruptionen mit der Intensität 1, 14.0% mit der Intensität 2 und 43.4% mit der Intensität 3. Es ist auch die Genauigkeit der Koinzidenz zwischen Sonnen-Eruptionen und Totalschwund geprüft worden. Waldmeier kam schließlich zu dem Ergebnis, daß mindestens 80% aller Mögel-Dellinger-Effekte solaren Ursprungs sein müssen.

Die Frage der Verteilung auf der Sonnenscheibe wurde so beantwortet, daß kein Sektor östlich oder westlich des Zentralmeridians bevorzugt ist. Einzelne Beobachter fanden eine Wiederholungsneigung nach 54 oder 55, aber auch nach 27 Tagen, andere konnten keine Wiederholungsneigung feststellen, wie sie von den Sonnenflecken und Korpuskelinbrüchen bekannt ist.

Die Wirkungen der UV-Emission auf die hohe Erdatmosphäre ist offenbar im Sonnenvertikal am kräftigsten, wie man aus ionosphärischen und magnetischen

Registrierungen entnehmen kann. Die von Haurwitz (22) und Düll (15) erwähnte Einwirkung auf das Luftdruckfeld und die daraus resultierende Luftversetzung und das Durchgreifen auf die niedrigere Atmosphäre (untere Stratosphäre und Troposphäre) ist noch im Brennpunkt der Diskussionen, vor allem in meteorologisch interessierten Kreisen.

V. 2) Totalschwund und andere ionosphärische Erscheinungen.

Aus der bekannten Darstellung des Totalschwundes vom 31. 3. 1937 von Berkner und Wells (8) geht hervor, daß die E-Schicht während einer UV-Eruption offenbar auch einer gewissen Veränderung unterliegt. Dies steht nicht in Widerspruch zu dem in Abschnitt III Gefundenen. Die Photoprozesse (7) und (8) beginnen bereits in der E-Schicht-Höhe, wenn auch dort noch schwach wegen der geringen O₂-Dichte. Dazu wird noch der Prozeß (6), der durch das sicher vorhandene Ly-Kontinuum eine Verstärkung erfährt, eine Rolle spielen, was in der E- und F₁-Schicht zu erkennen sein sollte.

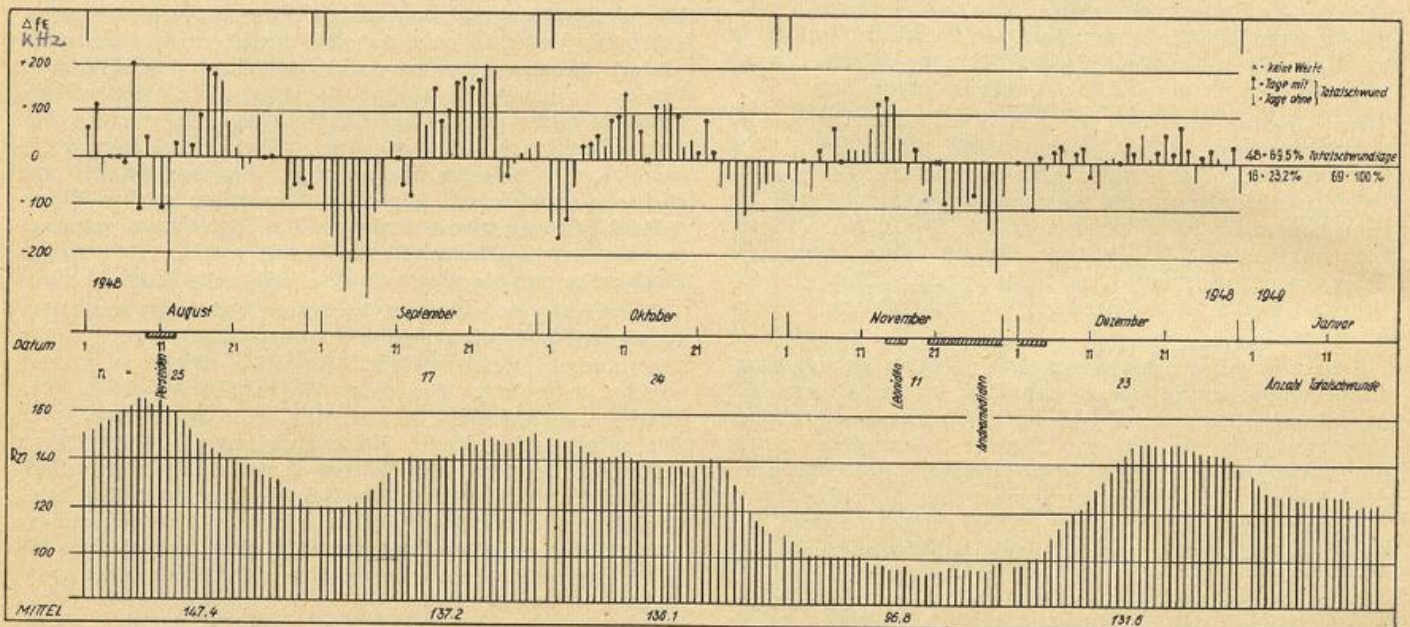


Abb. 11. Ausgeglichene Abweichungen der Grenzfrequenz der E-Schicht vom Monatsmittel in Lindau an Tagen mit und ohne Totalschwund. — Ausgeglichene Sonnenflecken-Relativzahlen (Zürich).

Für die Monate August bis Dezember 1948 sind in Fig. 11 die mittleren, über den Monat ausgeglichenen Abweichungen der Grenzfrequenzen der E-Schicht vom Monatsmittel in Lindau/Harz (26) für jeden Tag angegeben. Die Werte an Tagen mit Totalschwund sind besonders gekennzeichnet. Man erkennt, daß von 69 Fade-out-Tagen dieser 5 Monate (nach CRPL) 48 mit übernormaler und nur 16 mit unternormaler Grenzfrequenz der E-Schicht waren. An 5 Tagen war die Abweichung Null. 3 bzw. 4 dieser 16 bzw. 69 Totalschwundtage fallen in die Zeit des Andromedidenschwärmes Ende November, die an sich durch länger währende negative Abweichung von fE ausgezeichnet ist. Eine weitere negative Abweichung von fE fällt in die Tage des Perseidenschwärmes Mitte August. Ohne auf diese Frage hier näher eingehen zu wollen, soll diese auffällige Beobachtung nur erwähnt werden. Auch Beckmann (59) gibt ein Beispiel bekannt, bei dem vor und nach der verstärkten D-Schichtbildung (Absorption) die E-Schicht deutlich ausgebildet war im Gegensatz zu den übrigen Tagen (64.7-m-Welle, April 1938). Für die F₂-Schicht ist keine Abhängigkeit in dem

Sinne, wie sie für die E-Schicht gefunden wurde, zu erkennen.

Durch die kurzzeitige kräftige Ionisierung in 80 bis 90 km Höhe während einer UV-Eruption auf der Sonne wird auf der Tagessseite der Erde eine verbesserte Leitfähigkeit und damit ein um den Sonnenvertikalpunkt ausgebildetes Zusatzmagnetfeld erzeugt. Auf sehr vielen magnetischen Registrierungen ist der Zusatzvektor während eines Kurzwellenschwundes deutlich zu erkennen. Es gibt aber auch viele Störungen, bei denen das Magnetfeld keine Veränderung zeigt. Mögel (37) unterschied als erster 1930 gewisse Bay-Störungen, die im Zusammenhang mit Totalschwund auftraten, von den magnetischen Störungen und Stürmen, die mit Polarlichtern in Verbindung stehen. Die Ströme in der unteren Ionosphäre sind allerdings nicht zu vergleichen mit denen, die bei Polarlichtern unter Umständen magnetische Stürme erzeugen, die beachtliche Teile des Gesamtfeldes ausmachen können. Die Sonnenhöhe allein genügt nicht, um die sehr verschiedene Wirksamkeit der UV-Eruption auf magnetische Feldstärke zu erklären.

Eine umfangreiche statistische Untersuchung ist sehr wünschenswert.

Neben dieser direkten Beziehung zwischen Totalschwund und magnetischem Störfeld kann man einen augenfälligen Zusammenhang indirekter Art zwischen Totalschwund und magnetischem Charakter nachweisen (54). Die exzessive UV-Strahlung der chromosphärischen Fackelgebiete erreicht die Erde nicht stets im gleichen Intensitätsverhältnis. Auf dem Wege zur Erde

kann sie unterschiedlicher Absorption unterworfen sein. Ly-Strahlung wird von dem Wasserstoff geschwächt, der aus M-Gebieten der Sonne kommend die Erde als P-Strahlung erreicht. Dieser Effekt kann mit Hilfe der magnetischen Charakterzahlen K (three-hourly range indices) nach Bartels (2) gezeigt werden, die nach der Methode der Stichtage (Totalschwundtage und Nicht-Totalschwundtage) angeordnet sind (Fig. 12a und b). Man sieht hier, daß Totalschwund bevorzugt dann auf-

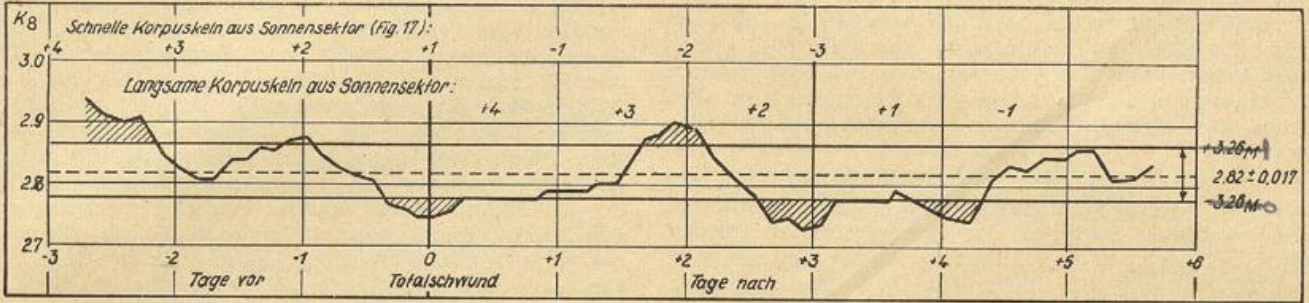


Abb. 12a

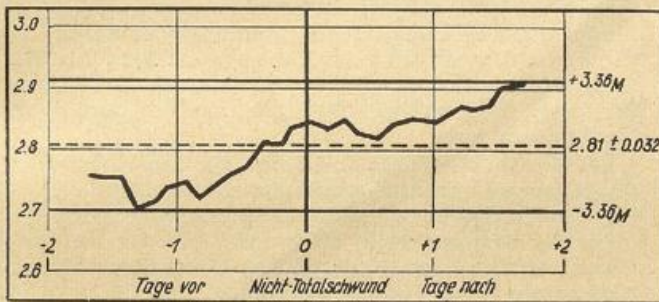


Abb. 12b

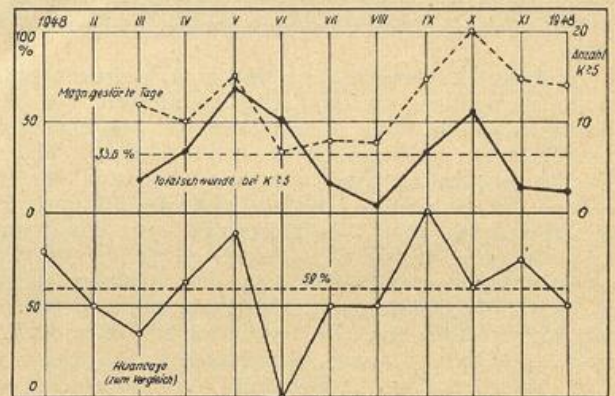


Abb. 13

tritt, wenn der vom täglichen Gang befreite, mittlere magnetische Charakter (K_s = gleitende Tagesmittel von K) niedriger als im Durchschnitt liegt (etwa 2,5%). Dagegen ist K_s 2 Tage später und auch 2—3 Tage zuvor um 4% höher als normal. Die Werte ragen aus dem Streubereich des Zufalls heraus.

