

Gleichzeitige Bestimmung von Elektronenkonzentration und Elektronenstoßzahl in einem örtlich langsam veränderlichen Magnetoplasma (Teil II)

W. Muschler *

Max-Planck-Institut für Aeronomie, Abteilung Weltraumphysik, Lindau (Harz)

(Z. Naturforsch. **29 a**, 75–83 [1974] ; eingegangen am 8. August 1973)

Simultaneous Determination of Electron Concentration and Electron Collision Frequency in a Locally Slowly Varying Magnetoplasma (II)

A preceding paper was concerned with the principles of a wave propagation experiment. These appeared suitable for a simultaneous determination of electron concentration N_e and of electron collision frequency ν in a magnetoplasma. They considered measurements of the refractive index n and of wave polarization ϱ , both of which being determined by field strength ratios. In this paper supplementary numerical calculations are carried out using a plasma model that corresponds to conditions observable in the earth's lower day time ionosphere and that is characterized by exclusively positive gradients of N_e . Furthermore, a modification of the original principle is discussed re-nouncing measurements of n and using only those of ϱ . Numerical calculations on error propagation demonstrate a significant superiority of the modified version. WKB solutions of coupled wave equations are used. As the plasma model includes local variations of the plasma parameters, the theory can be applied only to limited height and frequency intervals. These are deduced from the coupling parameter ψ .

§ 1. Einleitung

In einer vorangegangenen Arbeit¹ wurden allgemeine Untersuchungen über ein Meßverfahren zur gleichzeitigen Bestimmung von Elektronenkonzentration N_e und Elektronenstoßzahl ν in einem örtlich langsam veränderlichen Magnetoplasma angestellt. Diese werden jetzt auf eine abgewandelte Form des beschriebenen Meßprinzips ausgedehnt und beide Versionen auf ihre Grenzen bei einer experimentellen Anwendung in der Ionosphäre der Erde überprüft. Die maßgeblichen Kriterien sind dabei Fehlerfortpflanzung, Kopplung und Dämpfung.

§ 2. Das Meßprinzip in abgewandelter Form

Das in (1) beschriebene Meßprinzip sieht die Ermittlung von N_e und ν auf dem Weg über den komplexen Brechungsindex n und über die ebenfalls komplexe Wellenpolarisation ϱ vor. Das Ergebnis wird hierbei von vier gemessenen Ausgangsgrößen bestimmt, nämlich von $|n|$, $\arg n$, $|\varrho|$ und $\arg \varrho$.

Benutzt man in Abwandlung dieses Vorgehens an Stelle der Gl. (2.1) aus (1) (vollständige Appleton-Hartree-Formel) allein den Ausdruck für ϱ (dortiger Term A), so lassen sich ebenfalls explizite Beziehungen für X und Z [vgl. (1)] und damit für N_e bzw. ν gewinnen. Diese haben den Vorzug, nur noch

von den beiden Meßgrößen $|\varrho|$ und $\arg \varrho$ abzu-hängen. Es ergeben sich die folgenden Beziehungen:

$$X(\varrho) = 1 - q \frac{|\varrho|(\sin \beta)(|\varrho|^2 - 1)}{|\varrho|^4 + 2|\varrho|^2(\cos 2\beta) + 1} \quad (2.1)$$

und

$$Z(\varrho) = -q \frac{|\varrho|(\cos \beta)(|\varrho|^2 + 1)}{|\varrho|^4 + 2|\varrho|^2(\cos 2\beta) + 1}, \quad (2.2)$$

wobei $q = Y_T^2/Y_L$ und $\beta = \arg \varrho$. Auf Grund des veränderten funktionellen Zusammenhanges wird eine Verbesserung der Fehlerbilanz gegenüber den Funktionen $X = X(n, \varrho)$ und $Z = Z(n, \varrho)$ erwartet.

§ 3. Fehlerbeziehungen für das ursprüngliche und für das abgewandelte Meßprinzip

Die zur Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes benötigten partiellen Ableitungen lauten für die Funktionen $X = X(n, \varrho)$ und $Z = Z(n, \varrho)$ wie folgt:

$$\frac{\partial X}{\partial |n|} = (1 - Y_L \zeta) \frac{4|n|^3 - 2(|n|^5 + |n|)\cos 2\varphi}{(1 - |n|^2 \cos 2\varphi)^2}, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial X}{\partial \varphi} = (1 - Y_L \zeta) \frac{2|n|^2(1 - |n|^4)\sin 2\varphi}{(1 - |n|^2 \cos 2\varphi)^2}, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial X}{\partial |\varrho|} = -Q_1 Y_L \sin \beta, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial X}{\partial \beta} = -Q_1 Y_L |\varrho| \cos \beta, \quad (3.4)$$

* Sonderdruckanforderungen an jetzige Anschrift: Fachhochschule Würzburg-Schweinfurt, D-8720 Schweinfurt, Ignaz-Schön-Straße 11.



wobei

$$Q_1 = 2 + (|n|^4 - 1)/(1 - |n|^2 \cos 2\varphi), \quad (3.5)$$

$$\zeta = |\varrho| \sin \beta \quad (3.6)$$

und

$$\varphi = -\arcsin n \quad [\text{vgl. (1)}]. \quad (3.7)$$

Weiterhin gilt

$$\frac{\partial Z}{\partial |n|} = (1 - Y_L \zeta) \frac{2|n| \sin 2\varphi}{(1 - |n|^2 \cos 2\varphi)^2}, \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial \varphi} = (1 - Y_L \zeta) \frac{2|n|^2 (\cos 2\varphi - |n|^2)}{(1 - |n|^2 \cos 2\varphi)^2}, \quad (3.9)$$

$$\partial Z / \partial |\varrho| = Y_L (\cos \beta - Q_2 \sin \beta), \quad (3.10)$$

$$\partial Z / \partial \beta = -Y_L |\varrho| (Q_2 \cos \beta + \sin \beta), \quad (3.11)$$

wobei

$$Q_2 = (|n|^2 \sin 2\varphi)/(1 - |n|^2 \cos 2\varphi). \quad (3.12)$$

Für die Funktionen $X = X(\varrho)$ und $Z = Z(\varrho)$ gewinnt man

$$\begin{aligned} \partial X / \partial |\varrho| &= q(\sin \beta) [|\varrho|^6 - (3 + 2 \cos 2\beta) \\ &\quad \cdot (|\varrho|^4 + |\varrho|^2 + 1)] / Q_3, \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} \partial X / \partial \beta &= -q(\cos \beta) |\varrho| (|\varrho|^2 - 1) \\ &\quad \cdot [(|\varrho|^2 + 1)^2 + 4|\varrho|^2 \sin^2 \beta] / Q_3, \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} \partial Z / \partial |\varrho| &= q(\cos \beta) [|\varrho|^6 + (3 - 2 \cos 2\beta) \\ &\quad \cdot (|\varrho|^4 - |\varrho|^2 - 1)] / Q_3 \end{aligned} \quad (3.15)$$

