HEINRICH+HERTZ+INSTITUT FÜR SCHWINGUNGSFORSCHUNG BERLIN+CHARLOTTENBURG

Technischer Bericht Nr. 37

Zur Tages=Ausbreitung von Längstwellen über eine Entfernung von 1000 km

Dr. H. VOLLAND

1960

H 37

Zur Tages-Ausbreitung von Längstwellen über eine Entfernung von

1000 km

Zusammenfassung

Es werden die jeweils einjährigen Meßergebnisse der Feldstärkeregistrierung der englischen Längstwellensender GBZ (19,6 kHz) und GBR (16 kHz) zusammengestellt und ihr Verhalten am Tage mit Hilfe bisher entwickelter Ausbreitungstheorien zu deuten versucht. Die Anomalien der Längstwellenfeldstärke bei Sonneneruptionen werden mit Mögel-Dellinger-Effekten und solarer Radiostrahlung quantitativ verglichen und daraus ein Elektronendichteprofil der unteren Grenze der Ionosphäre abgeleitet.

Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung

Der Bearbeiter

gez. VOLLAND (Dr.H. VOLLAND)

Der Abteilungsleiter

Der Institutsdirektor

gez. GUNDLACH

gez. CREMER

(Prof.Dr.-Ing.F.W. GUNDLACH) (Prof.Dr.-Ing, L. CREMER)



Berlin-Charlottenburg, den 6. Januar 1960

1. Einleitung

Im Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung in Berlin-Charlottenburg ist in der Zeit vom 1. August 1957 bis 10. November 1958 die Feldstärke des Längstwellensenders Criggion GBZ registriert worden. Seine Sendefrequenz betrug 19,6 kHz. Seine geographischen Koordinaten sind $\gamma = 52^{\circ}$ 42' N und $\lambda = 3^{\circ}$ 4'. W. Die Entfernung zwischen Sende- und Empfangsort beträgt 1100 km. Der Sender Criggion hat am 10. November 1958 seinen Betrieb eingestellt. Seit dieser Zeit sendet der Längstwellensender Rugby GBR ($\varphi = 52^{\circ}$ 22' N, $\lambda = 1^{\circ}$ 11' W), und es wird im Heinrich-Hertz-Institut die Feldstärke und ab 1: April 1959 auch die Phase dieses Senders gemessen. Seine Sendefrequenz beträgt 16 kHz und die Entfernung zum Empfangsort 980 km. Über den technischen Aufbau der Empfangsanlage wird von anderer Seite berichtet werden [1] . Aufgabe vorliegenden Berichtes ist es, die Meßergebnisse zusammenzustellen, sowie das tages- und jahreszeitliche Verhalten der Empfangsfeldstärke dieser Sendermit Hilfe bisher entwickelter Ausbreitungstheorien zu deuten. Die Auswertung wird sich auf die Zeit zwischen Sonnenauf- und Sonnenuntergang beschränken, also Sonnenaufgangseffekte sowie. nächtliche Empfangsverhältnisse nicht berücksichtigen.

Sodann wird das Verhalten der Längstwellenfeldstärke bei Sonneneruptionen und ihre Beziehung zur solaren Radiostrahlung und zu Mögel-Dellinger-Effekten untersucht und daraus ein Elektronendichteprofil der unteren Grenze der Ionosphäre abgeleitet.

2. Die Theorie der Ausbreitung von Längstwellen

Aus Phasenvergleichsmessungen zwischen Boden- und Raumwelle bei steilem Einfall in die Ionosphäre ist für Frequenzen bis 50 kHz eine scheinbare Reflexionshöhe der Ionosphäre zur Mittagszeit und für mittlere Breiten zwischen 70 und 75 km ermittelt worden [2]. Zur Deutung des Verhaltens der Feldstärkevon 15-20km-Wellen in Abhängigkeit von der Entfernung haben ALPERT [3] und WAIT [4] ein Ionosphären-Modell mit konstanter Leitfähigkeit und scharfer unterer Begrenzung benutzt. Die Übereinstimmung zwischen Modell - und experimentell ermittelter Feldstärke war am besten für Leitfähigkeitswerte der Größenordnung

$${}^{5}_{i} = 10^{-8} \ \Omega^{-1} \, \mathrm{cm}^{-1}$$

Das entspricht einem Verhältnis von Elektronendichte N $_{e}$ 'zu Stoßzahl V von

$$\frac{N_{e}}{v} = \frac{m \sigma_{i}}{e^{2}} = 3,6 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

Dieser Wert wird aber gerade zwischen 70 und 75 km Höhe erreicht (Abb. 1). Die Längstwellen ($\lambda \approx 20$ km) dringen also nicht sehr tief in die untere Ionosphäre ein, und der untere Teil der Ionosphäre verhält sich diesen Wellen gegenüber wie eine scharfe Begrenzung, Schließlich kann gezeigt werden, daß bei schrägem Einfall und bis etwa 75 km Höhe das Erdmagnetfeld vernachlässigt werden kann [5].

Für die Auswertung der folgenden Meßergebnisse ist also ein ebenes Ionosphärenmodell mit scharfer unterer Begrenzung in der scheinbaren Höhe z über der Erdoberfläche brauchbar. Es gilt für die Zeit zwischen Sonnenauf- und Sonnenuntergang. Die Erdkrümmung kann bis zu Entfernungen von 2000 km vernachlässigt werden. Es ist dann die Vertikalkomponente der elektrischen Feldstärke eines vertikalen Dipols im Abstand P

$$E_{z} = 2E_{o}e^{-\alpha(1+j)}\sum_{n=0}^{\infty} \delta_{n} \sin^{3}\vartheta_{n}^{*} R^{n}(\cos\vartheta_{n}) e^{-jk(s_{n}-\beta)}$$
(1)

¢ ≈ ک

oder

$$E_{z} = E_{o}e^{-\alpha(1+j)-j\pi/4} \underbrace{\sqrt{s\lambda}}_{h} \sum_{n=0}^{\infty} \delta_{n}' S_{n'}^{3/2} e^{jk(1-S_{n})f}$$
(2)

Hier ist

 $^{\rm E}$ o/2 die Freiraumfeldstärke eines Hertz'schen Dipols im Abstand ρ ,



Abb. 1 Druck *P* und Stoßzahl *v* nach NICOLET [14], Rekombina-tionskoeffizient *a* nach MITRA und JONES [15] und Elektronendichte N nach WAYNICK [11] in Abhängigkeit von der Höhe z.