Umgekehrt muß man auch sagen, daß bei normaler magnetischer Aktivität am Tage Null (Stichtag) die Fade-out-Wahrscheinlichkeit etwas geringer ist. Das gleiche gilt für den magnetischen Charakter am Tage 3 und 4 nach dem Stichtag. Sollte hier ein Hinweis auf die langsame, von Kiepenheuer (31) angedeutete P-Strahlung vorliegen?

Der Gegenversuch mit entsprechenden 130 Tagen des gleichen Halbjahres 1948 ohne Totalschwund als Stichtag (Fig. 12b) zeigt eine völlig andere Verteilung der K_s -Werte vor und nach dem Tag Null (stetiger Anstieg der Aktivität um 7%). — Bei dieser Gelegenheit soll ergänzend zu Obigem auf eine Untersuchung von Giesekus und Kiepenheuer (18) hingewiesen werden, die einmal die Koinzidenzen (pro 10 heliographische Längengrade) zwischen Eruptionen und magnetischen Störungen ($K \geq 5$) innerhalb der folgenden 34 Stunden und zum anderen die Koinzidenzen (im gleichen Sinn) zwischen Eruptionen und magnetischen Stürmen ($K_2 = s$) innerhalb der folgenden 48 Stunden herausstellt. Auffälligerweise finden sie eine sehr ähnliche Einsattelung der Verteilungskurve im Sektor 10—20° der Sonne. Es wird nicht gezeigt, wie sich die Verhältnisse auf der östlichen und westlichen Halbkugel getrennt darstellen würden. Durch die Zusammenlegung ist der Effekt wahrscheinlich verwischt.

Die Verteilung der magnetisch gestörten Tage ($K \geq 5$), an denen P-Strahlung die Erde trifft, im Verhältnis zu den Tagen mit Totalschwund weist noch eine — allerdings statistisch nicht begründete — Eigenart auf, wenn man die Totalschwundintensitäten 1 bis 3 unterscheidet. Bei den Intensitäten 1, 2 bzw. 3 haben 32, 30 bzw. 61% aller 1. Tage nach dem Fade-out $K \geq 5$, was den Anschein gibt, als ob sich kräftige Totalschwund trotz P-Strahlung auf dem Wege zur Erde mehr durchsetzen als die schwächeren (Intensitäten 1 und 2). Für den 3. und 4. Tag lauten die Prozentzahlen 59, 52 bzw. 67%, d. h. keine Intensität scheint bevorzugt zu sein.

Für das Jahr 1948 kann man folgende Aufstellung von Totalschwunden im Zusammenhang mit $K \geq 5$ geben. In den Monaten März bis Dezember 1948 ist im Durchschnitt von 3 Mögel-Dellinger-Tagen einer mit $K \geq 5$. Wie es sich in den einzelnen Monaten verhält, zeigt Fig. 13. Außer in den Monaten Mai, Juni und Oktober liegen die Werte unter 50%, zum größten Teil unter 30%. Mai und Oktober waren magnetisch stark gestörte Monate (15 bzw. 20 Tage mit $K \geq 5$). Die Beobachtungen des ersten Halbjahres waren noch nicht sehr zuverlässig, so daß möglicherweise Tage ohne echten Totalschwund mit untergeschlüpft sind.

In Huancayo (Äquatornähe), wo die Intensitäten des Totalschwundes im allgemeinen größer sind, kann man keinen solchen Zusammenhang mit den magnetisch gestörten Tagen erkennen. (Vielleicht sind auch nur die intensivsten Phänomene mitgeteilt worden?) Die intensiven UV-Eruptionen setzen sich auch bei P-Strahlung durch.

Wir können auch fragen, in wieviel Prozent von 130 Fällen 12, 24, 36, 48, . . . Stunden nach einem Kurzschwund $K \geq 5$ auftritt. Es zeigt sich, daß erst nach über 50 Stunden $K \geq 5$ häufiger wird.

Zeit nach Totalschwund:								
12	24	36	48	60	72	84	96	Stunden
Von 130 Fällen sind:								
10.7	9.6	11.2	9.2	16.5	10.0	13.9	9.5	% mit $K \geq 5$
(Zweifach übergreifend)								
10.2	10.4	10.2	12.9	13.3	12.0	11.7		%

Es muß betont werden, daß die Anzahl $n = 130$ noch nicht ausreicht, um den Zufall in dieser Verteilung auszuschließen. Man muß aber bedenken, daß die einzelnen Prozentzahlen nicht unabhängig voneinander sind. Die schon oben erwähnte Tendenz findet sich auch hier wieder.

Viele Jahre vor dieser Zusammenstellung, die im nächsten Absatz noch durch die Fleckenverteilung in den einzelnen Sektoren der Sonne ergänzt werden wird, hat Chapman (12) auf die Absorption der Wasserstoffstrahlung der Chromosphäre durch den in den Raum emittierten Wasserstoff hingewiesen. Hüllt ein Korpuskelstrahl der Sonne die Erde ein, so sollte die Absorption, die in dem zur Erde bewegten Wasserstoff stattfindet, als Dopplereffekt z. B. bei $H\alpha$ zu erkennen sein.

In diesem Zusammenhang sind auch Versuche unternommen worden, diesen Effekt zu messen. Für ionisiertes Calcium hat Richardson (49) aus zwei magnetischen Stürmen am 18. 9. 1941 und 1. 3. 1942 ein flaches Absorptionsband gefunden, das sich von den Mitten der H- und K-Linien um etwa 12 Å nach dem Violetten ausbreitet. Die Maximaltiefe ist etwas unter 1%, also sehr gering. Die Geschwindigkeiten der Partikel erhält er maximal zu 1100 bzw. 1000 km/sec, die mittleren Geschwindigkeiten entsprechend zu 680 und 550 km/sec. Ganz ähnliche Ergebnisse berichten Brück und Rutllant (9) von dem magnetischen Sturm am 7. 2. 1946, bei dem sie ebenfalls eine Absorption von etwa 1% mit einer Bandbreite von 9—11 Å nach violett vom Zentrum der H- und K-Linien verschoben fanden. Die mittlere Geschwindigkeit ergab sich zu etwa 750 km/sec. Wegen des geringen Absorptionseffektes in diesen Linien sind naturgemäß die Geschwindigkeitsbestimmungen recht unsicher. Sie liegen aber in der richtigen Größenordnung. Uns interessiert hier vor allem die Tatsache, daß eine solche Absorption besteht und die UV-Strahlung, die für Totalschwund verantwortlich ist, durch P-Strahlung (Wasserstoff und Calcium werden gleichzeitig von der Sonne emittiert) merkbar geschwächt werden kann. Die Ermittlung der Absorptionwirkung auf dem beschriebenen Wege ist eine erfreuliche Bestätigung der Chapman'schen Gedanken*).

In Anlehnung an die gewisse Parallelität zwischen E-Schicht und D-Schicht bei UV-Ausbrüchen (s. S. 18) wurde eine Stichprobe vorgenommen, in wieviel Fällen mit $K \geq 5$ fE größer oder kleiner als das Mittel war. Dazu wurden die Werte vom August und September 1948 des Institutes für Ionosphärenforschung in der Max-Planck-Gesellschaft in Lindau/Harz verwendet, die dem Verfasser, wie schon die oben benutzten, freundlicherweise von dessen Leiter Dr. W. Die-minger zur Verfügung gestellt wurden. Die geringe Anzahl ($n = 25$) der zwei Monate erlaubt auch hier noch keine eindeutige Antwort. Aber die Tendenz ist zumindest ausgeprägt, nämlich daß in 7 Fällen $fE > \bar{fE}$, dagegen in 13 Fällen $fE < \bar{fE}$. 5 Fälle sind unbestimmt. Also findet man auch hier die Neigung der geringeren Ionisierung bei $K \geq 5$, d. h. bei Einhüllung der Erde in Korpuskeln. Eine direkte Beeinflussung der E-Schicht

durch P-Strahlung, wie sie in der F-Schicht bekannt ist, wird man nicht annehmen können. Im Gegenteil erleidet die Höhe um 100 km bei Eintreffen der Korpuskeln oftmals eine zusätzliche Ionisation (Es). Uns interessieren aber die 24 Stunden vor dem Einsetzen der magnetischen Störung, während der die Korpuskeln unterwegs sind.

V. 3) Totalschwund und solare Erscheinungen.

Von Kiepenheuer (32) ist eine statistische Untersuchung bekannt, die die Intensitäten des fernen Ultraviolett, gemessen an den Grenzfrequenzen der E-, F1- und F2-Schicht, mit den Sonnenflecken-Relativzahlen R korreliert. Er weist gleichzeitig darauf hin, daß die Flecken selbst nicht die Strahlungsquellen sind, sondern letztere nur eng mit den Fleckengebieten gekoppelt sind. Auch von Allen (1) ist der Zusammenhang der UV-Strahlung und anderer solarer Phänomene mit den Relativzahlen untersucht worden. Er gibt die Verzögerung in Bruchteilen des Monats der verschiedenen Ereignisse auf der Sonne ($H\alpha$ -Floculi, Ca-Floculi, Fackeln, E-, F1-, F2-Intensität, gelbe Koronalinie) gegenüber R an und zieht daraus Schlüsse auf die kausale Folge der Erscheinungen.

Während Allen die langsam veränderliche Komponente der Strahlung bearbeitet hat, findet Kiepenheuer, daß die schnelle Komponente der UV-Strahlung ($\lambda < 910 \text{ Å}$) für die drei Schichten etwa 2—3 Tage hinter der maximalen Fleckenbildung nachhinkt. Die Flecken als Phänomene der Photosphäre üben ihre Wirkung auf die Chromosphäre und dann auf die Korona, der diese kurzweilige UV-Strahlung entstammt, mit Verzögerung aus.