und

$$\begin{aligned} \partial X / \partial |\varrho| &= q(\sin \beta) |\varrho| (|\varrho|^2 + 1) [4|\varrho|^2 \cos^2 \beta \\ &\quad - (|\varrho|^2 - 1)^2] / Q_3, \end{aligned} \quad (3.16)$$

wobei

$$Q_3 = [|\varrho|^4 + 2|\varrho|^2 (\cos 2\beta) + 1]^2. \quad (3.17)$$

§4. Höhen- und frequenzabhängiges Verhalten von n und ϱ

Um die Eignung beider Versionen des Verfahrens für einen Einsatz in der Ionosphäre der Erde untersuchen zu können, wird ein Ionosphärenmodell herangezogen, das bereits für analoge Betrachtungen bei fehlendem Magnetfeld benutzt worden ist² und das durch einen ausschließlich positiven Höhengradienten der Elektronenkonzentration innerhalb des in Frage kommenden Höhenbereiches charakterisiert ist (Abb. 1). Ein prinzipiell ähnlicher Verlauf der Elektronenkonzentration kann bei Tage unter verschiedenen geographischen und jahreszeit-

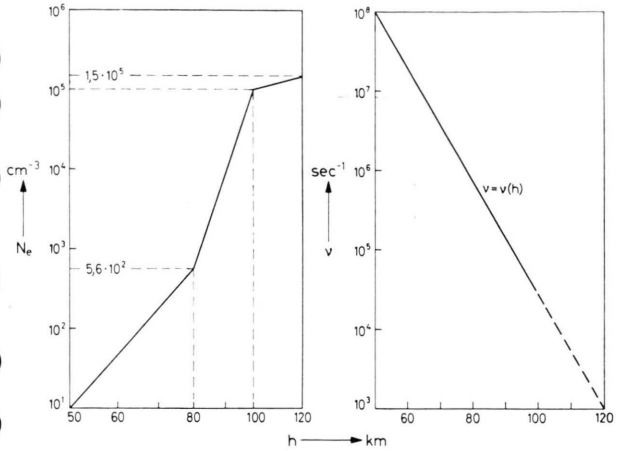


Abb. 1. Profile der Elektronenkonzentration und der Elektronenstoßzahl für das benutzte Ionosphärenmodell.

lichen Bedingungen beobachtet werden³⁻⁹. Andere Messungen weisen auf das Auftreten einer Umkehr des Höhengradienten von N_e hin. Dieser Fall wird an anderer Stelle erörtert¹⁰.

Zunächst wird das höhen- und frequenzabhängige Verhalten der komplexen Größen n und ϱ betrachtet. Benutzt werden wiederum jeweils Betrag und Argument (Abb. 2 bis 7).

Die beiden möglichen Ausbreitungsarten einer Welle im Magnetoplasma sind durch die Indizes 1 und 2 gekennzeichnet, an Stelle der nicht immer ein-

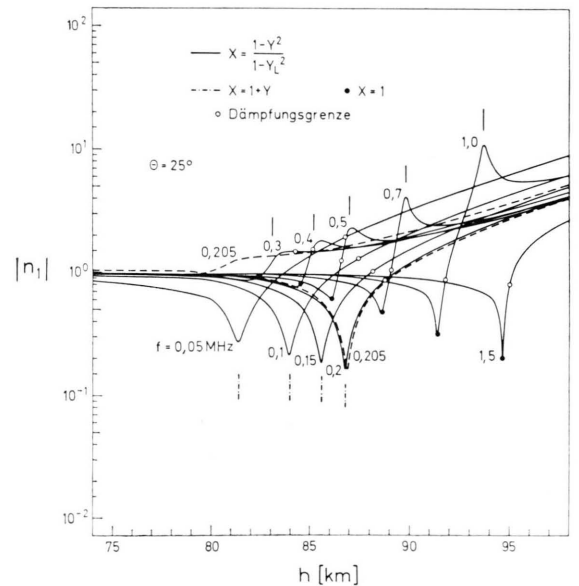
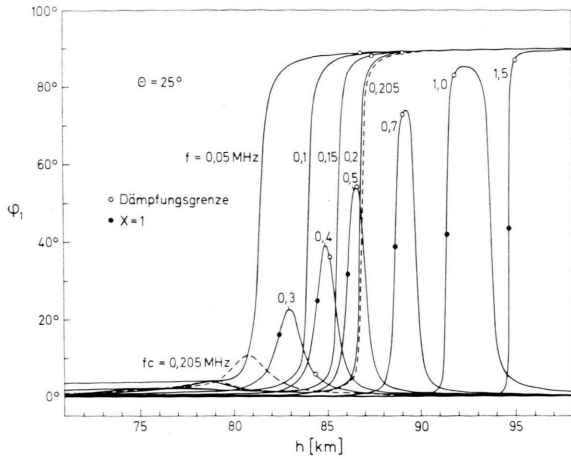
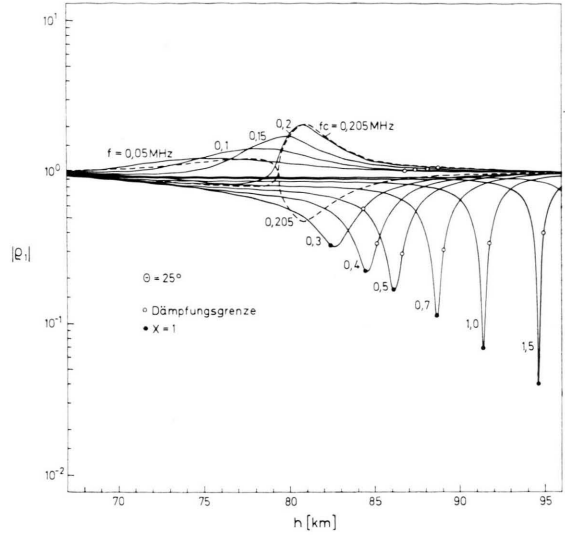
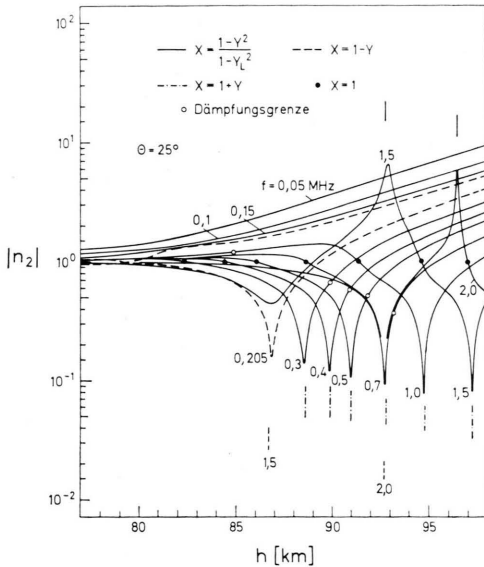
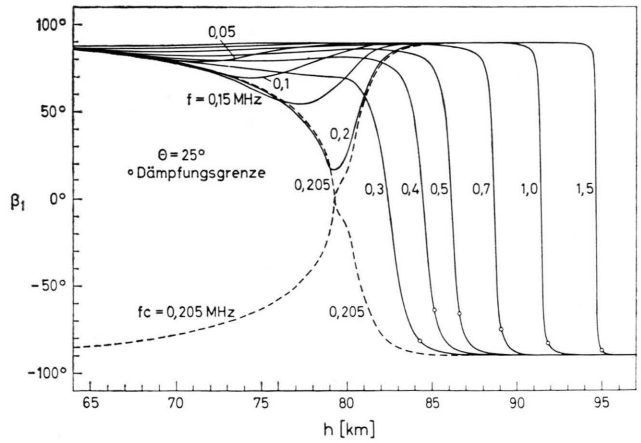
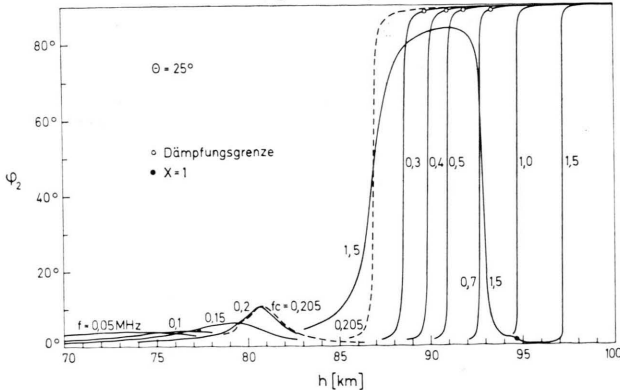