 $\cos \vartheta_n = \frac{2nh}{s_n}$ der Cosinus des Einfallswinkels der n-fach reflektierten ⁿ Welle,

s, der Weg der n-fach reflektierten Welle,

$$R(\cos\vartheta_n) = \frac{\cos\vartheta_n(L-j) - \sqrt{\cos^2\vartheta_nL^2 - jL}}{\cos\vartheta_n(L-j) + \sqrt{\cos^2\vartheta_nL^2 - jL}}$$

der FRESNEL'sche Reflexionskoeffizient,

$$L = \frac{\varepsilon_0 \omega}{\varepsilon_1}$$

 $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz,

 $k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{die Wellenzahl}$ $\delta_{n} = \begin{cases} 1/2 & n=0 \\ 1 & \text{für} \\ 1 & n > 0 \end{cases}$ $\delta_{n} \approx \delta_{n}$

 $S_n = \sqrt{1 - C_n^2}$, in der der Mode-Eigenwert C_n aus der Bestimmungsgleichung

$$e^{2jkhC_{n} - 2\pi jn} = \frac{C_{n}(L-j) - \sqrt{C_{n}^{2}L^{2} - jL}}{C_{n}(L-j) + \sqrt{C_{n}^{2}L^{2} - jL}}$$

ermittelt wird ,

$$d = \frac{\mathbf{f}}{\mathbf{h}} \sqrt{\frac{\mathbf{\epsilon}_0 \omega}{2 \mathbf{\sigma}_e}}$$

Die Formeln 1 und 2 sind das Ergebnis von strahlenoptischer und wellenoptischer Theorie der Längstwellenausbreitung und stimmen quantitativ überein [5].

Die Horizontalkomponente der magnetischen Feldstärke des glei-

chen Dipols im Abstand p ist

$$H_{y} = 2H_{0}e^{-\alpha(1+j)} \sum_{n=0}^{\infty} \delta_{n} \sin^{2} \vartheta_{n} R^{n}(\cos \vartheta_{n}) e^{-jk(s_{n}-\beta)} (3)$$

oder

er

$$H_{y} = H_{0}e^{-\alpha(1+j)} - j^{\pi}/4 \frac{\sqrt{\beta\lambda}}{h} \sum_{n=0}^{\infty} \delta_{n}' s_{n}^{1/2} e^{jk(1-s_{n})\beta}$$
(4)

für kleine Werte von n

P»X

. Bei flachem Einfall sind sin ϑ_n und S_n nahezu gleich eins. H_v und E_z unterscheiden sich daher abgesehen vom Faktor- $||_{\mu_0}^{\varepsilon_0}$ nicht.

In der Abb. 2 ist aus den Gl. 3 und 4 die Horizontalkomponente der magnetischen Feldstärke nach Betrag und Phase für die zwei Sender Rugby (f = 16 kHz; $\rho = 980$ km) und Criggion (f =19,6 kHz; P = 1100 km) in Abhängigkeit von der scheinbaren Höhe z berechnet worden. Die Antennencharakteristik der Sender ist durch die eines vertikalen Dipols ersetzt worden. Für die Leitfähigkeit der Ionosphäre ist

$$\mathbf{b}_{i} = 1,67 \cdot 10^{-8} \ \Omega^{-1} \ \text{cm}^{-1}$$
 (l=0,5 für 15 kHz)

und für die Leitfähigkeit der Erde

$$\mathbf{5}_{\rm c} = 5 \cdot 10^{-5} \ \Omega^{-1} \ {\rm cm}^{-1}$$

gesetzt worden. Der Wert von $\mathbf{5}_{i}$ ist nicht sehr kritisch. Deshalb ist er für beide Frequenzen gleich gewählt worden, obgleich zu erwarten ist, daß mit wachsender Frequenz die Eindringtiefe in die Ionosphäre zunimmt und sich damit auch die effektive Leitfähigkeit ändert.



Abb. 2 Berechneter Verlauf von Betrag (ausgezogen) und Phase (gestrichelt) der Horizontalkomponente der magnetischen Feldstärke eines vertikalen Dipols in Abhängigkeit von der scheinbaren Reflexionshöhe z.

Leitfähigkeit der Ionosphäre $5 = 1.67 \cdot 10^{-8} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ Leitfähigkeit des Erdbodens $5_{e} = 5 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$

3. Ergebnisse der Feldstärkeregistrierung des Senders Criggion

In der Abb. 3 sind die Monatsmittel der halbstündigen Median-Werte der Horizontalkomponente der magnetischen Feldstärke* Senders Criggion (f = 19.6 kHz) in der Zeit von August des 1957 bis Oktober 1958 in Abhängigkeit von der Tageszeit gezeichnet. Die sehr markanten Sonnenaufgangseffekte und die weniger gut ausgeprägten Sonnenuntergangseffekte sind noch deutlich zu erkennen, obgleich sie durch diese Art der Mittelbildung ziemlich verwischt sind. Bezeichnend für Längstwellen dieses Frequenzbereiches sind sehr starke Schwankungen der nächtlichen Feldstärke innerhalb einer Nacht und von Nacht zu Nacht. Deshalb sind die in Abb. 3 eingezeichneten Mittelwerte keineswegs repräsentativ im Gegensatz zu der Tagesfeldstärke, die einen sehr regelmäßigen Gang zeigt und nur geringe Schwankungen von Tag zu Tag aufweist. Eine Ausnahme bilden in den Wintermonaten Tage oder Gruppen von Tagen mit anormal hoher Feldstärke, durch die der Monatsmittelwert ein relatives Maximum erhält. Dies wird deutlicher in den Abb. 4 und 5. In Abb. 4 ist das 10-Tagemittel der Mittagsfeldstärke (11.30 - 13.30 MEZ) von GBZ in Abhängigkeit von der Jahreszeit aufgetragen. In Abb. 5 ist das Feldstärkeprofil der Tagesfeldstärke aus den der Abb. 3 durch Linien gleichen Niveaus dar-Daten gestellt. Neben der Winteranomalie ist der Langsame Anstieg der Feldstärke im Frühjahr, das verspätete Maximum im August und der rasche Feldstärkeabfall im Herbst bemerkenswert. Weniger deutlich ist aus den Abb. 3 und 5 die genaue Zeit des mittäglichen Maximums der Feldstärke zu erkennen. Es wird sich jedoch wohl weniger als 30 Minuten von der Zeit des wahren Ortsmittag auf halber Ausbreitungsstrecke unterscheiden.

Die Winteranomalie sowie das verspätete sommerliche Maximum der Feldstärke haben eine überzeugende Ähnlichkeit mit dem mittleren Jahresgang der nichtselektiven Dämpfung, wie sie

^{*} Beim Empfang wurde eine Ferritantenne benutzt, die auf die magnetische Feldstärke elektromagnetischer Wellen anspricht (siehe [1]).



Abb. 3 Monatsmittel der halbstündigen Median-Werte der magnetischen Feldstärke des Senders GBZ Criggion in der Zeit vom August 1957 bis Oktober 1958. Die Zeit des wahren Ortsmittag auf der halben Ausbreitungsstrecke ist durch einen vertikalen Strich angedeutet.