Die für die D-Schicht und damit für den Kurzwellentotalschwund verantwortliche Strahlung ($910 < \lambda \leq 1330 \text{ Å}$) erreicht die Erde teils aus chromosphärischen Fackeln (Ly-System), teils aber auch aus der untersten Chromosphäre bzw. Photosphäre. Korreliert man die Relativzahl R mit Totalschwundtagen (Fig. 14), so erhält man ein Minimum etwa 6—8 Tage vor dem Stichtag, ein Maximum rund 5 Tage danach, d. h. die D-Schichtstrahlung geht dem Fleckenmaximum tatsächlich um durchschnittlich 0.17 Monate voraus. Es muß sich



Abb. 14. Durchschnittliche Fleckenzahl an Tagen vor und nach Totalschwund.

also um einen Prozeß handeln, der sozusagen im Frühstadium der Flecken und damit auch in größerer Tiefe der Sonnenatmosphäre abläuft. Wir sahen bereits aus den Längswellenregistrierungen, daß auch im Einzelfall bisweilen ein Emissionsvorgang im photosphärischen Fackelniveau oder in der unteren Chromosphäre der eigentlichen Eruption vorausgeht, die den Kurzwellenschwund hervorruft.

Das hier gefundene Ergebnis ist schwer mit einer neuen Theorie der D-Schichtbildung von Siedentopf (53) in Einklang zu bringen, nach welcher eine Röntgenstrahlung von 1—2 Å Wellenlänge für die Entstehung verantwortlich sein soll. Sie entstammt der Korona, wo bei Eruptionen die Elektronenenergie zu ihrer Erzeugung ausreichend ist.

*) Dem in der Arbeit: RYDBECK und STRANZ: "Ionospheric Effects of Solar Flares". Tellus 1. 6. (1949) gebrachten Hinweis ist dadurch mehr Gewicht gegeben worden.

Bei Waldmeier (60) finden wir eine schon sehr alte Auffassung von Secchi über die Sonnentätigkeit und ihren zeitlichen Ablauf wiedergegeben. Auch daraus leitet man vernünftig eine schnell veränderliche Komponente der D-Schichtstrahlung ab (siehe auch H α -Fackeln), die praktisch trägheitslos mit den Relativzahlen R geht, sowie die langsam veränderliche, wahrscheinlich aus größeren Tiefen stammende, die den R-Zahlen etwas vorausläuft. Die erstere fand Kiepenheuer in den Grenzfrequenzen der F2-Schicht wieder, wohlgemerkt nicht als identische und auch nicht völlig simultane Strahlung, aber in den chromosphärischen Fackeln lokalisiert. Dieser Befund ist nicht im Einklang mit dem Ergebnis Allens (siehe oben), nach dem die F2-Schichtstrahlung aus wesentlich höheren Sonnenschichten stammt. Wie weit diese Diskrepanz Verschiedenheiten der Definition (schnelle und langsame Komponente) zuzuschreiben ist, soll hier nicht näher erörtert werden.

Die enge Korrelation der Totalschwundtage mit der Relativzahl R ist deutlich aus Fig. 15 zu sehen, wo die Anzahl der im Jahre 1948 bis Anfang 1949 beobachteten Totalschwunde (aus CRPL Report) mit den provisorischen Züricher Sonnenfleckenzahlen dargestellt ist. Das explosionsartige Ansteigen der Fade-out-Häufigkeit im März 1948 steht in engem Zusammenhang mit

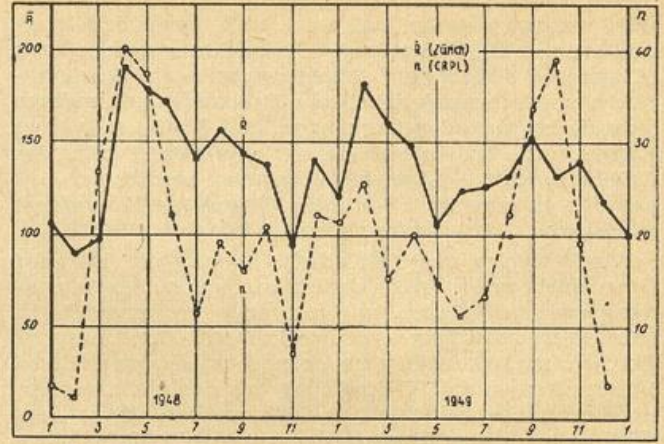


Abb. 15. Anzahl Totalschwunde und Monatsmittel der provisorischen Fleckenrelativzahl.

der nachfolgenden kräftigen Zunahme der monatlichen Mittel der Relativzahlen im April. Die Totalschwundhäufigkeit fällt im Sommer wieder schneller ab als die R-Zahlen. Der nochmalige Anstieg zum Jahreswechsel erfolgt nicht so abrupt, sondern läuft mehr parallel mit den Relativzahlen.

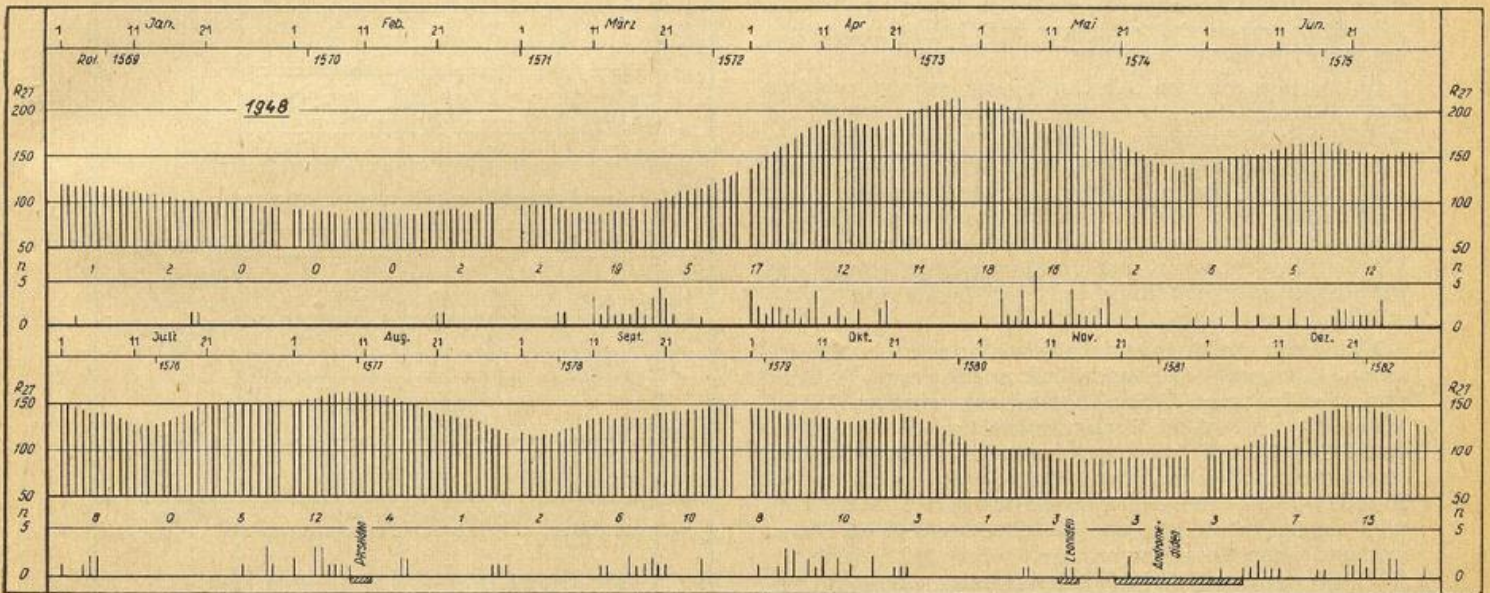


Abb. 16. Gleitende 27-Tagemittel der Sonnenfleckenzahl und Totalschwundtage und -Anzahl im Jahre 1948.

Fig. 16 bringt für die einzelnen Tage des Jahres 1948 die Relativzahlen R_{27} (über 27 Tage geglättet) und die Anzahl der täglichen Totalschwunde. In den ersten Wochen nach dem plötzlichen Ausbruch im März traten beinahe jeden Tag Fade-outs auf, z. T. in beachtlicher Anzahl. Ausgesprochene Maxima von Mögel-Dellinger-Effekten kann man nur schwer feststellen. Jedoch fällt auf, daß etwa alle 48—50 Tage deutliche Minima in der Totalschwundfolge auftreten, die die Aufmerksamkeit erneut auf die von Dellinger (14) u. a. bemerkte Periodizität lenken. Die Anordnung der Mögel-Dellinger-Effekte in Sequenzen von 24 Tagen zeigt schwach angedeutet die Häufung von Phänomenen, aber recht ausgeprägt, die sich nach 2 solchen Folgen wiederholenden Minima. Die Aktivität der Sonne kommt also offenbar nach rund 48—50 Tagen einmal zur Ruhe, um dann über weite Gebiete der Oberfläche erneut einzusetzen. Die Verschmierung über die gesamte Oberfläche läßt keine ausgeprägten Maxima aufkommen. Ein Zusammenhang mit der Rotationsperiode von 27 Tagen scheint somit nicht zu bestehen.

Eine Anordnung in solchen Sequenzen bringt kein positives Resultat. Ordnet man die von Dellinger veröffentlichten Totalschwundbeobachtungen der Jahre 1934 bis 1936 in gleicher Weise an wie oben, so kommt man zu einem ähnlichen Ergebnis, nur daß durch die Länge des Zeitraumes und die allmählicher ansteigende Aktivität in jenen Jahren der Eindruck entsteht, als ob sich gewisse Aktivitätszentren über einige Sequenzen erhalten, um dann nach dem Abklingen irgendwo anders wieder neu aufzuleben. Die Prozesse scheinen damals kurzlebiger gewesen als der gewaltige Ausbruch des Frühjahres 1948.

Eigenartigerweise findet man bei den sehr wenigen Dellinger-Erscheinungen des Jahres 1934/35, also bei noch schwacher Aktivität, eine deutliche Folge von 54 Tagen, die später und auch in den Aufstellungen von 1948 völlig verschwunden ist. Anfangs glaubte Dellinger an eine Wiederkehr nach 54 Tagen, doch gab er diese Meinung später auf. Auch Berkner und Wells (8) konnten keine Wiederholungsneigung ermitteln. Die Untersuchungen in dieser Hinsicht leiden

wohl teilweise daran, daß noch nicht genügend lange und vor allem homogene Beobachtungsreihen von Mögel-Dellinger-Effekten vorliegen. Ionosphärische und sonnenphysikalische Beobachtungen müssen sich hierbei unbedingt ergänzen, und Stationen aller Längengrade sollten sich daran beteiligen. Die in den CRPL-Berichten mitgeteilten Angaben werden in einigen Jahren eine ganz wertvolle Grundlage für weitere statistische Untersuchungen bieten können.