Abb. 2. Höhen- und frequenzabhängiger Verlauf von $|n_1|$. Gestrichelte Kurven: $f_c = 0,205$ MHz. Bedeutung der Markierungen: siehe Bildkopf.

Abb. 3. Höhen- und frequenzabhängiger Verlauf von $\varphi_1 = -\arcsin n_1$.Abb. 6. Höhen- und frequenzabhängiger Verlauf von $|\varrho_1|$.Abb. 4. Höhen- und frequenzabhängiger Verlauf von $|n_2|$ (vgl. Abb. 2).Abb. 7. Höhen- und frequenzabhängiger Verlauf von $\beta_1 = \arcsin \varrho_1$.Abb. 5. Höhen- und frequenzabhängiger Verlauf von $\varphi_2 = -\arcsin n_2$.

deutigen Bezeichnung „ordentliche“ oder „außerordentliche“ Welle.

Infolge der beiden möglichen Vorzeichen der Wurzel im Ausdruck A der Gl. (2.1) aus (1) kann es beim Überschreiten des Wertes $X=1$ zu Unstetigkeiten im Verlauf des Parameters ϱ und damit von n kommen. Definiert man als kritische Kopplungsfrequenz f_c diejenige, bei welcher gleichzeitig die Bedingungen $X=1$ und $Z=Z_c$ (mit $Z_c = |Y_T^2/2Y_L|$) erfüllt sind, so ergibt sich bei der gewählten Schreibweise von Gl. (2.1) aus (1) glatte Anfügung, wenn die genannten Wurzelvorzeichen für $X>1$ bei unterkritischen Frequenzen ($f<f_c$) beibehalten, bei überkritischen Frequenzen ($f>f_c$) vertauscht werden. Verwendet man weiter als Definition einer

ordentlichen oder außerordentlichen Welle diejenige nach Kelso¹¹, so liefert das — im beschriebenen Sinne — jeweils obenstehende Vorzeichen die Wellenparameter der ordentlichen, das jeweils untenstehende Vorzeichen diejenigen der außerordentlichen Welle (Index 1 bzw. 2). Da im Falle der kritischen Kopplung die Wurzel A verschwindet, sind n und q für $f=f_c$ und $X>1$ willkürlich indizierbar und daher für diesen Fall jeweils beide Funktionen in den Diagrammen veranschaulicht. Sie lassen den Übergang von der unterkritischen zur überkritischen Struktur erkennen.

In den Darstellungen für $|n|$ (Abb. 2 und 4) sind diejenigen Höhen besonders gekennzeichnet, bei welchen die Appleton-Hartree-Formel im stoßfreien Fall ($Z=0$) für einen der Werte des Brechungsindex n Nullstellen ($X=1$, $X=1-Y$, $X=1+Y$) bzw. eine Unendlichkeitsstelle [$X=(1-Y^2)/(1-Y_L^2)$] aufweist. Diese erklären das Auftreten der Minima und Maxima auch im Fall $Z \neq 0$.

Nicht besonders veranschaulicht ist q_2 , da wegen $q_1 \cdot q_2 = 1$ (vgl. ¹²) $|q_2|$ bei logarithmischer Darstellung symmetrisch zu $|q_1|$, β_2 symmetrisch zu β_1 verläuft (Symmetrieachsen $|q|=1$ bzw. $\beta=0^\circ$).

In den Darstellungen lassen sich bis zu drei verschiedene Kurvengruppierungen erkennen, welche durch die Parameter f_c (kritische Kopplungsfrequenz) und f_H (Gyrofrequenz) getrennt sind. Für das angenommene Ionosphärenmodell haben diese die Werte 0,205 bzw. 1,3 MHz.