Abb. 4 10-Tagesmittel der Mittagswerte (11.30-13.30 MEZ) der Feldstärke des Senders GBZ Criggion in Abhängigkeit von der Jahreszeit



Abb. 5 Kurven gleicher Feldstärke des Senders GBZ Criggion für die Zeit vom November 1957 bis Oktober 1958, ermittel aus Abb. 3 APPLETON und PIGGOTT [6] aus einer dreijährigen Registrierung gewonnen haben. Abb. 6 ist einer Arbeit von APPLETON und PIGGOTT, [6] entnommen und stellt das mittlere Dämpfungsprofil in Abhän-



Abb. 6 Linien gleichen Dämpfungskennwertes A für die Jahre 1945-1948 nach APPLETON und PIGGOTT [6]

gigkeit von Tages- und Jahreszeit der in Slough gemessenen nichtselektiven Dämpfung dar. Auch hier kommt das winterliche Maximum nicht durch eine allgemeine Erhöhung der Dämpfung, sondern durch einzelne Tage oder Gruppen von Tagen extrem hoher Dämpfung zustande. Der Versuch, die Tage erhöhter winterlicher Feldstärke des Senders Criggion mit den Absorptionskennzahlen A, die vóm Institut für Ionosphärenphysik der Max-Planck-Gesellschaft in Lindau/Harz [7] veröffentlicht werden, zu korrelieren, war allerdings erfolglos. Ob daran ein beträchtlicher Anteil selektiver Absorption innerhalb der Lindauer Dämpfungswerte schuld ist, läßt sich hier nicht entscheiden. In Abb. 7 sind die maximalen Feldstärkeanstiege während einer Sonneneruption als Kreise in Abhängigkeit von der Tageszeit getrennt



1-

nach Winter-, Äquinoktial- und Sommermonaten eingezeichnet. Die ausgezogenen Linien sind die Jahreszeiten-Mittelwerte der normalen Feldstärke. Bie Feldstärken sind in db unter einem festen Feldstärkewert aufgetragen. Dieser feste Feldstärkewert zeichnet sich dadurch aus, daß er am Tage niemals überschritten wird. Er liegt innerhalb der willkürlichen Skala der Abb.3 bis 5 bei 70 + 5 Skalenteilen. Ber angegebene Fehler rührt nicht nur von der Ablesegenauigkeit und den unvermeidbaren Geräteschwankungen her, sondern stellt sicherlich auch eine : echte Änderung der optimalen Feldstärke, hervorgerufen durch die Anderungen der Ausbreitungsbedingungen, wie etwa Schichtform oder jahreszeitlich bedingte Leitfähigkeitsänderungen des Erdbodens, dar. Charakteristisch ist die unterschiedliche Variationsbreite der Feldstärkeanstiege. Im Winter kommen bei nie-, driger Normalfeldstärke starke Feldstärkeanstiege vor, im Sommer ist bei hoher Normalfeldstärke die Variationsbreite der Feldstärkeanstiege beschränkt. Die Sonneneruptionen verursachen im Allgemeinen einen kurzzeitigen Anstieg der Elektronenkonzentration innerhalb der tiefen Ionosphäre. Eine unmittelbare Folge ist eine Dämpfungszunahme bei der Kurzwellenausbreitung, die unter dem Namen MÖGEL DELLINGER-Effekt (MDE) bekannt ist. Für die Längstwellenausbreitung ist infolge der Verschiebung der Flächen gleicher Elektronenkonzentration nach unten eine Verringerung der scheinbaren Höhe zu erwarten, eine Erscheinung, die durch Ausbreitungsuntersuchungen bei steilem Einfall [8] und bei flachem Einfallswinkel [9] bestätigt werden konnte.

Die Abb. 2 a gestattet nun eine Erklärung der Erscheinungen der Abb. 3, 4, 5 und 7. Die optimale Feldstärke, die am Tage nicht überschritten wird, entspricht dem Maximum in 67 km Höhe. Aus den Mittagswerten der Abb. 4 in Verbindung mit dem Wert der optimalen Feldstärke und der Abb. 2 a erhält man mittags im Sommer eine scheinbare Reflexionshöhe von 70-71 km, die im Winter bis etwa 87 km ansteigt. Nun ist das relative Maximum bei 81 km Höhe in der Abb. 2 a weder im Tagesgang (Abb. 3) noch in den Feldstärkeanomalien (Abb. 7) erkennbar. Es kommt rechnerisch durch das Vorhandensein einer zweifach reflektierten Welle zustande. Es war aber gezeigt worden, daß oberhalb etwa 75 km das Erdmagnetfeld bei der Ausbreitung von Längstwellen nicht mehr vernachlässigt werden kann [5] . Man könnte vermuten, daß durch den Einfluß der Doppelbrechung innerhalb der Ionosphäre und die dadurch entstehenden horizontal polarisierten elektrischen Wellen die zweifach reflektierte vertikal polarisierte Welle derart geschwächt ist, daß sie nicht mehr in dieserstarken Form in Erscheinung tritt – eine Frage, die natürlich erst durch eine genaue Rechnung geklärt werden müßte. Es wurde versuchsweise der Abstieg der Kurve in Abb. 2 a durch die punktierte Linie extrapoliert. Als mittäglichen Wert der scheinbaren Höhe im Winter erhält man nun 79 km.

Die Abb. 7 ist jetzt folgendermaßen deutbar: im Winter befindet sich die normale Reflexionshöhe auf dem linearen Teil des aufsteigenden Astes der Feldstärkebetrages-Kurve der Abb. 2 a. Eine Verringerung der scheinbaren Höhe während einer Sonneneruption hat eine lineare Zunahme der Feldstärke zur Folge. Im Sommer ist normalerweise schon der gekrümmte Teil der Kurve erreicht, und eine Abnahme der scheinbaren Höhe geht nicht mehr mit einer linearen Zunahme der Feldstärke parallel. In den Morgen- und Abendstunden nimmt die scheinbare Höhe zu.

4. Ergebnisse der Feldstärkeregistrierung des Senders Rugby

Abb. 8, 9 und 10 zeigen die Monatsmittel der halbstündigen Median-Werte, die 10-Tagesmittel der Mittagswerte und die Kurven gleicher Feldstärke für die Zeit vom November 1958 bis Oktober. 1959. Die Monatsmittel der Abb. 8 zeigen im Gegensatz zur Abb. 3 in den Sommermonaten nicht mehr den typischen Tagesgang, sondern einen ziemlich konstanten Feldstärkeverlauf während des Tages. Die Mittagswerte der Abb. 9 weisen zwar auch die Winteranomalie auf, aber das Verhältnis von sommerlicher zur winterlichen Feldstärke ist bedeutend kleiner als beim Sender Criggion. Außerdem ist das sommerliche Maximum schon im Juni erreicht und der Herbstabstieg beginnt im Juli. Inwieweit dieser Jahresgang typisch für 16 kHz ist und einen echten

13 -



Abb. 8 Monatsmittel der halbstündigen Median-Werte der Feldstärke des Senders GBR Rugby in der Zeit vom November 1958 bis Oktober 1959



Abb. 9 10-Tagesmittel der Mittagswerte (11.30-13.30 MEZ) der Feldstärke des Senders GBR Rugby in Abhängigkeit von der Jahreszeit



Abb. 10 Kurven gleicher Feldstärke des Senders GBR Rugby für die Zeit vom November 1958 bis Oktober 1959, ermittelt aus Abb. 8



Gegensatz zu 19,6 kHz (Abb. 4) darstellt, kann aus dieser einjährigen Registrierung natürlich nicht abgelesen werden.