Ein Vergleich der Totalschwundhäufigkeit mit der Ozonschicht weist offensichtlich auf keinen Zusammenhang zwischen beiden, wir mir auch Professor Götz (Arosa) freundlicherweise brieflich mitteilte. Nur eine Erscheinung ist auffällig und könnte wiederum mit dem Vorangehen einer UV-Strahlung aus den tieferen Sonnenatmosphärenschichten erklärt werden. Etwa 3-4 Wochen vor dem Beginn der außerordentlich hohen Totalschwundhäufigkeit wurden (nach Werten von Götz) sehr hohe Ozonwerte gemessen (Anstieg von 0.225 auf maximal 0.310 cm), die in keinem Zusammenhang mit besonderen Wettererscheinungen gestanden zu haben scheinen. Für den normalen Frühjahrsanstieg der O_3 -Werte kommt die plötzliche Zunahme zu zeitig. Ein ähnlicher, aber wesentlich schwächerer Anstieg ist Ende November wahrzunehmen (0.175 auf 0.220 cm), also rund 4 Wochen vor der erneuten, jedoch weniger ausgeprägten Zunahme der Totalschwunde kurz vor Weihnachten, als einige Mögel-Dellinger-Effekte so kräftig waren, daß sie sogar noch bei Sonnenhöhen um $6-8^\circ$ beobachtet wurden!

Im vorhergehenden Abschnitt war gezeigt worden, daß die exzessive UV-Strahlung auf dem Wege zur Erde durch P-Strahlung (H und Ca^+) geschwächt werden kann. Dies wird deutlich an Tagen mit $K \geq 5$ (entnommen aus den magnetischen Registrierungen des Erdmagnetischen Observatoriums, Stockholm, in Lovö). Natürlich sollte man ein gleiches oder ähnliches Ergebnis erhalten, wenn man fragt, wie die Flecken- und Fleckengruppenverteilung auf der Sonne bei Totalschwund aussieht (54).

Man kann die Sonne in Tagessektoren zu je 13° einteilen, die vom Zentralmeridian negativ zum E-Rand und positiv zum W-Rand gerechnet werden. Diesen Winkelbetrag legt die Sonne täglich um ihre Achse zurück. Vom Stockholmer Observatorium in Saltsjöbaden liegen Sonnenfleckendaten nördlich und südlich des Äquators für jeden der Tagessektoren vor. Man kann nun die Frage stellen, wie die Flecken sich an Tagen mit und ohne Totalschwund im Durchschnitt verteilen. Für das zweite Halbjahr kommt man dabei zu folgendem Ergebnis, wie es in der erwähnten Mitteilung des Verfassers (54) schon kurz beschrieben worden ist, (Siehe dortige Figur.)

Jeder Fleck oder jede Fleckengruppe, die an einem Tag mit Totalschwund vorhanden ist, wird in dem betreffenden Tagessektor angeschrieben. Von 55 Fällen erhält man somit in jedem Sektor 110 mögliche Treffer (nördlich und südlich des Äquators). Für die Tage mit Totalschwund bekommt man eine Verteilung (in %), die der nach $K \geq 5$ angeordneten sehr ähnlich ist. So wie der Tag Nr. 1 nach Totalschwund ein wenig kleinere K-Werte aufweist, so ist die Fleckenzahl um den Zentralmeridian und besonders im Sektor +1 merklich geringer. Dies folgt aus der Tatsache, daß bei der Auswahl der Fade-out-Tage solche mit einem Fleck im 1. Sektor westlich des Zentralmeridians etwas benachteiligt werden wegen des erwähnten Absorptionseffektes. Dies ist gleichbedeutend mit größerer Wahrscheinlichkeit für verminderte magnetische Aktivität auf der Erde.

In Fig. 17 sieht man das Minimum einen Sektor westlich des Zentralmeridians sehr deutlich. Nach Koller (33) sind die Streubereiche angegeben, die nach oben und unten die Wahrscheinlichkeit 0.135% (Zufall) abgrenzen. Daraus ersieht man, daß das Minimum im

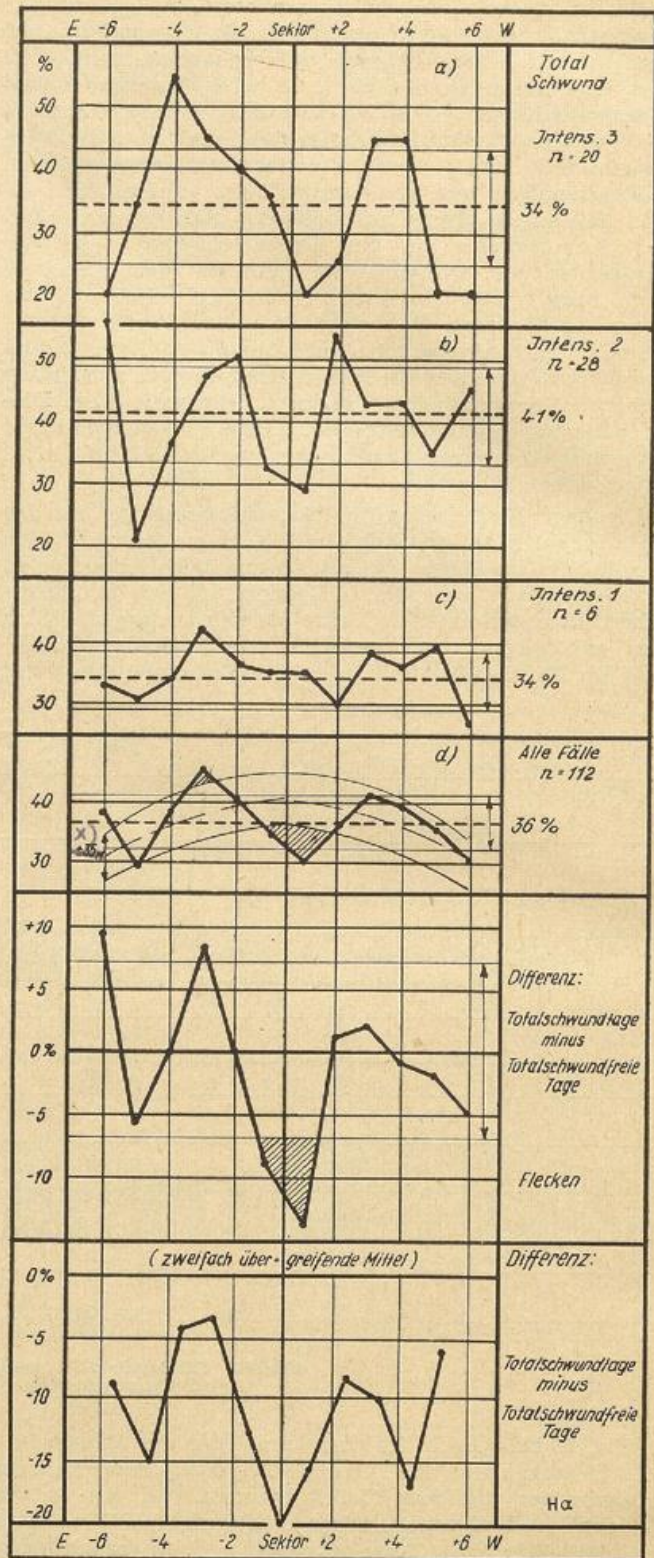


Abb. 17 a-d. Sonnenfleckenverteilung an Totalschwundtagen bei verschiedenen Intensitäten.

Abb. 18. Differenz der Fleckenverteilung zwischen Totalschwundtagen und totalschwundfreien Tagen.

Abb. 19. Differenz der H_{α} -Fackeln zwischen Totalschwundtagen und totalschwundfreien Tagen.

Sektor +1 bei den intensivsten Totalschwunden deutlich hervortritt, bei den häufigen schwachen hingegen schon zweifelhafter ist. Der Grund dafür ist folgender: Intensive Fade-outs treten besonders hervor, wenn kein Partikelstrom abschwächend wirkt, also der Sektor +1 (mit näherer Umgebung) fleckenfrei ist. Nimmt die Absorption durch P-Strahlung zu, so rückt der Totalschwund in die 2. oder 1. Gruppe, gleiche solare Inten-

sität vorausgesetzt. Die Intensität 1 kann natürlich auch von schwächeren solaren Eruptionen herrühren, in allem wird der Auswahl effekt im Sektor +1 dann verwischt. Nehmen wir alle Fälle des 2. Halbjahres 1948 zusammen (Fig. 17d), so ist das Minimum im Sektor +1 trotz der Verwischung bei der Intensität 1, die am häufigsten vorkommt, noch angedeutet, gut ausgeprägt bleibt das Maximum im Sektor -3. Die Relativzahl ist auf jeden Fall etwa 3 Tage nach einem Totalschwund höher als normal, praktisch unabhängig von der Auswahl nach Intensitäten.

Aus der Darstellung des Gegenstückes, nämlich von 55 Fällen des 2. Halbjahres 1948 ohne Totalschwund, ersieht man einmal die Realität des Absorptionseffektes durch P-Strahlung für die exzessive UV-Strahlung und zum anderen, daß die Fleckenverteilung auf der Sonne einem Beobachtungseffekt unterworfen ist. Man nimmt zum Rand der Sonne hin weniger Flecken wahr. Aus diesem Grunde ist es angebracht, die Differenz der Fleckenprozentage in den Sektoren zwischen Tagen mit und ohne Totalschwund zu bilden (Fig. 18). Die Abhängigkeit vom cos des Winkelabstandes vom Zentralmeridian hebt sich dadurch heraus. Das Defizit von 14% im Sektor +1 ist sehr deutlich. Auch die fallende Tendenz der Fleckenanzahl von -6 nach +6 ist erkennbar. Die Sonnenaktivität ist also an Tagen mit Totalschwund noch im Ansteigen gemessen an der Relativzahl.

Nach Kiepenheuer (28) erhält man etwa 3—4 Tage nach Durchgang von sehr intensiven Koronastellen durch den Zentralmeridian (interpoliert aus Randbeobachtungen) eine etwas schwächere magnetische Aktivität, dagegen einen Tag danach ein steiles Maximum. Die langsame P-Strahlung (in negativer Korrelation zur Koronaintensität) stammt von den Filamenten, deren Verteilung nicht in engstem Zusammenhang mit den Fleckengebieten (C-Gebieten) steht. Aus letzteren kommt die schnelle P-Strahlung, die auch als Absorber für die totalschwunderzeugende UV-Strahlung aus eben den gleichen C-Gebieten (chromosphärischen Eruptionen) angesehen wird. Wegen der loseren Korrelation der Filamente mit den C-Gebieten ist eine ähnliche Absorptionswirkung durch die langsame P-Strahlung auf dem beschriebenen Wege über die R-Zahlen nur schwer nachzuweisen. In Fig. 12a sahen wir jedoch das Minimum der K-Werte 3—4 Tage nach dem Totalschwund ebenso deutlich wie dasjenige 1 Tag nach dem Stichtag. Die erdmagnetische Wirkung kommt bei dem Auswahlprinzip auf jeden Fall besser zur Geltung

als die Korrelation mit den Flecken-Zahlen auf der Sonne. Tatsächlich ist die Wahrscheinlichkeit von $K \geq 5$ bei einem Fleck im Sektor +1 auch kleiner als Eins.