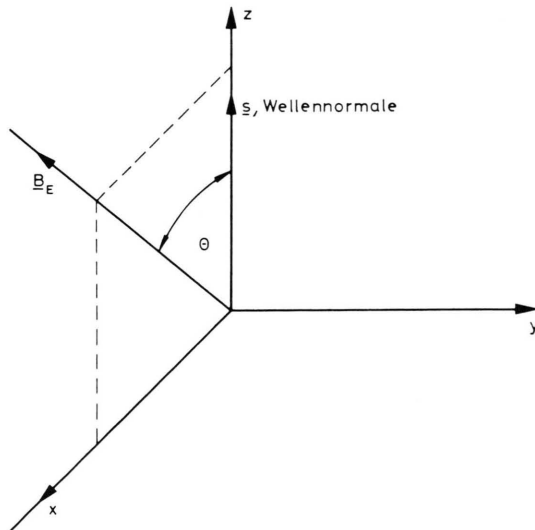


Abb. 8. Veranschaulichung der Lage des Koordinatensystems bei gegebenen Richtungen der Wellennormale \mathbf{s} und des Magnetfeldes \mathbf{B}_E .

Der gewählte Neigungswinkel Θ zwischen Wellennormale \mathbf{s} und Richtung des erdmagnetischen Feldes \mathbf{B}_E ($\Theta=25^\circ$) (Abb. 8) entspricht den Verhältnissen einer senkrecht aufsteigenden Welle auf der südlichen bzw. einer senkrecht absteigenden Welle auf der nördlichen Hemisphäre (geomagnetische Breite $\Phi = \mp 47^\circ$ bei zentrischer magnetischer Dipolachse). Um die Verhältnisse für die entgegengesetzt laufenden Wellen zu beschreiben, ist das Vorzeichen von q zu vertauschen, d. h. β um $\pm \pi$ zu verändern.

§ 5. Fehlererwartung auf Grund des Fehlerfortpflanzungsgesetzes

In den folgenden Betrachtungen wird zwischen dem ursprünglichen und dem abgewandelten Meßprinzip unterschieden (Fälle A und B).

5.1. Fehlererwartung im Fall A

Da n_1 und n_2 im Funktionsverlauf sehr verschieden sind, liefern auch $\Delta X/X = \Delta N_e/N_e$ und $\Delta Z/Z = \Delta v/v$ für beide Ausbreitungsarten recht unterschiedliche Ergebnisse (Abb. 9 bis 12). Die Ausgangsfehler sind hierbei mit $\Delta|n|/|n| = \Delta|q|/|q| = \pm 1\%$ und $\Delta\varphi = \Delta\beta = \pm 1^\circ$ angesetzt. Während unter einer solchen Annahme für beide Ausbreitungsarten Minimalwerte von $\Delta X/X$ um 1% oder darunter erreicht werden, liegen diese bei $\Delta Z/Z$ erheblich höher [im dargestellten Höhenbereich nicht unter ca. 15% (A_1) bzw. 50% (A_2)].

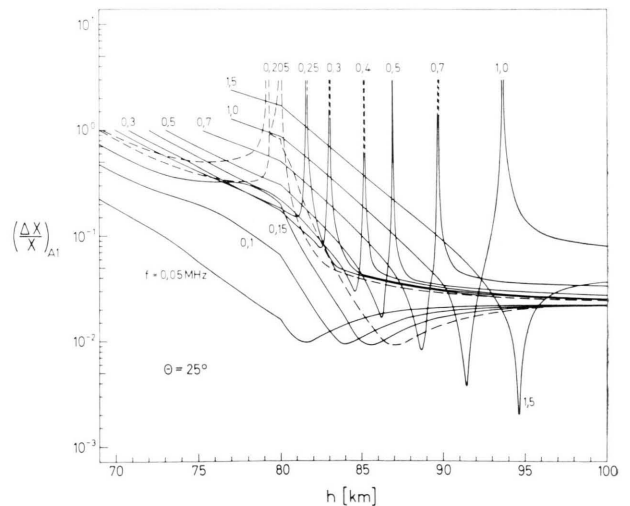
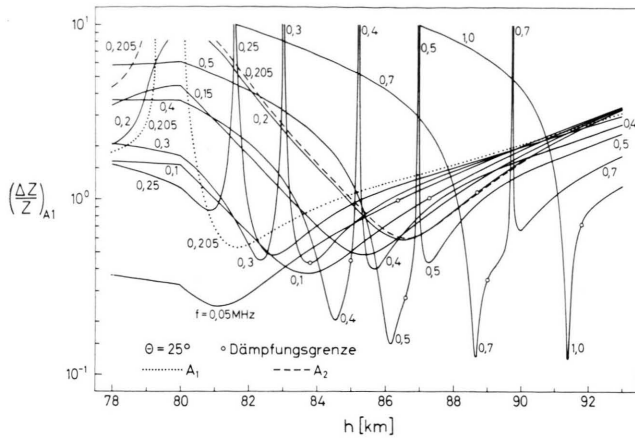
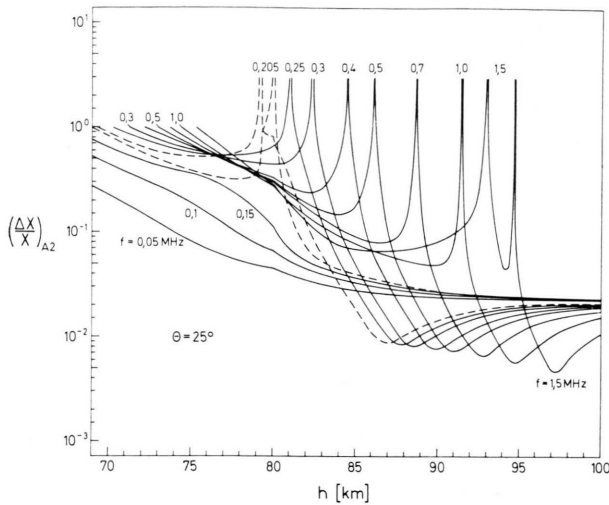
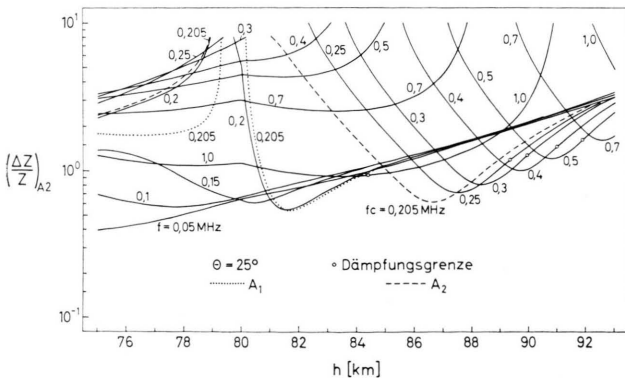


Abb. 9. Relativer Fehler von N_e für Meßprinzip A und Ausbreitungsart 1.