In Abb. 11 sind schließlich die Maximalwerte der plötzlichen Feldstärkeanomalien bei Sonneneruptionen in Abhängigkeit von der Tageszeit eingezeichnet. Charakteristisch ist hier jedoch, daß es im Winter gelegentlich, im Sommer jedoch stets um die Mittagszeit negative Feldstärkeanomalien (Kreuze) oder aber keine Feldstärkeanomalien (Punkte) gibt, während in den Morgenund Abendstunden die Feldstärkeanomalien positiv sind (Kreise). Die Werte sind wieder in db unter einer optimalen Feldstärke gezeichnet. Die optimale Feldstärke hat innerhalb der linearen Skala der Abb. 8, 9 und 10 den Wert 50 + 5.

Die theoretische Feldstärkebetrags-Kurve der Abb. 2 b gestattet wieder eine Deutung dieser Erscheinungen. Im Sommer um die Mittagszeit liegt die mittlere scheinbare Reflexionshöhe bei 68-69 km und steigt bis etwa 77 km Höhe in den Wintermonaten an. Eine Erniedrigung der Reflexionshöhe während einer Sonneneruption hat im Sommer um die Mittagszeit eine Feldstärkeerniedrigung zur Folge, im Winter dagegen bis auf Tage extrem hoher Feldstärke einen Feldstärkeanstieg. In den Morgen- und Abendstunden erfolgt ein Anstieg der Reflexionshöhe. Der Tagesgang der Feldstärke im Sommer ist nur wenig ausgeprägt, da sich die scheinbare Reflexionshöhe in der Umgebung des Feldstärkemaximums befindet. Die scheinbare Reflexionshöhe des Senders Rugby ist etwa 1-2 km niedriger als die des Senders Criggion.

Diese Deutung konnte durch Heranziehen der Phasenregistrierung des Senders Rugby sowie durch Feldstärkeregistrierungen des Senders Oxford (51,95 kHz) bestätigt werden [9].

5. <u>Vergleich zwischen Sonneneruptionseffekten im Längstwellen-</u> gebiet, MÖGEL-DELLINGER-Effekten und Outbursts solarer Ra-<u>diostrahlung</u>

MÖGEL-DELLINGER-Effekte sind ebenso wie die plötzlichen Feldstärkeanomalien im Längstwellengebiet die Folge der Einwirkung einer Sonneneruption auf die tiefe Ionosphäre. Beide Vorgänge werden durch eine zusätzliche Ionisierung innerhalb der Ionosphäre ausgelöst, die sich im wesentlichen auf das sogenannte D-Gebiet beschränkt. Nur bei starken MD-Effekten, bei denen die Dämpfung und damit die Elektronenkonzentration im Zentrum des D-Gebietes um ein Mehrfaches ihres Normalwertes zunimmt, ist auch eine merkbare Vergrößerung der Elektronendichte im Zentrum des E-Gebietes feststellbar [10] . Im F-Gebiet ist bisher kein eindeutiger Einfluß einer Sonneneruption auf die Elektronenkonzentration beobachtet worden.

Es ist bemerkenswert, daß die Zeiten von Beginn und Maximum beider Effekte praktisch gleich sind. Während die Gleichheit der Anfangszeiten innerhalb der Meßgenauigkeit immer vorhanden ist, gilt die Gleichheit der Maximalzeiten nur im Mittel. Dies wird durch die Abb. 12 illustriert, in der die Zeitdifferenz der Maximalzeiten von Sonneneruptionseffekten des Senders Rugby (16 kHz) und MD-Effekten (6,03 MHz, Rundfunksender Stuttgart) dargestellt sind. Die Streuung der Maximalzeit-Differenzen wird teilweise durch das Fading im Kurzwellengebiet verursacht sein, das eine genaue Ablesung der Maximalzeit der MD-Effekte oft unmöglich macht. Jedoch sind echte Maximalzeit-Differenzen der Effekte nicht ausgeschlossen.

Das Ende der MD-Effekte ist in der Regel scheinbar früher erreicht als das Ende der Längstwelleneffekte. Außerdem kann man einen Dämpfungseinbruch erst feststellen, wenn ein Schwellwert der scheinbaren Reflexionshöhenänderung von 1-2 km beim Längstwelleneffekt überschritten ist (Abb. 13). Auch diese Erscheinungen können auf die Fadingstruktur des Kurzwellensignals zurückgeführt werden, die eine geringe Änderung des mittleren Empfangs-Signalpegels unsichtbar macht.



Abb. 13 Meximale Änderung der scheinbaren Reflexionshöhe des Senders Rugby & z gegen maximale Zunahme der ionosphärischen Dämpfung AL in Lindau/Harz bei Sonneneruptionen (April bis Juni 1959). In der Abb. 13 ist für die Zeit vom April 1959 bis Juni 1959 die maximale Höhenänderung der scheinbaren Reflexionshöhe bei Sonneneruptionen, ermittelt aus Phasen- und Amplitudenregi strierungen des Senders Rugby und der theoretischen Werte der Abb. 2 b, mit der gleichzeitig beobachteten maximalen zusätzlichen Dämpfung ∆L der Feldstärke des Senders Norddeichradio (2,614 MHz), gemessen in Lindau/Harz, verglichen.* Die mit dem Ausdruck "total" versehenen MD-Effekte sind in der Abb. 13 durch Pfeilspitzen gekennzeichnet und haben die Bedeutung "größer als 35 db".

Abb. 14 bringt für die gleiche Zeit vom April bis Juni 1959 die maximalen Reflexionshöhenänderungen des Senders Rugby mit der maximalen relativen Zunahme der solaren 3,2 cm-Strahlung $\frac{\Delta S}{S_o}$, gemessen in Berlin-Adlershof in Zusammenhang**. Der Wert $\frac{\Delta S}{S_o}$ ist mit t_o multipliziert. t_o ist die Zeitdifferenz zwischen Maximum der solaren Strahlung und Maximum des Längstwelleneffektes.

In der Abb. 15 sind die aus den theoretischen Werten der Abb. 2 b und den Amplituden-Phasen-Beziehungen zu Beginn eines Sonneneruptionseffektes folgenden scheinbaren Höhen des normalen Reflexionsniveaus in Abhängigkeit von der Tageszeit für die Monate April, Mai und Juni 1959 aufgetragen.

Schließlich sind in der Abb. 16 die maximalen Höhenänderungen der scheinbaren Reflexionshöhen bei Sonneneruptionen der Sender Rugby (16 kHz) und Oxford (51,95 kHz) miteinander verglichen.

* Herrn Prof. Dr. W. D i e m i n g e r , Lindau/Harz, danke ich für die vorzeitige Überlassung der in der NTZ veröffentlichten Daten von MD-Effekten, gemessen im Institut für Ionosphärenphysik der MPG.

** Herrn Prof. Dr. O. H a c h e n b e r g , Berlin-Adlershof, bin ich für die vorzeitige Überlassung der in den "Beobachtungsergebnissen des HHI, Berlin-Adlershof," veröffentlichten Daten der 3,2 cm-Radiostrahlung der Sonne zu Dank verpflichtet.