Man kann in diesem Zusammenhang noch eine weitere Frage stellen, nämlich wie sich die im Lichte der H α -Linie beobachteten Fackelgebiete (nach Angaben des Observatoriums in Saltsjöbaden) an Tagen mit und ohne Totalschwund auf die einzelnen Sektoren verteilen. Wenn man jedes aktive Fackelgebiet mit einem Kreuz anmerkt, so findet man an Totalschwundtagen im Beobachtungszeitraum August 1948 bis Januar 1949 3.0 pro Tag, davon 55% auf der E-Hälfte und 45% auf der W-Hälfte der Sonne. An totalschwundfreien Tagen sind es im gleichen Zeitraum 4.1 pro Tag und entsprechend 52% (E) bzw. 48% (W).

Die Anzahl der beobachteten chromosphärischen Eruptionen (flares) ist zu gering, als daß man etwas Eindeutiges aussagen könnte. Hingegen sieht man, daß die Auswahl nach den Stichtagen bei Totalschwund scheinbar verminderte Fackeltätigkeit verursacht. Das ist der gleiche Effekt, wie wir ihn bei der magnetischen Aktivität fanden. Geringere Fackeltätigkeit macht Wasserstoffemission weniger wahrscheinlich und damit auch die Absorption des Ly- α . Gegenüber der Fackeltätigkeit an Tagen ohne Totalschwund ergibt sich im Zentralmeridian der Sonne an Fade-out-Tagen ein Defizit von mehr als 20% (Fig. 19). Befinden sich jedoch die Fackelgebiete 2—4 Tagessektoren vor oder hinter dem Zentralmeridian, so ist ihr Einfluß auf die exzessive UV-Strahlung wesentlich geringer, und zwar auf der E-Halbkugel wieder deutlicher als auf der W-Halbkugel. Die sekundären Minima am Sonnenrand sind vermutlich durch die geringe Anzahl Beobachtungen vorgetäuscht. Zur guten Begründung dieser Aussagen über die Fackeltätigkeit an Tagen mit und ohne Totalschwund bedarf es einer Häufung des Beobachtungsmaterials.

V. 4) Einige Beispiele der Beeinflussung der exzessiven UV-Strahlung.

a) Wir hörten von der Auffrischung der Sonnenaktivität gegen Ende des Jahres 1948. Diese erste Serie neuer ausgeprägter Totalschwundphänomene mit einer beobachteten Eruption am 23. 12. ereignete sich in der letzten Dezemberdekade. Insgesamt wurden in diesem Zeitraum 18 M \ddot{o} gel-Dellinger-Effekte*) verzeichnet und zwar in folgender zeitlicher Anordnung (nach CRPL-Report und eigenen Beobachtungen):

Datum 1948	Totalschwund GMT	K	ΣK	Sonnenflecken Sektor					Anzahl Totalschwunde
				-1	+1	+2	+3	+4	
Dez. 20	17.25—18.00	0004 3233	15	780	120	170	160	100	1
				0	90	100	0	250	
21	17.30—18.45	3344 4554	32	20	920	50	70	190	1
				0	0	200	250	0	
22	12.24—12.27 18.45—19.00 23.55—00.30	3233 2413	21	0	0	800	0	0	3
				0	0	0	300	0	
23	12.12—13.30	3122 2243	19	0	0	40	850	0	3
				850	0	0	0	450	
24	11.19—11.23 16.24—18.05 20.00 21.55—23.00	3543 2233	25	—	—	—	x	x	4
				x	x	—	—	—	
				(keine Sonnenbeobachtung)					
				x	—	—	—	x	
25	(11.35—11.40)	3334 4776	37	—	x	x	—	—	(1) sehr schwach
				—	x	x	—	—	
26	02.00—02.30 13.45	5320 0163	20	0	180	0	0	0	2
				10	0	700	1400	0	
27	14.26—14.55 17.10—18.05	2323 2343	22	0	0	140	0	70	2
				0	0	0	650	1100	
28	—	2121 2234	16	10	0	0	110	0	—
				0	0	0	0	550	

*) Ein letzter am 30. 12.

Die Tage vom 22. bis 24. 12. weisen die höchste Anzahl beobachteter Totalschwunde auf, die intensivsten kamen am 22. und 23. An diesen Tagen war die magnetische Aktivität relativ niedrig, auch am 24. macht sich noch keine wesentlich vermehrte P-Strahlung von dem Störungsgebiet in der Nähe des Zentralmeridians bemerkbar ($K = 5$ zwischen 03 und 06 GMT). Am 25. 12. dagegen erreicht die P-Strahlung die Erde und erzeugt eine ziemlich kräftige Störung mit Nordlicht. Am Mittag ist nur ein sehr schwacher Schwund mit etwas Unsicherheit vermerkt worden. Der 26. ist wieder wesentlich ruhiger, die Korpuskelstörung war relativ eng begrenzt, so daß nochmals zwei Mögel-Dellinger-Störungen und auch am ruhigen 27. 12. abermals zwei beobachtet werden konnten.

Der Tagsektor +1 ist an den Tagen 22., 23., sowie 27. und 28. 12. fleckenfrei gewesen. Am 25. passierte die aktive Fleckengruppe den Sektor +1, deren P-Strahlung schränkte die Schwundtätigkeit ein. Die kurzzeitige magnetische Aktivität am 24. verlief bereits am Morgen, also vor der UV-Emission, so daß diese ungehindert auf die Ionosphäre wirken konnte, bis der kräftige P-Strom die Sonne verließ. Mit dem 28. 12. hat die UV-Emission offensichtlich stark nachgelassen. Nur am 30. 12. trat noch ein Fade-out auf.

b) Die Tage vor der Wiederkehr der ungewöhnlich großen Fleckengruppe von Weihnachten waren wiederum reich an Totalschwunden, bis am 18. und 19. 1. 1949 die P-Strahlung die Häufigkeit merklich herabsetzte. Die ausgeprägteste Erscheinung trat am 16. 1. auf, die größte Anzahl am 15. 1. Am 14. und 15. 1. waren $\Sigma K = 15$ bzw. 10, also sehr niedrig. Die Tagsektoren +1 waren fleckenfrei.

Es ist hervorzuheben, daß diese beiden Beispiele aus einer Jahreszeit herausgegriffen wurden, in der am Beobachtungsort (Göteborg) die Sonnenhöhe durchschnittlich 10° betrug. Tatsächlich wurden einige der

angeführten Totalschwunde trotz des sehr schrägen Strahleneinfalls und der dadurch bedingten hochliegenden D-Schicht hier besonders auf Langwelle wahrgenommen. Über Intensitätsunterschiede der emittierten UV-Strahlung ist nichts bekannt, aber daß der Schwundeffekt noch so deutlich werden konnte, dürfte durch den günstigen Umstand vermindert Absorption durch P-Strahlung bedingt sein.

c) Der 1. 2. 1949 brachte um 12.19 GMT einen ungewöhnlich kräftigen, in Göteborg 28 Minuten, in Argentinien (Platanos) 93 Minuten währenden Totalschwund. Die Tagessumme der dreistündigen magnetischen Kennziffern hat den sehr niedrigen Wert $\Sigma K = 9$. Nach dem Fade-out war bis zum nächsten Tag $K \leq 1$. Es war also keine P-Strahlung zur Erde unterwegs. In dem sehr ruhigen Magnetfeld trat die Zusatzionisierung durch die exzessive UV-Strahlung besonders deutlich hervor: $H = -17\gamma$, $D = -13\gamma$, $Z = (+2\gamma)$. Die Feldstärke der Längstwelle (51.5 kHz) stieg auf über das Doppelte an (0.8 auf 1.7 mV Eingangsspannung am Empfänger). Die Erholungsphase dauerte nahezu 1 Stunde. Die Kurzwelle (7290 kHz) hielt sich etwa eine halbe Stunde auf etwa $5\mu V$, stieg kurzzeitig auf etwa $70\mu V$ an, um ebenso schnell wieder auf den Normalwert vor und nach dem Totalschwund, nämlich $20\mu V$ abzusinken. Bei dem Spitzenwert handelte es sich offenbar um das oft auf Kurzwelle bei solchen Anlässen beobachtete Rauschen, das, mit der Frequenz an Intensität zunehmend, während der Störung von der Sonne kommt. Die verstärkte D-Schicht schirmt es zwar ab, doch ist es kurz zuvor und kurz danach wahrnehmbar. Monsieur Laffineur vom Observatorium in Meudon (Frankreich) gab mir freundlicherweise Kenntnis von gleichen Beobachtungen. Dort registriert man die Solarstrahlung auf 20 MHz und bekommt deutliche Einsattelungen der Intensität bei Störungen der D-Schicht.

V. Schluß

Die D-Schicht, der unterste Teil der Ionosphäre, liegt in einer Höhe, wo die molekularen Stoßzahlen wegen der relativ hohen Dichte schon beträchtlich groß sind, so daß die am Tage durch die UV-Strahlung ($910 < \lambda \leq 1330 \text{ \AA}$) gebildete Ionisierung zur Nacht hin ziemlich schnell verschwindet. Unter der möglichst einfachen Annahme der Photoionisation von O_2 (Mitra) und der im Dreierstoß gebildeten Ionisation des atomaren Sauerstoffs (Schroerer) erhält man mit vernünftiger Temperatur- und Dichteverteilung eine Schicht, die nicht völlig getrennt von der darüberliegenden E-Schicht, sondern eher als eine untere Fortsetzung derselben zu betrachten ist. Beide Schichten greifen in etwa 110 km ineinander, zur Nachtzeit bleibt nur der obere Teil übrig. Die Untergrenze sinkt nach unten mit zunehmender Sonnenhöhe, aber auch mit abnehmender Temperatur in der unteren Ionosphäre, so daß sich die Mittagswerte zwischen Sommer und Winter nur wenig unterscheiden.

Die Entstehung der normalen D-Schicht schreibt man der Strahlung der Sonnengranulation zu, sie käme also aus größerer Tiefe der Sonnenatmosphäre. Nächtliche sporadische Ausbildung im D-Schichtniveau kommt vor allem in hohen Breiten vor und ist vermutlich einer solaren P-Strahlung (Korpuskeln) zuzuschreiben. Sie macht sich in erheblicher nächtlicher Absorption von Kurzwellen bemerkbar. Kurzzeitige Echos aus der Höhe der D-Schicht sind auch gelegentlich fest-

gestellt worden, wenn der Gradient der Trägerdichte an der Untergrenze der Schicht ausreichend Energie reflektieren läßt.