Abb. 10. Relativer Fehler von ν für Meßprinzip A und Ausbreitungsart 1.Abb. 11. Relativer Fehler von N_e für Meßprinzip A und Ausbreitungsart 2.Abb. 12. Relativer Fehler von ν für Meßprinzip A und Ausbreitungsart 2.

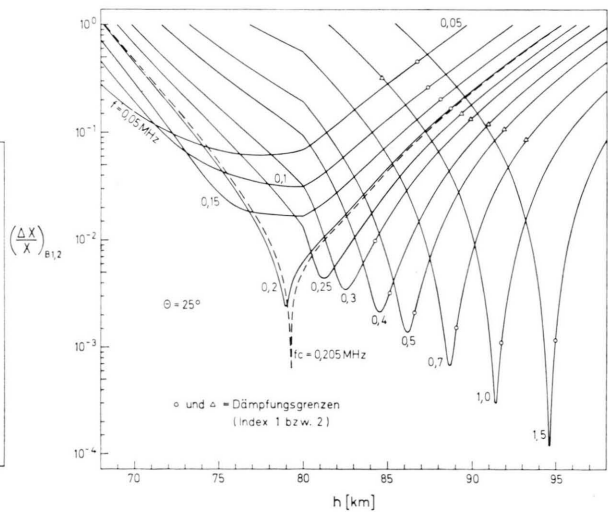
Die Minima und Maxima der Fehlerkurven lassen sich den bereits herausgestellten Sonderwerten von X zuordnen (vgl. Tabelle 1).

Tab. 1.

Höhenabhängige Funktion	Frequenz f	Minima nahe der Stelle	Maxima nahe der Stelle
$\left(\frac{\Delta X}{X}\right)_{A1}$	$< f_c$	$X = 1 + Y$	—
oder $\left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)_{A1}$	$f_c < f < f_H$	$X = 1$	$X = \frac{1 - Y^2}{1 - Y_L^2}$
	$> f_H$	$X = 1$	—
$\left(\frac{\Delta X}{X}\right)_{A2}$	$> f_c$	$X = 1 + Y$	$X = 1$
oder $\left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)_{A2}$	$> f_H$	$X = 1 + Y$	$X = \frac{1 - Y^2}{1 - Y_L^2}$
			$X = 1$

5.2. Fehlererwartung im Fall B

Da bei dem abgewandelten Meßprinzip auf die Ermittlung von n verzichtet wird, sind die jetzt zu erwartenden Fehlerdarstellungen frei von Strukturen, die von einem für den Brechungsindex typischen Verhalten herrühren und die im Falle A das Bild bestimmen. Für die Fehlerkurven des Falles B ist nun das Auftreten einfacher Minima charakteristisch (Abb. 13 und 14). Sie liegen für $f > f_c$ an Stellen mit $X = 1$.

Abb. 13. Relativer Fehler von N_e für Meßprinzip B (beide Ausbreitungsarten). Meßfehler für ϱ wie im Fall A.

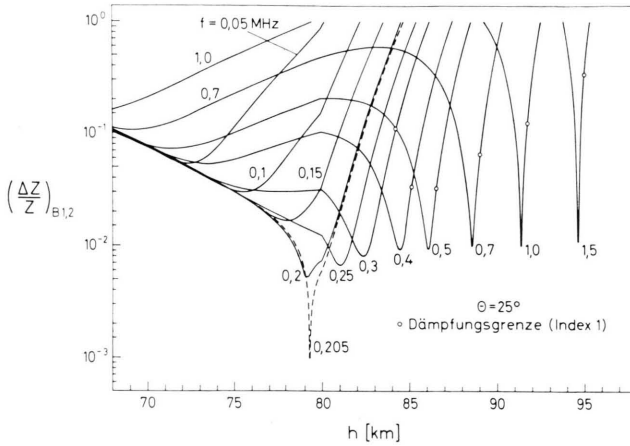


Abb. 14. Relativer Fehler von r für Meßprinzip B (beide Ausbreitungsarten). Meßfehler von q wie im Fall A.

Es ist hier nicht erforderlich, getrennte Betrachtungen für beide Ausbreitungsarten anzustellen, da wegen $q_1 \cdot q_2 = 1$ Invarianz der Gln. (3.13) bis (3.17) gegenüber einem Wechsel der Ausbreitungsart besteht.

Werden wiederum die gleichen Meßfehler wie unter 5.1 angenommen, so zeigt ein Vergleich der Fehlerdiagramme für die Fälle A und B eine erhebliche Verminderung der Fehlerwerte beim Übergang zum abgewandelten Meßprinzip (Minimalwerte jetzt sowohl für $\Delta X/X$ wie für $\Delta Z/Z$ unter 1%).

§ 6. Untersuchung der Dämpfungseinflüsse auf die Wellenausbreitung

Ausgehend von den Gln. (3.4) und (3.5) aus (1) lassen sich analog zur Ableitung in (2) Ausdrücke für die Dämpfung gewinnen, wobei zwischen der elektrischen und der magnetischen Feldstärke, ihren x - und y -Komponenten und den beiden verschiedenen Ausbreitungsarten zu unterscheiden ist. Für alle acht Feldstärkekomponenten läßt sich die Dämpfung getrennt verfolgen. Als *Dämpfungsgrenze* wird diejenige Höhe h gewählt, bei welcher eine der zur Messung gelangenden Feldstärkekomponenten als erste den Dämpfungswert $D = 60$ dB erreicht. Diese ist auf den Kurven der maßgeblichen Darstellungen angegeben. Die Dämpfungsgrenzen des Falles B können allein aus den magnetischen Feldstärkekomponenten gewonnen werden, wie in § 9 näher erläutert wird.

§ 7. Verhalten des Kopplungsparameters ψ

Die Gleichungen für verschiedene Feldstärkekomponenten [Gln. (3.4) und (3.5) aus (1)] stellen die WKB-Lösungen gekoppelter Wellengleichungen für das örtlich langsam veränderliche Magnetoplasma dar. Sie werden unter der Voraussetzung gewonnen, daß die Kopplungsterme der simultanen Differentialgleichungen vernachlässigbar sind. Sind die WKB-Lösungen gültig, so sind auch die einfachen Zuordnungen zwischen n und q und den Feldstärkekomponenten erfüllt [Gln. (3.6), (3.7), (4.1) und (4.2) aus (1)]. Nicht vernachlässigbar sind die Kopplungsterme im Bereich von Plasmazonen, die *Ursprungsgebiete* reflektierter Wellen oder gekoppelter Wellen der komplementären Ausbreitungsart sind. Solche Bereiche sind dem hier besprochenen Verfahren nicht zugänglich (1).