Abb. 14 Maximale Änderung der scheinbaren Reflexionshöhe des Senders Rugby &z gegen maximale Zunahme der 3,2 cm-Radigstrahlung der Sonne in Berlin-Adlershof t AS bei Sonneneruptionen.
t. 1st die Zeitdifferenz zwischen Maximum der 3,2 cm-Strahlung und Maximum des Längstwelleneffektes. (April bis Juni 1959) Eine theoretische Behandlung dieser Zusammenhänge stößt auf Schwierigkeiten, weil die dazu benötigten Parameter der unteren Ionosphäre nur mangelhaft bekannt sind. Die nachfolgende Betrachtung dient deshalb in erster Linie der Klärung der Zusammenhänge, und die dabei gewonnenen Aussagen können nur als größenordnungsmäßig richtig angesehen werden.



Abb. 15 Scheinbare Reflexionshöhe vor Beginn eines Sonneneruptionseffektes des Senders Rugby in Abhängigkeit von der Tageszeit für die Monate April, Mai und Juni 1959.

In Abb. 1 sind die Daten von Elektronendichte, Luftdrück, Stoßzahl und Rekombinationskoeffizienten zwischen 55 und 90 km Höhe dargestellt, die neueren Beobachtungen entsprechen. Das Elektronendichteprofil stammt aus einer Veröffentlichung von WAYNICK [11] und gibt bis 80 km Höhe im wesentlichen die partiellen Reflexionsmessungen von GARDNER und PAWSEY [12] wieder. Die Daten sind infolge des Meßverfahrens sehr unsicher, und man neigt z.B. heute zu der Ansicht, daß das relative Elektronendichte-Maximum in etwa 72 km Höhe nicht reell ist [13] . Druck- und Stoßzahlprofil sind einer Veröffentlichung von NICOLET [14] entnommen. Das Druckprofil ist aus einzelnen Raketenmessungen gewonnen worden und ist am sichersten be-



Vergleich der maximalen Höhendifferenzen der Reflexionsniveaus bei Sonneneruptionen gegenüber den ungestörten Reflexionsniveaus von 16 kHz und 51,95 kHz. (1. 4. - 30. 6. 59)

Abb. 16

23 .

kannt. Jedoch gibt es noch keine verläßlichen Aussagen über zeitliche und geographische Druckänderungen in dieser Höhe, und es muß mit Druckschwankungen von wenigstens 20 % gerechnet werden.

Das Stoßzahlprofil ist aus Druck- und Temperaturdaten berechnet worden und besitzt dem entsprechend mindestens deren Unsicherheiten. Der Rekombinationskoeffizient schließlich ist einer Arbeit von MITRA und JONES [15] entnommen worden. Er ist indirekt aus Relaxationszeitméssungen bestimmt worden, und der genaue Wert ist außerordentlich unsicher bekannt. Während einer Sonneneruption ändert sich & nach MITRA und JONES [16] nicht.

Zunächst läßt sich an Hand der Abb. 1 feststellen, daß Druck p, Stoßzahl V und Rekombinationskoeffizient \propto im Bereich zwischen 55 und 80 km Höhe nahezu proportional verlaufen und einem einfachen Exponentialgesetz gehorchen.

Wir machen den Ansatz

 $\begin{array}{c} p \\ v \\ z \\ a \end{array} \right\} = \begin{array}{c} \hat{p} \\ \hat{v} \\ \hat{q} \end{array} \right\} \cdot \begin{array}{c} -z/H \\ e \end{array} \quad (50 \text{ km} \leq z \leq 80 \text{ km}) \quad (5) \end{array}$

Mit H = 8 km repräsentiert die Gl. 5 ziemlich gut die Daten der Abb. 1 in diesem Höhenbereich.

Aus Mangel an geeigneten Informationen ist es naheliegend, für das untere Ende der Ionosphäre die Ionenproduktionsrate q durch den von CHAPMAN stammenden Ansatz für monochromatische Wellenstrahlung und konstanten Skalenwert H zu approximieren:

$$+ \frac{z_m - z}{H} - e^{z_m - z/H}$$

 $q = q_m e$

 q_m ist die maximale Ionenproduktion in der Höhe z_m , und es ist

(6)

$$z_{mo} = z_m + H \ln \cos \chi \qquad (\chi < 80^{\circ})$$
(7)

die Höhe der maximalen Ionenproduktion bei senkrechtem Einfall der Sonnenstrahlung (Zenitdistanz der Sonne $\chi = 0^{\circ}$).

Die Elektronendichte im Normalzustand ist dann

$$\sqrt{\frac{q}{\alpha}} = N_o = N_m e^{1/2 (1 - e^{\frac{z_m - z/H}{}})}$$
 (8)

 $N_m = \sqrt[q]{\frac{q_m}{\alpha_m}}$ ist die Elektronendichte in der Höhe z_m . Es ist bemerkenswert, daß in einer endlichen Höhe kein Maximum der Elektronendichte existiert, eine Folge der Proportionalität zwischen Luftdruck und Rekombinationskoeffizient. Solange diese Proportionalität gilt, sind übrigens auch bei einem allgemeineren Strahlungsansatz keine Maxima der Elektronendichte, sondern höchstens Wendepunkte zu erwarten.

Die scheinbare Reflexionshöhe der Längstwellen befindet sich in einem Niveau konstanten $\frac{N}{v}$. Bei Vergrößerung der Elektronendichte während einer Sonneneruption sinkt die scheinbare Höhe, wobei in erster Näherung die Bedingung

$$\frac{N}{V} = \text{const.}$$
(9)

(10)

erfüllt sein wird.

Es muß also gelten:

$$\frac{N_{o}}{V} \begin{vmatrix} = (1 + A) & \frac{N_{o}}{V} \\ t = 0 \\ z \end{vmatrix}$$

mit A = $\frac{A N}{N_0}$ |

N_o ist die normale ungestärte Elektronendichte vor Beginn des Effektes (zur Zeit t=0) in den Höhen z bzw. z', Δ N ist die maximale Zunahme der Elektronendichte (zur Zeit t=t_o) in der Höhe z'. z-z' ist die maximale Höhendifferenz der scheinbaren Höhen im Verlauf eines Sonneneruptionseffektes.

Wir machen den Ansatz:

$$\frac{\Delta N}{N_{o}} \Big|_{\max} = \lambda \cdot \frac{\Delta L}{L_{o}} \Big|_{\max}$$
(1)

1)

 Δ L ist die maximale zusätzliche Dämpfung während eines MD-Effektes, und L_o ist die ungestörte normale Dämpfung zur Zeit t=0. λ ist eine Proportionalitätskonstante.