Aber auch am Tage tritt besonders bei größerer Sonnenaktivität bisweilen kurzzeitig starke Kurzwellenabsorption auf (Mögel-Dellinger-Effekt). Die D-Schicht erleidet als Folge plötzlicher sehr intensiver UV-Strahlung im oben genannten Spektralbereich (vor allem Wasserstoff-Resonanz-Strahlung des Lyman-Systems) eine beträchtliche Verstärkung der Ionisation, mit der gleichzeitig eine Abwärtsverlagerung der Untergrenze um mehrere Kilometer verbunden ist. Solche Störungen der normalen D-Schicht sind mit empfindlichen Beeinflussungen des Radioverkehrs verknüpft. Als Folge der Ladungsträgerzunahme und der Temperaturerhöhung auf der Tagseite der Erde in der Höhe von etwa 90 km treten in der Atmosphäre einerseits Zusatzströme die eine kurzzeitige Variation im Erdmagnetfeld erzeugen, und andererseits eine kleine Zusatzkomponente in der Zirkulation der hohen Stratosphäre auf, über deren Wirkung man bisher noch kein richtiges Bild hat.

Daß die ionosphärischen Störungen bei Sonnen-UV-Eruptionen nicht einheitlich sind, hat neben terrestrischen Ursachen (Temperatur, Sonnenhöhe) seinen Grund in der Verschiedenheit der solaren Erscheinungen. Die Emission in den verschiedenen Linien (die auf der Erde sichtbar sind) ist oft recht unterschiedlich.

Richardson (48) beobachtete bisweilen starke Abweichungen der Lebensgeschichte der Störungsgebiete vom Normalfall. Es wurden auch, mehr als dem Zufall entsprechen würde, gleichzeitige Eruptionen an verschiedenen Stellen der Sonne beobachtet. Danach besteht vermutlich ein innerer Zusammenhang zwischen den einzelnen Störungsgebieten. Die Häufung von Totalschwunden um gewisse Tage und das völlige Ausbleiben zu anderen Zeiten bestätigt diese Feststellung. Den Sitz der solaren Störungen nimmt Richardson in tieferen Zonen der Chromosphäre an. Die Auffassung, daß es eine relativ langwellige UV-Strahlung verglichen, mit der die E- und F-Schicht erzeugenden ist, die die D-Schicht hervorbringt, ist somit nicht unmotiviert. Die geringe Absorption in Stickstoff und atomarem Sauerstoff läßt sie tiefer in die Erdatmosphäre eindringen und eine zeitweilige Ionisation bis herab zu 65 km Höhe entstehen.

Nach Vassy (57) ist allerdings die Absorption des Ly- α in rund 100 km schon völlig abgeschlossen, so daß nur Strahlung mit $\lambda > 1800 \text{ \AA}$ die Höhe der D-Schicht erreichen kann. Nach Meinung des Ehepaares Vassy wird Natrium mit einem Ionisationspotential bei $\lambda < 2412 \text{ \AA}$ ionisiert. Sie machen dafür die Strahlung des Ca⁺ (1838 und 1840 Å) verantwortlich. Penndorf (42) fand jedoch aus Berechnungen der Ozonschattengrenze, daß das Na-Leuchten aus der E-Schicht (110 bis 120 km) stammt. Dies sind natürlich Werte, die für die Dämmerungsstunden gelten, was man sich vor Augen halten muß.

Das Ehepaar Vassy (58) fand eine weitere Eigenart auf optischem Wege, nämlich wolkenartige Struktur in der D-Schicht im Lichte der gelben Na-Linie des Nachthimmels. Diese könnte gut die kurzzeitigen, tief-

liegenden Echos (rund 85 km) von der D-Schicht auf Frequenzen um 3 bis 4 MHz bei Tage und bei Nacht erklären. Ob aber die außerordentlich kräftige und vollständige Ionisierung der D-Schicht bei Totalschwund die gleiche Ursache hat, mag dahingestellt sein.

Auf statistischem Wege konnten einige Zusammenhänge zwischen der Sonnentätigkeit und ihrer erdmagnetischen Wirkung einerseits und den chromosphärischen Eruptionen andererseits gefunden werden. Die exzessive UV-Strahlung erleidet in solarer Korpuskelmaterie auf dem Wege zur Erde eine leichte Absorption. Auf diese Erscheinung hatte Chapman (12) bereits vor vielen Jahren hingewiesen. Auch in Spektroheliogrammen sind Andeutungen dieses Phänomens festgestellt worden, die diese ionosphärisch nachgewiesene Beobachtung (54) stützen. In dieser Richtung sollte bei vermehrtem und vor allem homogenerem Ionosphärenmaterial in Zusammenhang mit Spektroheliogramm-Auswertungen statistisch weitergearbeitet werden, da damit am ehesten dieser schwache Effekt herausgeschält werden kann.

Der Erdmagnetischen Abteilung beim Kgl. Sjökartverket in Stockholm und dem Stockholmer Observatorium in Saltsjöbaden bin ich für die freundliche Überlassung von erdmagnetischen und Sonnendaten sehr zu Dank verpflichtet, die die Durchführung dieser Arbeit wesentlich erleichterten.

Der Verfasser möchte Herrn Prof. Dr. L. Weickmann, dem Leiter des Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone, für den Druck dieser Arbeit in den „Berichten“ danken.

VII. Literatur

1. Allen, C.: Terr. Magn. **53**, 433 (1948).
2. Bartels, J.: ZS. Geophys. **14**, 68 (1938).
3. Bartels, J.: Terr. Magn. **51**, 181 (1946).
4. Bates, D. R. und H. S. W. Massey: Proc. Roy. Soc. A. **187**, 261—296 (1946), **192**, 1—16 (1947).
5. Baur, F.: Met. Rundschau **2**, 10 (1949).
6. Beckmann, B.: Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen. — Bücherei d. Hochfrequenztechnik, Band 1. — Leipzig 1940.
7. Beckmann, B.: A. E. Ü. **2**, 124 (1948).
8. Berkner, L. V. und H. W. Wells: Terr. Magn. **42**, 183 (1937).
9. Brück, H. A. und F. Rutllant: Mon. Not. **106**, 130 (1946).
10. Bureau, R.: J. Phys. Radium **10**, 260 (1939).
11. Cario, G. und U. Stille: ZS. Phys. **116**, 122 (1940).
12. Chapman, S.: Mon. Not. **89**, 456 (1929).
13. CRPL Report — Ionospheric Data. — National Bureau of Standards, Washington 1948.
14. Dellinger, J. H.: Proc. I. R. E. **25**, 1253 (1937).
15. Düll, B. und G. Düll: Smithson. Misc. Coll. **110**, 109 (1948).
16. Dütsch, H.-U.: Photochemische Theorie des Atmosphärischen Ozons unter Berücksichtigung von Nichtgleichgewichtszuständen und Luftbewegungen. — Inaugural-Dissertation. — Zürich 1946.
17. Gerber, W. und A. Werthmüller: Techn. Mitt. Nr. 1, 1947. Herausgeg. von der Schweiz. PTT.
18. Giesekus, H. und K. O. Kiepenheuer: Forsch.-Ber. Nr. 1, Reichsstelle f. HF-Forschung e.V., Fraunhofer-Institut. — Freiburg/Br. 1943.
19. Götz, F. W. P.: Experientia **3** (1947).
20. Götz, F. W. P.: ZS. Met. **1**, 193 (1947).
21. Grimminger, G.: Analysis of Temperature, Pressure and Density of the Atmosphere extending to extreme altitudes. — Santa Monica 1948.
22. Haurwitz, B.: Trans Amer. Geophys. Un. **27**, 161 (1946).
23. Heilpern, W.: Helv. Phys. Acta **14**, 329 (1941).
24. Heß, H. A. G.: Funkt. Monatsh. S. 217 (1937).
25. Hoffmeister, C.: ZS. Met. **1**, 33 (1946), siehe auch: „Naturforschung und Medizin in Deutschland 1939—1946“, Band 19, Meteorologie und Physik der Atmosphäre, S. 244. — Wiesbaden 1948.
26. Institut für Ionosphärenforschung in der Max-Planck-Gesellschaft, Lindau ü. Northeim/Hann., Monatstabellen, 1948.
27. Kiepenheuer, K. O.: Naturwiss. **25**, 669 (1937), **26**, 678 (1938).
28. Kiepenheuer, K. O.: Forsch.-Ber. Nr. 4, Reichsstelle f. HF-Forschung e. V., Fraunhofer-Institut. — Freiburg/Br. 1944.
29. Kiepenheuer, K. O.: ZS. Astrophys. **20** 332 (1941).

30. Kiepenheuer, K. O.: *Ann. Astrophys.* **8**, 210 (1945).
31. Kiepenheuer, K. O.: *Astrophys. J.* **105**, 408 (1947).
32. Kiepenheuer, K. O.: „Naturforschung und Medizin in Deutschland 1939—1946“, Bd. 20, *Astronomie, Astrophysik und Kosmogonie*, S. 229 ff. — Wiesbaden 1948.
33. Koller, S.: *Graphische Tafeln zur Beurteilung statistischer Zahlen*. — 2. Aufl. Dresden 1943.
34. Kuiper: *The Atmosphere of the Earth and Planets*. — Chicago 1949.
35. Ladenburg, R. u. C. C. van Voorhis: *Phys. Rev.* **43**, 315 (1933).
36. Mitra, S. K.: *The Upper Atmosphere*. — Calcutta 1947.
37. Mögel, H.: *Elektr. Nachr. Techn.* **9**, 7 (1932).
38. Newell, H. E.: *Upper Atmosphere Research with V2-Rockets*. — N. R. L. Report R-3294, June 1948.
39. Nicolet, M.: *Mém. Inst. Roy. Met. de Belgique*, Nr. 19. — Brüssel 1945.
40. Penndorf, R. und H. Flohn: *Met. ZS.* **59**, 1 (1942).
41. Penndorf, R. und D. Stranz: Siehe: „Naturforschung und Medizin in Deutschland 1939—1946“, Band 19, *Meteorologie und Physik der Atmosphäre*, S. 217 ff. — Wiesbaden 1948.
42. Penndorf, R.: *ZS. Met.* **1** 345—357 (1947).
43. Penndorf, R.: *J. Geophys. Res.* **54**, 7 (1949).
44. Petrie: *Can. J. Res.* **25**, 293 (1947).
45. Ratcliffe, J. H., Budden, K. G. u. M. V. Wilkes: *Proc. Roy. Soc. London (A)* **171**, 188 (1939).
46. Rawer, K.: *Der Einfluß der Dämpfung auf die Kurzwellenausbreitung*. — Zentralstelle für Funkberatung, Bad Voeslau 1943.
47. Regener, E.: *Naturwiss.* **29**, 749 (1941).
48. Richardson, R. S.: *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **49**, 82 (1937).
49. Richardson, R. S.: *Trans. Amer. Geophys. Un.* **25**, 558 (1944).
50. Rydbeck, O. E. H.: *Chalmers Tekn. Högsk. Handlingar* Nr. 53, Göteborg 1946.
51. Schindelbauer, F.: *ZS. Met.* **1**, 14 (1946).
52. Schröer, E.: *ZS. Met.* **1**, 110 (1947).
53. Siedentopf, H.: *Naturwiss.* **35**, 283 (1948).
54. Stranz, D.: *A. E. Ü.* (im Druck).
55. Sur, R. K.: *Astrophys. J.* **63**, 111 (1926).
56. Unsöld, A.: *Physik der Sternatmosphären*. — Berlin 1938.
57. Vassy, E.: *Sur les relations entre la région D de l'ionosphère et les éruptions chromosphériques*. — Sixième rapport de la Comm. pour l'étude des Relations entre les Phénomènes solaires et terrestres.
58. Vassy, A. und E. Vassy: *Relations entre la région D de l'ionosphère et la radiation 5893 Å du sodium atmosphérique*. — U. R. S. I. Stockholm 1948.
59. Vilbig, F. und J. Zenneck: *Fortschritte der Hochfrequenztechnik*, Band I. — Leipzig 1941.
60. Waldmeier, M.: *ZS. Astrophys.* **14**, 229 (1937).
61. Waldmeier, M.: *Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung*. — Leipzig 1941.
62. Wulf, O. R. und L. S. Deming: *Terr. Magn.* **41**, (1936) und **42** (1937).