Einblick in die Ionosphärenverhältnisse vermag unter diesem Aspekt der Kopplungsparameter ψ zu geben, der für das Verschwinden und Nichtverschwinden von Kopplungstermen maßgebend ist, beispielsweise innerhalb der Försterlingschen gekoppelten Gleichungen^{12, 13}. Er ist zu beschreiben gemäß

$$\psi = \frac{-i Y_T^2 Y_L}{4(1 - X - iZ)^2 Y_L^2 + Y_T^4} \cdot \frac{1}{k} \cdot \frac{d}{dz} (X + iZ), \quad (7.1)$$

wobei k = Wellenzahl und z = Ortskoordinate (Höhe).

ψ wurde für das angenommene Ionosphärenmodell berechnet und sein Betrag als Funktion der Höhe für verschiedene Frequenzen dargestellt (Abb.

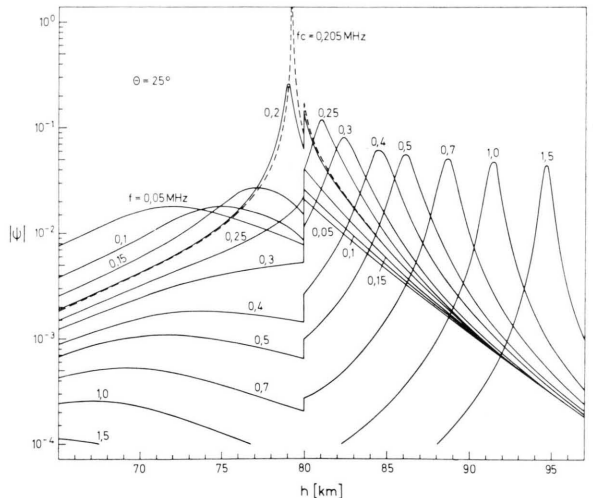


Abb. 15. Betrag des Kopplungsparameters ψ in Abhängigkeit von Höhe und Frequenz.

15). Wie Gl. (7.1) erwarten läßt, ergibt sich unter den Bedingungen der kritischen Kopplung ($X=1$ und $Z=Z_c$) ein Pol von ψ . Ferner treten für $f > f_c$ Maxima von $|\psi|$ an den Stellen $X=1$ auf. Die flachen Maxima für $f < f_c$ liegen abseits der Stellen mit $X=1$.

Die Kopplungs- und Reflexionszonen bei $X=1$ und $f \geq f_c$ wird man bei Anwendung des Verfahrens durch geeignete Frequenzwahl oder durch Frequenzwechsel umgehen. Außerhalb dieser Zonen scheint es aber der Kopplungsparameter ψ mit der erst in unmittelbarer Nähe von f_c erfolgenden Zuspitzung zuzulassen, das Medium als hinreichend langsam veränderlich anzunehmen. Die WKB-Lösungen werden dort als Näherungslösungen mit nur geringen Fehlern der Feldstärkewerte für diesen Bereich betrachtet.

Quantitative Aussagen über unerwünschte komplementäre Feldstärkeanteile im Wellenfeld des inhomogenen Mediums werden auf dem Weg über eine vollständige Lösung der Wellengleichung (full wave analysis)¹⁴ oder durch äquivalente Verfahren¹⁵ unter erhöhtem numerischen Aufwand möglich. Dabei stellen Altman und Postan¹⁵ auf Grund einer vorläufigen Analyse fest, daß unter den Bedingungen der typischen Tagesionosphäre Reflexions- und Kopplungsechos aus Niveaus mit $X=1$ bei niedrigen Frequenzen (Langwellenbereich) vernachlässigbar sind. Dieses Ergebnis steht in Einklang mit experimentellen Untersuchungen von Kelso u. a.¹⁶ und stützt die oben gemachte Annahme.

In der Kurvenschar für $|\psi|$ treten bei der Höhe $h=80$ km Sprungstellen von $|\psi|$ auf. Diese sind auf eine Unstetigkeit des N_e -Gradienten im Ionosphärenmodell (Abb. 1) zurückzuführen.

§ 8. Folgerungen aus dem Fehler- und ψ -Verhalten; experimentelle Gesichtspunkte

Nach einem zu (2) analogen Vorgehen sind aus den Fehlerdiagrammen des (günstigeren) Falles B (Abb. 13 und 14) Darstellungen zu gewinnen (Abb. 16 und 17), aus welchen die zweckmäßigsten Zuordnungen zwischen Meßhöhe und Meßfrequenz übersichtlich entnommen werden können. Neben den prozentualen Fehlern von N_e und ν ($\Delta X/X$ bzw. $\Delta Z/Z$) enthalten sie die erwähnten Dämpfungsgrenzen (§ 6), ferner die Stellen mit $X=1$ für $f \geq f_c$, d. h. die Kopplungs- und Reflexionszentren im Sinne des § 7.

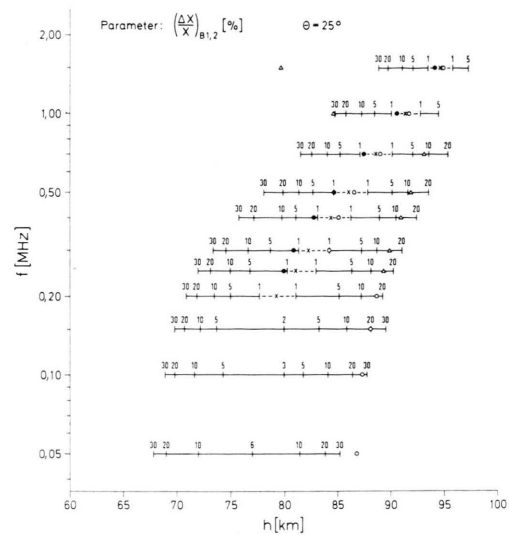


Abb. 16. Diagramm zur Ermittlung der zweckmäßigsten Höhen-Frequenz-Zuordnung, Parameter $\Delta X/X$. Zeichenerklärung: — Parameterwerte $< 1\%$; ● $|\varrho_1| = 0,5$ für $f > f_c$; × $X=1$ für $f \geq f_c$; ○ Dämpfungsgrenze (Index 1); △ Dämpfungsgrenze (Index 2) (für $f \leq f_c$ jenseits der rechten Darstellungsgrenze).