Geht man mit den Ansätzen G. 7, 8 und 11 in Gl. 10 ein, so erhält man zur Zeit t_o

mit

$$\Delta z = z - z$$

Für $\frac{\Delta z}{H} \ll 1$ und $\frac{z_m^{-z}}{H} \ll 1$ folgt

$$\lambda \stackrel{\Delta L}{=}_{L_{\alpha}} \approx \left(3 + \frac{z_{m}^{-z}}{H}\right) \frac{\Delta z}{2H}$$
 (13)

An einer anderen Stelle war gezeigt worden, daß bei Sonneneruptionen die 3,2 cm-Radiostrahlung der Sonne ähnlich wie die ionisierende Strahlung im D-Gebiet verlaufen wird [17]. Für einen typischen Strahlungsverlauf erhält man eine Beziehung zwischen dem Maximalwert der Strahlung und dem Maximalwert der Dämpfung:

$$t_{o} \left. \frac{\Delta S}{S_{o}} \right|_{\max} \sim \frac{\Delta L}{L_{o}} \right|_{\max}$$
(14)

Aus dem Ansatz für die 3,2 cm-Radiostrahlung

$$\left. \begin{array}{c} \Delta S \\ S \\ \end{array} \right|_{\text{max}} = \mathbf{x} \left. \begin{array}{c} \Delta L \\ L \\ \end{array} \right|_{\text{o max}}$$
(15)

war experimentell gefunden worden:

🗶 🕿 3 Minuten.

t_o ist hier die Zeitdifferenz zwischen Maximum der 3,2 cm Radiostrahlung und Maximum des MD-Effektes.

27

Es muß also auch gelten:

$$= \frac{\Delta S}{S_0} |_{S_0 \text{ max (3,2 cm)}} = \frac{\varkappa}{\lambda} \{ F(z, \Delta z) - 1 \}$$
 (16)

Aus den Gl. 5, 8 und 9 erhält man schließlich

$$\frac{N_{o}}{\nu_{o}} = \frac{N_{mo}}{\nu_{mo}} e^{1/2 + \frac{z - z_{mo}}{H}} - \frac{e}{2 \cos \chi} = \text{const}$$
(17)

oder

$$\ln \frac{1}{\cos \chi} = \frac{z - z_{mo}}{H} + \ln \left[1 - 2 \ln \frac{N_o \gamma_{mo}}{N_{mo} \gamma_o} + 2 \frac{z - z_{mo}}{H} \right]$$
(18)

also eine Beziehung zwischen tageszeitlicher Variation der scheinbaren Reflexionshöhe und der Zenitdistanz X am Reflexionspunkt. Unsere Aufgabe besteht nun darin, die Beziehungen Gl. 12, 16 und 18 so an die Meßwerte der Abb. 13, 14 und 15 anzupassen, daß eine optimale Anschmiegung der theoretischen Werte an die gemessenen Werte gewährleistet wird. Es stehen zur Verfügung:

H,
$$L_{o}$$
, \varkappa , λ , z_{mo} und $\frac{N_{o} \gamma_{mo}}{N_{mo} \gamma_{o}}$

Von diesen Größen sind H, L und 🗶 bereits festgelegt:

$$H = 8 \text{ km}, \ \varkappa = 3 \text{ und } L = 60 \text{ db}$$

Aus der Abb. 15 werden z_{mo} und $\frac{N_{o} \vee_{mo}}{N_{mo} \vee_{o}}$ bestimmt, Man erhält

$$z_{\rm mo} = 75 \text{ km}$$
 und $\frac{N_{\rm o} \, V_{\rm mo}}{N_{\rm mo} \, V_{\rm o}} = e^{-1}$

Die Abb. 13 und 14 liefern als optimalen Wert

$$\lambda = 4$$

Die aus diesen Daten und den Gl. 12, 16 und 18 gewonnenen Kurven sind in den Abb. 13, 14 und 15 als gestrichelte Linien eingezeichnet. Sie schmiegen sich recht gut den gemessenen Werten an. (In den Gl. 12 und 16 wurde dabei ein mittlerer Wert von $z_m-z = 5,5$ km benutzt, der den mittäglichen Verhältnissen im Mai entspricht)

In der Abb. 1 ist gestrichelt die aus der Gl. 8 folgende Elektronendichte-Verteilung eingetragen. Die Elektronendichte ist für die Äquinoktien und für Ortsmittag berechnet worden ($z_m = 77,5$ km).

Durch diese Untersuchung ist natürlich nichts über die Elektronen-Dichte oberhalb der scheinbaren Reflexionshöhe des Senders Rugby (In der Abb. 1 oberhalb 72 km) ausgesagt worden. Da oberhalb etwa 80 bis 85 km die Elektronendichte zum E-Gebiet hin stark ansteigt (siehe Abb. 1), wird die CHAPMAN-Approximation oberhalb 80 km sicherlich nicht mehr gelten.

Wir können aber durch einen Vergleich der maximalen Höhenänderungen der Reflexionshöhen der Sender Rugby (16 kHz) und Oxford (51,95 kHz) während einer Sonneneruption eine Abschätzung der Elektronendichte zwischen 70 und 80 km Höhe vornehmen. Die normale scheinbare Reflexionshöhe des Senders Oxford liegt etwa 6 km höher als die scheinbare Reflexionshöhe des Senders Rugby [9].

In der Höhe z₁ der Reflexion der Feldstärke des Senders Rugby gilt, wie eben gezeigt worden ist, die CHAPMAN-Approximation; also (siehe Gl. 12)

$$\frac{\Delta z_{1}}{H} + \frac{e}{2} \frac{\sum_{m=2}^{2} 1}{H} (e^{\frac{\Delta z_{1}}{H}} - 1)$$
(19)
$$A_{1} = F(z_{1}, \Delta z_{1}) = e^{2}$$

mit

$$A_{1} = \frac{\Delta N}{N_{0}} \Big|_{\max} = \frac{\Delta N}{N_{0}} \Big|_{\max}$$

$$Z = Z_{m}$$
(20)

Die relative Zunahme der Elektronendichte ist in der gesamten CHAPMAN-Schicht gleich.

In der Höhe z₂ der Reflexion der Feldstärke des Senders Oxford kann sich bereits eine Strahlungskomponente bemerkbar machen, die für die starke Zunahme der Elektronendichte oberhalb 80 km Höhe verantwortlich ist. Es ist also in dieser Höhe die Elektronendichte (unter der Voraussetzung, daß das Rekombinationsgesetz in der Form

$$d N^2 = d$$

gilt)

$$N_2^2 = N_1^2 + N_3^2$$

Hier bedeutet N₁ die Elektronendichte, die durch unseren CHAPMAN'schen Strahlungsansatz Gl. 6 verursacht wird, und N₃ ist der Anteil, der durch eine davon unabhängige Strahlungskomponente erzeugt wird. Wir wollen annehmen, daß diese zweite

 $(21)^{\circ}$

Strahlungskomponente während einer Sonneneruption nicht verstärkt wird. N₃ sei also nur eine Funktion der Höhe.

Es gilt dann während einer Sonneneruption

$$\frac{N_2}{V}\Big|_{z_2} = \frac{N_2 + \Delta N_2}{V}\Big|_{z_2 - \Delta z_2}$$

oder

$$1 + A_{1} = F(z_{2}, \Delta z_{2}) \left| 1 + \frac{N_{3}^{2}}{N_{1}^{2}} \right|_{z_{2}} \left[1 - \frac{\left(\frac{N_{3}}{V}\right)_{z_{2}}^{2} - \Delta z_{2}}{\left(\frac{N_{3}}{V}\right)_{z_{2}}^{2}} \right]$$
(23)

(22)

Für $\Delta z_2 = 0$ wird der Wurzelausdruck in Gl. 23 rechts Eins. Für große Δz_2 ($\Delta z_2 > 5$ km) muß voraussetzungsgemäß

$$\begin{bmatrix} \frac{N_3}{N_1} \\ z_2 \\ - \Delta z_2 \end{bmatrix}$$

sein.