VIII. Anhang: Tabellen

Die nun folgenden Tabellen sind beim Lesen des Textes nicht unbedingt erforderlich. Sie wurden daher von der Arbeit getrennt und als Anhang zusammengefaßt. Die Tabellen 1 und 3 sind wegen ihrer Wichtigkeit für den Text dort belassen worden.

- | | |
|---|--|
| <p>Nr. 2: Temperatur, Druck, Teilchenzahl, Dichte in der Atmosphäre, Modelle (A), (B) und (C). S. 28/29.</p> <p>4: Ladungsträgerdichte, Prozeß (7). — Modell (A). S. 27.</p> <p>5: Ladungsträgerdichte, Prozeß (7). — Modelle (B), (C) und (D). S. 27.</p> <p>6: Ladungsträgerdichte, Prozesse (7) und (8). — Modelle (A), (B), (C) und (D). S. 27.</p> <p>7: Ladungsträgerdichte, Prozeß (8) mit Ly-α. — Modelle (A), (B), (C) und (D). S. 27.</p> | <p>8: Ladungsträgerdichte, Prozesse (7) und (8) mit Ly-α + 10⁴fachem Kontinuum. — Modell (C). S. 27.</p> <p>9: Stoßzahlen der Elektronen. — Modelle (A), (B) und (C). S. 30.</p> <p>10: Dämpfung in der D-Schicht. — Modelle (B) und (C). S. 30.</p> <p>11: Dämpfung in der verstärkten D-Schicht. — Modell (C). S. 31.</p> <p>12a: Temperaturerhöhung in der D-Schicht bei einer chromosphärischen Eruption. — Modell (C). S. 31.</p> <p>12b: Temperaturerhöhung in der D-Schicht bei einer chromosphärischen Eruption. — Modell (B). S. 31.</p> |
|---|--|

Tabelle 4

Ladungsträgerdichte der D-Schicht durch Prozeß (7) —
Atmosphärenmodell (A).

h [km]	$\chi=0^{\circ}$	$\chi=40^{\circ}$	$\chi=85^{\circ}$
130	$1.1 \cdot 10^2$	$1.3 \cdot 10^2$	$4.2 \cdot 10^2$
120	$2.7 \cdot 10^2$	$2.8 \cdot 10^2$	$8.5 \cdot 10^2$
110	$1.0 \cdot 10^3$	$1.1 \cdot 10^3$	$2.4 \cdot 10^3$
100	$4.1 \cdot 10^3$	$4.2 \cdot 10^3$	$6.7 \cdot 10^3$
95	$6.5 \cdot 10^3$	$6.7 \cdot 10^3$	$6.2 \cdot 10^3$
90	$7.1 \cdot 10^3$	$7.2 \cdot 10^3$	$2.0 \cdot 10^4$
85	$5.9 \cdot 10^3$	$5.3 \cdot 10^3$	$1.1 \cdot 10^2$
80	$3.2 \cdot 10^3$	$2.1 \cdot 10^3$	—
75	$3.6 \cdot 10^2$	$1.5 \cdot 10^2$	—
70	$4.7 \cdot 10^0$	$1.0 \cdot 10^0$	—
Max. Dichte	91 km	92 km	97 km

Tabelle 5

Ladungsträgerdichte der D-Schicht durch den Prozeß (7) —
Atmosphärenmodelle (B) — (C) — (D)

h [km]	(B) $\chi=80^{\circ}$	(C) $\chi=40^{\circ}$	(D) $\chi=80^{\circ}$
130	$1.38 \cdot 10^2$	$1.82 \cdot 10^2$	$3.72 \cdot 10^2$
120	$4.25 \cdot 10^2$	$5.82 \cdot 10^2$	$1.03 \cdot 10^3$
110	$2.02 \cdot 10^3$	$2.28 \cdot 10^3$	$3.30 \cdot 10^3$
100	$6.56 \cdot 10^3$	$6.60 \cdot 10^3$	$6.30 \cdot 10^3$
95	$7.40 \cdot 10^3$	$6.45 \cdot 10^3$	$4.02 \cdot 10^3$
90	$5.44 \cdot 10^3$	$5.30 \cdot 10^3$	$5.85 \cdot 10^2$
85	$2.46 \cdot 10^3$	$3.47 \cdot 10^3$	$2.23 \cdot 10^1$
80	$1.70 \cdot 10^2$	$5.53 \cdot 10^2$	—
75	—	$4.25 \cdot 10^1$	—
70	—	—	—
Max. Dichte	96 km	98 km	100 km

Tabelle 6

Ladungsträgerdichte der D-Schicht durch Prozesse (7) und (8).
Atmosphärenmodelle (A) — (B) — (C) — (D)

h [km]	(A) $\chi=0^{\circ}$	$\chi=40^{\circ}$	$\chi=85^{\circ}$	(B) $\chi=80^{\circ}$	(C) $\chi=40^{\circ}$	(D) $\chi=80^{\circ}$
130	$4.5 \cdot 10^2$	$5.0 \cdot 10^2$	$1.4 \cdot 10^3$	$5.1 \cdot 10^2$	$6.6 \cdot 10^2$	$1.2 \cdot 10^3$
125	$6.3 \cdot 10^2$	$7.2 \cdot 10^2$	$1.9 \cdot 10^3$	$8.9 \cdot 10^2$	$1.1 \cdot 10^3$	$1.8 \cdot 10^3$
120	$1.0 \cdot 10^3$	$1.5 \cdot 10^3$	$2.8 \cdot 10^3$	$1.6 \cdot 10^3$	$2.1 \cdot 10^3$	$3.5 \cdot 10^3$
115	$1.9 \cdot 10^3$	$2.3 \cdot 10^3$	$4.6 \cdot 10^3$	$3.2 \cdot 10^3$	$3.8 \cdot 10^3$	$7.9 \cdot 10^3$
110	$3.7 \cdot 10^3$	$4.5 \cdot 10^3$	$8.1 \cdot 10^3$	$6.3 \cdot 10^3$	$7.2 \cdot 10^3$	$1.6 \cdot 10^4$
105	$7.8 \cdot 10^3$	$8.7 \cdot 10^3$	$1.4 \cdot 10^4$	$1.2 \cdot 10^4$	$1.3 \cdot 10^4$	$1.8 \cdot 10^4$
100	$1.4 \cdot 10^4$	$1.6 \cdot 10^4$	$1.3 \cdot 10^4$	$1.5 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^4$
95	$1.2 \cdot 10^4$	$1.9 \cdot 10^4$	$7.5 \cdot 10^3$	$1.5 \cdot 10^4$	$1.4 \cdot 10^4$	$3.4 \cdot 10^3$
90	$1.9 \cdot 10^4$	$2.0 \cdot 10^4$	$2.3 \cdot 10^3$	$1.1 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^4$	$5.2 \cdot 10^2$
85	$1.6 \cdot 10^4$	$1.4 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^2$	$4.0 \cdot 10^3$	$5.0 \cdot 10^3$	$1.8 \cdot 10^1$
80	$5.6 \cdot 10^3$	$3.6 \cdot 10^3$	—	$1.9 \cdot 10^2$	$6.0 \cdot 10^2$	—
75	$4.3 \cdot 10^2$	$1.3 \cdot 10^2$	—	—	$4.5 \cdot 10^0$	—
70	$2.7 \cdot 10^0$	$(1 \cdot 10^0)$	—	—	—	—
Max. Dichte:	90 km	90 km	103 km	97 km	101 km	107 km

Tabelle 7

Ladungsträgerdichte der verstärkten D-Schicht durch
Prozeß (8) mit Lyman-System

h [km]	(A) $\chi=0^{\circ}$	(B) $\chi=80^{\circ}$	(C) $\chi=40^{\circ}$	(D) $\chi=80^{\circ}$
130	$2.5 \cdot 10^4$	$3.0 \cdot 10^4$	$4.0 \cdot 10^4$	$7.8 \cdot 10^4$
125	$3.6 \cdot 10^4$	$5.0 \cdot 10^4$	$6.6 \cdot 10^4$	$1.3 \cdot 10^5$
120	$5.6 \cdot 10^4$	$8.9 \cdot 10^4$	$1.2 \cdot 10^5$	$2.1 \cdot 10^5$
115	$9.7 \cdot 10^4$	$1.8 \cdot 10^5$	$2.2 \cdot 10^5$	$3.6 \cdot 10^5$
110	$1.7 \cdot 10^5$	$3.7 \cdot 10^5$	$4.1 \cdot 10^5$	$6.6 \cdot 10^5$
105	$3.1 \cdot 10^5$	$7.1 \cdot 10^5$	$7.2 \cdot 10^5$	$1.1 \cdot 10^6$
100	$6.0 \cdot 10^5$	$1.0 \cdot 10^6$	$1.1 \cdot 10^6$	$1.1 \cdot 10^6$
95	$1.0 \cdot 10^6$	$1.3 \cdot 10^6$	$1.3 \cdot 10^6$	$7.3 \cdot 10^5$
90	$1.3 \cdot 10^6$	$1.4 \cdot 10^6$	$1.3 \cdot 10^6$	$3.0 \cdot 10^5$
85	$1.4 \cdot 10^6$	$1.1 \cdot 10^6$	$1.1 \cdot 10^6$	$4.3 \cdot 10^4$
80	$8.9 \cdot 10^5$	$1.8 \cdot 10^6$	$3.2 \cdot 10^5$	$9.1 \cdot 10^1$
75	$2.5 \cdot 10^5$	$1.2 \cdot 10^5$	$1.5 \cdot 10^4$	—
70	$1.7 \cdot 10^4$	—	$7.9 \cdot 10^1$	—
65	$1.6 \cdot 10^1$	—	—	—
Max. Dichte	86 km	90 km	94 km	103 km