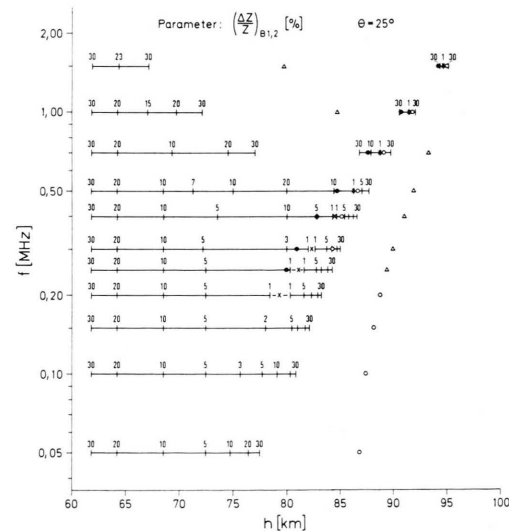


Abb. 17. Diagramm zur Ermittlung der zweckmäßigsten Höhen-Frequenz-Zuordnung, Parameter $\Delta Z/Z$. Bezeichnungen wie in Abb. 16.

Reflektierte Wellen der gleichen Ausbreitungsart stellen auf Grund früherer Untersuchungen^{1,17} keine Beeinträchtigung des Meßverfahrens dar. Von den durch Kopplung entstandenen Wellen der komplementären Ausbreitungsart wird angenommen, daß ihre Amplituden geringfügig sind und diese mit zunehmendem Abstand vom Kopplungszentrum in-

folge der Dämpfung hinreichend klein werden, solange die Meßfrequenz nicht in unmittelbarer Nachbarschaft der kritischen Frequenz liegt. Die Art und Weise der Fehlerfortpflanzung ist hierbei von besonderem Vorteil. Denn in der Nähe der Kopplungsniveaus mit den dort maximalen Störamplituden besteht schwächste Fehlerfortpflanzung bei der Ermittlung von N_e und ν aus den Ausgangsdaten.

Wie bereits Abb. 13 und 14 zu erkennen geben, sind es die Fehlerkurven für ν , welche mit fortschreitender Höhe als erste diskutable Fehlerwerte ($\leq 30\%$) liefern. Jenseits ihres Minimums steigen diese jedoch rasch zu hohen Werten. Die Fehlerkurven für N_e erreichen die angenommene obere Fehlergrenze von 30% später, haben aber meist tiefere Minima und einen flacheren Wiederanstieg. Hierdurch beginnen die Intervalle diskutabler Fehlerwerte (horizontale Strecken in Abb. 16 und 17, im folgenden „Meßintervalle“ genannt) für N_e in größeren Höhen als für ν , enden aber auch später. Während sich die N_e -Meßintervalle mit zunehmender Frequenz allmählich verkürzen, spalten sich die ν -Meßintervalle in ein längeres im unteren und in eine kürzeres im oberen Höhenbereich auf. Diese verkürzen sich mit zunehmender Frequenz ebenfalls.

Zur gleichzeitigen Bestimmung von N_e und ν bietet sich somit folgende Möglichkeit an: Beginn der Messung beim Aufstieg der Sonde mit $f = 100$ kHz. Erreichen des Meßintervalles für ν bei $h = 62$ km, desjenigen für N_e bei $h = 69$ km, Verbleiben bei der Ausgangsfrequenz bis $h = 80$ km, Frequenzwechsel auf $f = 500$ kHz, Fortsetzung der Messung bis $h = 84$ km. — N_e und ν werden in diesem Beispiel innerhalb des Intervalles $h = 69 \dots 84$ km gleichzeitig bestimmt.

Zur Erlangung optimaler Genauigkeiten oder zur Erfassung eines größeren Höhenbereiches wäre die Meßfrequenz dem jeweiligen Plasmazustand genauer anzupassen. Dies scheint durch automatische Frequenznachstimmung erreichbar zu sein. Als Regelgröße käme hierbei die Wellenpolarisation ϱ selbst in Betracht: In den Abb. 16 und 17 sind Stellen mit $|\varrho_1| = 0,5$ für $f > f_c$ besonders gekennzeichnet. Diese halten einerseits Abstand zu den Reflexions- und Kopplungszentren (Größenordnung der Wellenlänge), andererseits liegen sie in Zonen schwacher Fehlerfortpflanzung. Automatische Frequenzvariation unter Einhaltung dieses Regelkriteriums läßt eine Ausdehnung der gleichzeitigen N_e - und ν -Be-

stimmung in unserem Beispiel auf 90 bis 95 km als möglich erscheinen.

Wegen der erwähnten gegenseitigen Versetzung der Meßintervalle für N_e und ν gibt es zusätzliche Gebiete, in welchen sich ν und N_e jeweils für sich und mit akzeptabler Genauigkeit ermitteln lassen. Um diese Teilbereiche vergrößert sich das oben betrachtete Höhenintervall mit einer *gleichzeitigen* Bestimmung von N_e und ν zu einem *insgesamt möglichen* Einsatzbereich des Meßverfahrens.

Ein weiterer experimenteller Aspekt ist folgender: Als Hauptstörung des Verfahrens wird das Auftreten gekoppelter Wellen angesehen. Es erscheint daher wünschenswert, möglichst schon während der Messung Kopplungseinflüsse erkennen und entsprechende Maßnahmen ergreifen zu können. Für eine solche Kontrolle eignen sich die beiden Ausbreitungsarten des magneto-ionischen Mediums. Wegen $\varrho_1 \cdot \varrho_2 = 1$ müssen die Beträge von ϱ_1 und ϱ_2 zueinander reziprok, ihre Argumente im Betrag gleich, im Vorzeichen aber verschieden sein. Werden intermittierend beide „charakteristischen“ Wellen ausgestrahlt und stellt man telemetrisch fest, daß die genannten Bedingungen erfüllt sind, so ist die Wahrscheinlichkeit dafür groß, daß „Modenreinheit“ vorliegt.