Der Wurzelausdruck geht also asymptotisch gegen

$$\sqrt{\frac{1 + \left(\frac{N_3}{N_1}\right)_{z_1}^2}}$$

Durch Elimination von A1 aus den Gl. 19 und 23 erhält man

$$F(z_1, \Delta z_1) = F(z_2, \Delta z_2) \cdot \left(1 + \left(\frac{N_3}{N_1} \right)^2 z_2 \left[1 - \left(\frac{N_3}{\sqrt{y}} \right)^2 z_2 - \Delta z_2 \right]$$
(24)

Aus Gl. 24 gewinnt man eine Beziehung zwischen Δz_1 und Δz_2 . In der Abb. 16 sind die aus Gl. 24 erhaltenen Kurven für die Daten

N ₃	(0		(gestrichelt)	
	= -	{ 1	(strichpunkti	ert)
-*1	z ₂	2	(punktiert)	

Call and the second

eingezeichnet. Dabei wurden die bereits festliegenden Werte (für Mai um die Mittagszeit)

z _m - 2	^z 1 =	5,5	km
z _m - 2	^z 2 =	- 0,5	km
z ₂ - 2	^z 1 =	6	km
н	· · · ·	8	lem

benutzt.

Der genaue Verlauf der strichpunktierten und der punktierten Kurven in Abb. 16 zwischen $0 < \Delta z_2 < 6$ km hängt von dem speziellen Verlauf von $N_3(z)$ ab, ist aber, da $N_3(z)$ mit abnehmender Höhe schnell abklingt, ohne Bedeutung.

Man erkennt, daß die gemessenen Werte am besten durch den Parameter

$$\left.\frac{\mathbb{N}_3}{\mathbb{N}_1}\right|_{\mathbb{Z}_2} = 0 \dots 1$$

angenähert werden. Bis zu dieser Höhe gilt also noch grob die CHAPMAN-Approximation, wir befinden uns jedoch bereits im Übergangsgebiet zur E-Schicht.

APPLETON und PIGGOTT [6] haben aus Dämpfungsmessungen bei verschiedenen Frequenzen geschlossen, daß der Schwerpunkt der nichtselektiven Dämpfung oberhalb 80 km liegen muß. Dies wird durch Dämpfungsmessungen mit Hilfe von Raketenaufstiegen von MENDE, RAWER und VASSY [18] bestätigt.

Wir wollen die normale ungestörte Dämpfung im Gebiet der CHAP-MAN-Approximation mit L_1 , die darüber stattfindende mit L_2 be-zeichnen. Dann ist

$$L_1 + L_2 = L_0$$
 (25)

und es sei

$$\mathbf{p} \mathbf{L}_1 = \mathbf{L}_0 \tag{26}$$

(27)

Setzt man im Gebiet 1

$$\frac{\Delta N}{N_{o}} \approx \frac{\Delta L_{1}}{L_{1}} = \rho \frac{\Delta L_{1}}{L_{o}}$$

und benutzt die Gl. 11, so folgt

$$\Delta L_1 \approx \frac{\lambda}{\rho} \Delta L$$
 (28)

Mit $\lambda = 4$ wird

Also

p ≥ 4

Das heißt aber, daß im Gebiet der CHAPMAN-Approximation höchstens ein Viertel der gesamten Dämpfung stattfindet. Nun ist andererseits unterhalb 80 km die Dämpfung wenigstens 10-15 % der Gesamtdämpfung [19].

 $0,5 < \frac{\Delta^{\mathrm{L}}_{1}}{\Delta^{\mathrm{L}}} \leq 1$ (29)

Während einer Sonneneruption erfolgt mindestens die Hälfte der Zunahme der Dämpfung unterhalb etwa 80 km. Mit anderen Worten: Während einer Sonneneruption werden im UV-Gebiet vorwiegend diejenigen Strahlungskomponenten der Sonne zusätzlich emittiert, die für das Zustandekommen der durch unsere CHAPMAN-Approximation dargestellten Unterkante der Ionosphäre verantwortlich sind. Das sogenannte D-Gebiet würde nach dieser Vorstellung diese Unterkante umfassen. Die normale Dämpfung im D-Gebiet wäre demgemäß etwa nur ein Viertel der Gesamt-Dämpfung. Der andere Teil der Dämpfung findet bereits im E-Gebiet statt.

Für die Zeit des Maximums des Längstwelleneffektes t_0 ist im wesentlichen das Produkt αN_0 in der Höhe z' verantwortlich. Das Produkt αN_0 ist mit Hilfe der Gl. 5 und 8 in der Abb. 17 in Abhängigkeit von $\frac{Z_m-Z}{H}$ dargestellt. Es durchläuft gerade in dem Bereich, in welchem das Absinken der scheinbaren Höhe



Abb. 17 Produkt $\propto N_0$ in Abhängigkeit von $\frac{2m}{r}$

bis zur Höhe z' erfolgt, ein breites Maximum. Dadurch kann die unabhängig von ihrer Stärke annähernde Gleichheit der Maximalzeiten der Längstwelleneffekte und der MD-Effekte erklärt werden.

Bisher war vorausgesetzt worden, daß der Luftdruck keine tagesund jahreszeitlichen Schwankungen aufweist. Auf eine jahreszeitliche Variation des Luftdruckes weisen aber schon die Winteranomalien der Längstwellenfeldstärke (Abb. 5 und 10) sowie der Dämpfung (Abb. 6) hin. Die Winteranomalie der Dämpfung ist eine Erscheinung, die zur Ortswinteræit eintrifft und daher kaum solaren Ursprungs sein kann. Es liegt nahe, diese als durch Druckschwankungen verursacht zu deuten. Wegen der Proportionalität zwischen Druck und Stoßzahl ist ein normales Absinken der scheinbaren Reflexionshöhe der Längstwellen im Winter als Folge einer Verringerung der Stoßzahl in dieser Höhe denkbar.



Abb. 18

 $v = \widetilde{v} e^{\frac{\widetilde{Z}-Z}{H}} (H_1 \angle H_0 \angle H_2)$

In der Abb. 18 ist angedeutet, wie eine Verminderung der Stoßzahl in der Höhe z durch eine Vergrößerung oder Verkleinerung ' der Skalenhöhe H möglich ist, je nachdem $z \leq \tilde{z}$ ist.