Tabelle 8

Ladungsträgerdichte der verstärkten D-Schicht —
Atmosphärenmodell (C)

h [km]	Prozeß (7) 10^4 -faches Kontinuum	Prozeß (8) Ly-System	Prozesse (7) + (8) 10^4 -faches Kont. + max. Ly-System
130	$8.1 \cdot 10^4$	$4.0 \cdot 10^4$	$1.2 \cdot 10^5$
125	$1.3 \cdot 10^5$	$6.6 \cdot 10^4$	$2.0 \cdot 10^5$
120	$2.2 \cdot 10^5$	$1.2 \cdot 10^5$	$3.3 \cdot 10^5$
115	$3.8 \cdot 10^5$	$2.2 \cdot 10^5$	$5.6 \cdot 10^5$
110	$6.9 \cdot 10^5$	$4.1 \cdot 10^5$	$1.1 \cdot 10^6$
105	$1.2 \cdot 10^6$	$7.2 \cdot 10^5$	$2.0 \cdot 10^6$
100	$1.6 \cdot 10^6$	$1.1 \cdot 10^6$	$2.8 \cdot 10^6$
95	$1.5 \cdot 10^6$	$1.3 \cdot 10^6$	$2.8 \cdot 10^6$
90	$1.1 \cdot 10^6$	$1.3 \cdot 10^6$	$2.5 \cdot 10^6$
85	$5.3 \cdot 10^5$	$1.1 \cdot 10^6$	$1.6 \cdot 10^6$
80	$4.0 \cdot 10^4$	$3.2 \cdot 10^5$	$3.6 \cdot 10^5$
75	$6.1 \cdot 10^2$	$1.5 \cdot 10^4$	$1.5 \cdot 10^4$
70	10^0	$7.9 \cdot 10^1$	$7.9 \cdot 10^1$
Max. Dichte	99 km	95 km	94 km

Tabelle 9
Stoßzahlen ν [sec⁻¹] der Elektronen

h[km]	(A) T ⁰	n _L [cm ⁻³]	ν [sec ⁻¹]	(B) T ⁰	n _L [cm ⁻³]	ν [sec ⁻¹]	(C) T ⁰	n _L [cm ⁻³]	ν [sec ⁻¹]
130	550	1.35 · 10 ¹²	1.38 · 10 ⁴	380	7.00 · 10 ¹¹	5.97 · 10 ³	460	5.80 · 10 ¹²	5.45 · 10 ⁴
125	525	1.76 · 10 ¹²	1.76 · 10 ⁴	362	9.50 · 10 ¹¹	7.98 · 10 ³	450	7.50 · 10 ¹²	6.96 · 10 ⁴
120	490	2.35 · 10 ¹²	2.28 · 10 ⁴	355	1.80 · 10 ¹²	1.48 · 10 ⁴	436	1.17 · 10 ¹³	1.07 · 10 ⁵
115	450	3.40 · 10 ¹²	3.16 · 10 ⁴	340	2.70 · 10 ¹²	2.18 · 10 ⁴	423	1.56 · 10 ¹³	1.40 · 10 ⁵
110	410	5.20 · 10 ¹²	4.60 · 10 ⁴	325	4.30 · 10 ¹²	3.89 · 10 ⁴	408	2.38 · 10 ¹³	2.15 · 10 ⁵
105	375	8.20 · 10 ¹²	6.94 · 10 ⁴	305	6.00 · 10 ¹²	4.59 · 10 ⁴	388	3.55 · 10 ¹³	3.06 · 10 ⁵
100	343	1.35 · 10 ¹³	1.09 · 10 ⁵	285	1.10 · 10 ¹³	8.12 · 10 ⁴	355	5.15 · 10 ¹³	4.25 · 10 ⁵
95	293	2.66 · 10 ¹³	1.99 · 10 ⁵	265	1.86 · 10 ¹³	1.32 · 10 ⁵	320	7.65 · 10 ¹³	5.99 · 10 ⁵
90	243	6.33 · 10 ¹³	4.31 · 10 ⁵	240	3.96 · 10 ¹³	2.68 · 10 ⁵	280	1.53 · 10 ¹⁴	1.12 · 10 ⁶
85	213	1.62 · 10 ¹⁴	1.03 · 10 ⁶	208	9.37 · 10 ¹³	5.90 · 10 ⁵	245	3.28 · 10 ¹⁴	2.25 · 10 ⁶
80	183	4.13 · 10 ¹⁴	2.45 · 10 ⁶	185	2.58 · 10 ¹⁴	1.53 · 10 ⁶	206	8.13 · 10 ¹⁴	5.10 · 10 ⁶
75	183	1.05 · 10 ¹⁵	6.21 · 10 ⁶	180	6.79 · 10 ¹⁴	3.98 · 10 ⁶	230	1.67 · 10 ¹⁵	1.11 · 10 ⁷
70	198	2.46 · 10 ¹⁵	1.50 · 10 ⁷	190	1.60 · 10 ¹⁵	9.65 · 10 ⁶	250	3.25 · 10 ¹⁵	2.25 · 10 ⁷
65	223	4.86 · 10 ¹⁵	3.18 · 10 ⁷	240	2.81 · 10 ¹⁵	1.90 · 10 ⁷	273	6.32 · 10 ¹⁵	4.56 · 10 ⁷
60	273	7.94 · 10 ¹⁵	5.74 · 10 ⁷	268	5.18 · 10 ¹⁵	3.72 · 10 ⁷	293	1.06 · 10 ¹⁶	7.94 · 10 ⁷

Tabelle 10
Dämpfung $\Delta\delta_2$ der Frequenzen 3, 4.5, 6 und 12 MHz
in der normalen D-Schicht
Mittag im kältesten Monat (B) und im wärmsten
Monat (C),

Δh [km]	(B) 3 MHz	4.5 MHz	6 MHz	12 MHz	(C) 3 MHz	4.5 MHz	6 MHz	12 MHz
110—105	6.9 · 10 ⁻⁴	3.0 · 10 ⁻⁴	1.7 · 10 ⁻⁴	4.3 · 10 ⁻⁵	5.0 · 10 ⁻³	2.2 · 10 ⁻³	1.2 · 10 ⁻³	3.1 · 10 ⁻⁴
105—100	1.8 · 10 ⁻³	7.9 · 10 ⁻⁴	4.4 · 10 ⁻⁴	1.1 · 10 ⁻⁴	1.8 · 10 ⁻²	5.7 · 10 ⁻³	3.2 · 10 ⁻³	8.0 · 10 ⁻⁴
100—95	3.9 · 10 ⁻³	1.7 · 10 ⁻³	9.8 · 10 ⁻⁴	2.5 · 10 ⁻⁴	2.3 · 10 ⁻²	1.0 · 10 ⁻²	5.8 · 10 ⁻³	1.5 · 10 ⁻³
95—90	6.4 · 10 ⁻³	2.8 · 10 ⁻³	1.6 · 10 ⁻³	4.0 · 10 ⁻⁴	3.4 · 10 ⁻²	1.4 · 10 ⁻²	8.3 · 10 ⁻³	2.0 · 10 ⁻³
90—85	9.5 · 10 ⁻³	4.2 · 10 ⁻³	2.4 · 10 ⁻³	5.9 · 10 ⁻⁴	4.0 · 10 ⁻²	1.8 · 10 ⁻²	9.9 · 10 ⁻³	2.5 · 10 ⁻³
85—80	7.6 · 10 ⁻³	3.4 · 10 ⁻³	1.9 · 10 ⁻³	4.8 · 10 ⁻⁴	3.6 · 10 ⁻²	1.6 · 10 ⁻²	9.1 · 10 ⁻³	2.3 · 10 ⁻³
80—75	9.4 · 10 ⁻⁴	4.2 · 10 ⁻⁴	2.3 · 10 ⁻⁴	5.9 · 10 ⁻⁵	9.9 · 10 ⁻³	4.4 · 10 ⁻³	2.5 · 10 ⁻³	6.2 · 10 ⁻⁴
75—70	—	—	—	—	1.6 · 10 ⁻⁴	7.2 · 10 ⁻⁵	4.0 · 10 ⁻⁵	1.0 · 10 ⁻⁵
$\delta_2 = \sum \Delta\delta_2$	0.0308	0.0137	0.0077	0.0019	0.1659	0.0703	0.0400	0.0113
δ_2 [db]	-0.616	-0.274	-0.154	-0.039	-3.32	-1.41	-0.80	-0.23

Tabelle 11
Dämpfung der Frequenzen 3, 10 und 15 MHz in der
verstärkten D-Schicht
Mittag im wärmsten Monat (C)

Δh [km]	$\Sigma \Delta \delta_2$: 3 MHz	10 MHz	15 MHz
88—87			100.1
87—86			76.3
86—85			49.8
85—84			21.1
84—83			15.1
83—82		76.1	10.7
82—81		45.1	7.21
82—80		11.8	4.19
80—79		6.16	2.47
79—78		3.61	1.52
78—77	41.8	2.03	$8.78 \cdot 10^{-1}$
77—76	17.6	1.10	$4.81 \cdot 10^{-1}$
76—75	7.72	$5.97 \cdot 10^{-1}$	$2.64 \cdot 10^{-1}$
75—74	3.86	$3.17 \cdot 10^{-1}$	$1.42 \cdot 10^{-1}$
74—73	1.80	$1.51 \cdot 10^{-1}$	$6.86 \cdot 10^{-2}$
73—72	$6.75 \cdot 10^{-1}$	$5.99 \cdot 10^{-2}$	$2.65 \cdot 10^{-2}$
72—71	$2.03 \cdot 10^{-1}$	$1.82 \cdot 10^{-2}$	$8.05 \cdot 10^{-3}$
71—70	$4.98 \cdot 10^{-2}$	$4.46 \cdot 10^{-3}$	$1.97 \cdot 10^{-3}$
70—69	$1.07 \cdot 10^{-2}$	$9.62 \cdot 10^{-4}$	$4.24 \cdot 10^{-4}$
69—68	$1.72 \cdot 10^{-3}$	$1.63 \cdot 10^{-4}$	$7.24 \cdot 10^{-5}$
68—67	$2.78 \cdot 10^{-4}$	$2.52 \cdot 10^{-5}$	$1.11 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 12a

Temperaturerhöhung T^0 in der D-Schicht bei einer
 chromosphärischen Eruption
 Sommermittag (C) — $Q+E=2.13 \cdot 10^5$ [cal/Mol]

Δh [km]	300 sec	1800 sec
110—105	0.02	0.1
105—100	0.2	1.0
100—95	0.8	5.0
95—90	0.5	3.1
90—88	0.3	1.7
88—86	0.2	1.3
86—84	0.1	0.6
84—82	0.02	0.1
82—80	0.01	0.1

Ly-System + Kontinuum

Tabelle 12b

Temperaturerhöhung in der D-Schicht bei einer
 chromosphärischen Eruption
 Wintermittag (B) — $Q+E=2.13 \cdot 10^5$ [cal/Mol]

Δh [km]	300 sec	1800 sec
100—105	0.03	0.2
105—100	0.4	2.4
100—95	2.4	14.4
95—90	1.7	10.2
90—88	1.0	6.0
88—86	0.8	4.8
86—84	0.3	1.8
84—82	0.1	0.6
82—80	0.03	0.2

Ly-System