§ 9. Die Sensoren des Meßverfahrens

Das in § 2 beschriebene Meßprinzip (zugleich Fall B des § 5) zeigt auch unter dem Blickwinkel der benötigten Sensoren Überlegenheit gegenüber dem ursprünglichen Konzept (Fall A). Während in letzterem Fall sowohl elektrische wie magnetische Sensoren zu benützen wären, beschränkt sich der Bedarf im Fall B — entsprechend der Definition von ϱ — auf eine der beiden Sensorarten. Elektrische Sensoren werden in ihrer Anzeige vom ionisierten Medium beeinflusst und machen besondere Gegenmaßnahmen erforderlich¹⁸. Bei einer Verwirklichung des abgewandelten Meßprinzips wird man aus diesem Grund die vergleichsweise unproblematischen magnetischen Sensoren^{18, 19} vorziehen. Für den Einsatz in der Ionosphäre kommen somit Rahmen- oder Ferrit-Antennen in Frage, die ihre Eignung im Ionosphären- oder Magnetosphärenplasma bereits mehrfach unter Beweis gestellt haben^{20–29}.

§ 10. Zusammenfassung

Die vorgeschlagene Methode zur gleichzeitigen Bestimmung von Elektronenkonzentration und Elek-

tronenstoßzahl im Magnetoplasma zeigt bei Anwendung auf eines der möglichen Modelle der unteren Ionosphäre der Erde günstige Genauigkeitseigenschaften, wenn von derjenigen Version ausgegangen wird, bei welcher lediglich die Wellenpolarisation bestimmt zu werden braucht. Zur Vermeidung von Kopplungseinflüssen sind die Meßfrequenzen des Ausbreitungsverfahrens dem Meßort anzupassen. Dann scheint es bei der angenommenen Fehlerbreite der Ausgangsfeldstärken möglich zu sein, mit Frequenzen des Lang- bis Mittelwellenbereiches das Gebiet der unteren bis zur oberen D-Region mit brauchbarer Meßgenauigkeit zu erfassen.

Anerkennung

Die vorstehenden Untersuchungen wurden am Max-Planck-Institut für Aeronomie, Lindau (Harz), durchgeführt. Seinem Direktor, Herrn Professor Dr. W. Dieminger, danke ich für die Ermöglichung dieser Arbeit und für alle Annehmlichkeiten eines geordneten Institutsbetriebes. Weiterhin danke ich allen Damen und Herren des Institutes, die durch ihre Sorgfalt zum Zustandekommen der Arbeit beigetragen haben. — Die numerischen Rechnungen wurden an den Rechanlagen der Aerodynamischen Versuchsanstalt bzw. der Gesellschaft für wissenschaftliche Datenverarbeitung, beide in Göttingen, durchgeführt.

- ¹ W. Muschler, Z. Naturforsch. **25 a**, 1578 [1970], im Text auch mit (1) zitiert.
- ² W. Muschler, Z. Naturforsch. **25 a**, 106 [1970], im Text auch mit (2) zitiert.
- ³ W. Dieminger, 1966, in: Winds and Turbulence in Stratosphere, Mesosphere and Ionosphere, K. Rawer ed., North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1968, S. 178, Fig. 4.
- ⁴ W. C. Bain u. B. R. May, Proc. IEE **114**, 1593 [1967], Fig. 7.
- ⁵ E. A. Mechtly u. L. G. Smith, J. Atmospheric Terr. Phys. **30**, 1555 [1968], Fig. 7.
- ⁶ J. A. Kane, Planet. Space Sci. **17**, 609 [1969], Fig. 3.
- ⁷ E. A. Mechtly, K. Seino u. L. G. Smith, Radio Science **4**, 371 [1969], Fig. 4.
- ⁸ E. A. Mechtly, M. Mukunda Rao, D. O. Skaperdas u. L. G. Smith, Radio Science **4**, 517 [1969], Fig. 2.
- ⁹ Y. V. Somayajulu, M. B. Avadhanulu, K. S. Zalpuri u. S. C. Garg, 13th COSPAR Symposium, 1970, Leningrad.
- ¹⁰ W. Muschler, in Vorbereitung.
- ¹¹ J. M. Kelso, Radio Ray Propagation in the Ionosphere, McGraw-Hill Book Company, New York 1964, S. 160.
- ¹² K. G. Budden, Radio Waves in the Ionosphere, Cambridge, University Press 1966.
- ¹³ K. Försterling, Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **59**, 10 [1942].
- ¹⁴ M. L. V. Pitteway, Phil. Trans. Roy. Soc. **A257**, 219 [1965].
- ¹⁵ C. Altman u. A. Postan, J. Atmosph. Terr. Phys. **33**, 329 [1971].
- ¹⁶ J. M. Kelso, H. J. Nearhoof, R. J. Nertney u. A. H. Waynick, Ann. Géophys. **7**, 215 [1951].
- ¹⁷ W. Muschler, Z. Naturforsch. **25 a**, 482 [1970].
- ¹⁸ L. R. O. Storey, in B. McCormac (Ed.), Earth's Particles and Fields, Reinhold, New York 1968, S. 235.
- ¹⁹ G. L. Duff u. R. Mittra, Radio Science **5**, 81 [1970].
- ²⁰ K. Bullough, A. J. Hall, J. E. Hall u. R. W. Smith, Proc. IEE **114**, 703 [1967].
- ²¹ F. L. Scarf, in B. McCormac (Ed.), Earth's Particles and Fields, Reinhold, New York 1968, S. 247.
- ²² R. J. L. Grard u. J. K. E. Tunaley, Ann. Géophys. **24**, 49 [1968].
- ²³ T. R. Kaiser u. J. K. E. Tunaley, Space Sci. Rev. **8**, 32 [1968].
- ²⁴ K. Bullough, A. R. W. Hughes, T. Hudson, D. Dickinson, P. Broomhead u. P. Tomlinson, J. Sci. Instrum. (J. Phys. E) **1**, 77 [1968].
- ²⁵ K. Bullough, A. R. W. Hughes u. T. R. Kaiser, Proc. Roy. Soc. London **A311**, 563 [1969].
- ²⁶ G. M. Crook, F. L. Scarf, R. W. Fredricks, I. M. Green u. P. Lukas, IEEE Trans. Geosci. Electronics **GE-7**, 120 [1969].
- ²⁷ D. A. Gurnett u. S. R. Mosier, J. Geophys. Res. **74**, 3979 [1969].
- ²⁸ D. A. Gurnett, G. W. Pfeiffer, R. R. Anderson, S. R. Mosier u. D. P. Cauffman, J. Geophys. Res. **74**, 4631 [1969].
- ²⁹ R. Grard, Rev. Physique Appl. **5**, 227 [1970].