Wir versuchen eine Abschätzung der Beziehung zwischen Skalenhöhe und Reflexionshöhe der Längstwellen. Mit dem Ansatz für Druck, Stoßzahl und Rekombinationskoeffizienten.

$$\begin{cases} \mathbf{p} \\ \mathbf{v} \\ \mathbf{a} \\ \end{bmatrix} = \begin{cases} \widetilde{\mathbf{p}} \\ \widetilde{\mathbf{v}} \\ \widetilde{\mathbf{d}} \\ \end{bmatrix} = \begin{cases} \widetilde{\mathbf{z}} - \mathbf{z} \\ \mathbf{H} \\ \mathbf{e} \\ \end{bmatrix}$$
(30)

gewinnt man aus Gl. 17

$$\frac{N_{o}}{V_{o}} = A e^{\frac{Z-\widetilde{Z}}{H} - \frac{\widetilde{B}\widetilde{p}H}{2\cos\chi}} e^{\frac{\widetilde{Z}-Z}{H}} = \text{const.}$$

A und B sind Proportionalitätskonstanten. Daraus folgt für $\frac{\Delta Z}{Z} \ll 1$ und $\frac{\Delta H}{H} \ll 1$

$$\frac{\Delta z}{\Delta H} \approx \frac{z - \widetilde{z}}{H} + \frac{\beta}{1 + \beta}$$
(32)
mit 2 $\beta = \frac{BH \widetilde{\rho}}{\cos \chi} e^{\frac{\widetilde{z} - z}{H}} = e^{\frac{Z_m^{-\overline{z}}}{H}}$

Für 16 kHz ist im Winter $\beta \approx 1$.

Aus
$$\frac{z-\widetilde{z}}{H} = \begin{cases} 0,5 \\ -1,5 \end{cases}$$
 folgt $\Delta z \approx \pm \Delta H$ (33)

Eine Vergrößerung oder Verkleinerung von H bedeutet also eine Abnahme der scheinbaren Reflexionshöhe um einen Betrag gleicher Größenordnung. Einer Änderung von H um 10 % entspricht im Reflexionsniveau eine Druckänderung von - 5 % bzw. - 15 %. Ein Absinken der scheinbaren Höhe um einige Kilometer ist aber imstande, die Winteranomalie der Längstwellenfeldstärke zu erklären. Die Abschätzung hat gezeigt, daß dazu Druckänderungen nötig sind, die durchaus im Bereich des Möglichen liegen.

Die Bestimmung der Abhängigkeit der Dämpfung von der Skalenhöhe läuft auf eine Integration der Form $\int N v dz$ hinaus. Da nun sowohl V als auch N Funktionen von H sind, ist eine Kenntnis des Entstehungsmechanismus von N erforderlich. Für eine CHAPMAN-Schicht mit Druckproportionalem Rekombinationskoeffizienten ist z.B. die nichtselektive Dämpfung praktisch unabhängig von H, während im Falle eines' konstanten Rekombinationskoeffizienten

(31)

ist. Nun war gezeigt worden, daß die gesamte untere Ionosphäre sicherlich nicht durch eine einfache CHAPMAN-Schicht beschrieben werden kann. Es ist deshalb ohne willkürliche Annahmen über den Entstehungsmechanismus der gesamten unteren Ionosphäre nicht möglich, auch nur eine qualitative Beziehung zwischen L und H aufzustellen, obgleich man auf Grund der Gl. 33 und des Verhaltens der CHAPMAN-Schichten geneigt ist, eine Verkleinerung von H als Ursache der Winteranomalie zu erwarten.

-36' -

1.	F. EI G. HI	PPEN EYDT	"Eine Registrieranlage für Längstwellen" Technischer Bericht des Heinrich-Hertz- Instituts, Nr. 35, 1959
2.	R.N. K.G. J.A. T.W. K.	BRACEWELL BUDDEN RATCLIFFE STRAKER WEEKS	"Ionospheric propagation of low and very low frequency radio waves over distances less than 1000 km", Proc. I.E.E. (Part III) <u>98</u> , (1951), 221-236
3.	A.L.	ALPERT	"Über die Ausbreitung sehr langer elektri- scher Wellen oberhalb der Erdoberfläche", Verlag der Akademie d.Wiss. d. UdSSR, Moskau, 1955 (russ.)
4.	J.R.	WAIT	"The mode theory of VLF ionospheric propa- gation for finite ground conductivity", Proc. I.R.E. <u>45</u> , (1957), 760-767
5.	भ.	VOLLAND	"Zur Theorie der Längstwellenausbreitung", Technischer Bericht des Heinrich-Hertz- Instituts, Nr. 33, 1959
6.	E. W.R.	APPLETON PIGGOTT	"Ionospheric absorption measurements du- ring a sunspot cycle", J. Atm. Terr. Phys. <u>5</u> ,(1954), 141-172
7.			"Ionosphärenbericht der Arbeitsgemein- schaft Ionosphäre und des Deutschen Wet- terdienstes"
8.	W.C.	BAIN	"Observations on the propagation of very long radio waves reflected obliquely from the ionosphere during a solar flare", J. Atm. Terr. Phys. <u>3</u> , (1953), 141-152
9.	н.	VOLLAND	"Die Frequenzabhängigkeit der Sonnenerup- tionseffekte im Längstwellengebiet" A.E.Ü. <u>13</u> , (1959), 443 - 448
10.	J.	TAUBENHEIM	"Über den Einfluß von Sonneneruptionen auf die ionosphärische E-Schicht", J. Atm. Terr. Phys. <u>11</u> , (1957), 14-22
11.	А.Н.	WAYNICK	"The present state of knowledge concer- ning the lower ionosphere", Proc. I.R.E. <u>45</u> , (1957), 741-749

12.	F.F. J.L.	GARDNER PAWSEY	"Study of the ionosheric D-region using partial reflections", J. Atm. Terr. Phy. <u>3</u> , (1953), 321 - 344
13.	C. J.M.	ELLYETT "ATTS	"Stratification in the lower ionosphe- re". J. Research NBS <u>63 D</u> , (1959), 117 - 134
14.	Μ.	NICOLET	"The constitution and composition of the upper atmosphere", Proc. I.R.E. <u>47</u> , (1959), 142-147
15.	A.P. R.E.	MITRA JONES	"Recombination in the lower ionosphere", J. Geophys. Res. <u>59</u> , (1954), 391-402
16.	A.P. R.E.	MITRA JONES	"The enhancement of ionospheric ioni- zation during a solar flare", J. Atm. Terr. Phys. <u>5</u> , (1954), 104 - 106
17.	0. H.	HACHENBERG	"Vergleich zwischen 3,2 cm-Radiostrah- lung der Sonne und ionosphärischer Dämpfung im D-Gebiet während einer Sonneneruption", Z. Astrophys. <u>47</u> , (1959), 69 - 80
18.	H. K. E.	MENDE RAWER VASSY	"Absorption radioelectrique par la basse ionosphere mesuree a bord d'une fusèe", Ann. Geophys. <u>13</u> , (1957), 231 - 233
19.	J,	TAUBENHEIM	/ mündliche Mitteilung
	Druc	kfehlerberichti	gung zum Technischen Bericht Nr. 33

"Zur Theorie der Längstwellenausbreitung"

Seite 6, Zeile 6 von oben

 $m_{22} = 1 - \frac{s}{s^2 - h^2}$ statt $m_{22} = \frac{s}{s^2 - h^2}$ Seite 28, erste Zeile von Unten (Formel 38) $h_{opt}^3 = 3 \rho \lambda^2 Q_u$ $h_{opt} = 3 \beta \lambda^2 Q_u$ statt