

# Beobachtung der Brillouin-Instabilität in der Ionosphäre

von

J.A. Fejer, K. Rinnert und R.F. Woodman

Max-Planck-Institut für Aeronomie, Katlenburg-Lindau 3

## Zusammenfassung:

Die Beobachtung einer schwachen Brillouin-Instabilität oder angeregten Brillouin-Rückstreuung mit Hilfe der 50MHz-Incoherent-Backscatter-Radar-Anlage von Jicamarca, Peru, wird beschrieben. Die nichtlineare Wechselwirkung der leistungsstarken Radarwelle mit der aus größeren Höhen zurückgestreuten Welle bewirkt eine Asymmetrie im Ionenspektrum des empfangenen Signals. Die Meßergebnisse stimmen sehr gut mit dem theoretisch berechneten Verhalten überein.

## Abstract:

Observations of weak stimulated Brillouin scattering with the 50 MHz incoherent scatter radar at Jicamarca are described. The non-linear interaction of the upgoing radar wave with the downcoming waves, incoherently backscattered from greater heights, causes an asymmetry in the incoherent "ion" backscatter spectrum. For a given antenna aperture this asymmetry increases with increasing power and decreasing frequency of the radar. The theoretically predicted effect was unambiguously verified, using 3 msec pulses and long integration time. Model calculations show good agreement with the observations.

## Einleitung

Die Brillouin-Instabilität oder die angeregte Brillouin-Rückstreuung gehört zur Gruppe der parametrischen Plasmainstabilitäten, d.h. eine schwache Welle wird durch eine nichtlineare Wechselwirkung mit einer leistungsstarken Pumpwelle geeigneter Frequenz beeinflusst. Bei der Brillouin-Instabilität sind zwei hochfrequente elektromagnetische Wellen und eine niederfrequente ionenakustische Welle beteiligt.

Die Theorie dieser Instabilität ist ausführlich von Drake et al. (1974), Dysthe et al. (1976) und Fejer (1977) behandelt worden. Die Wirkungsweise sei im Folgenden sehr vereinfacht veranschaulicht.

Gegeben sei ein kaltes Plasma mit der Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$ . In diesem Plasma breiten sich die leistungsstarke Pumpwelle, die Welle 1, und dieser in entgegengesetzter Richtung eine schwächere Welle 2 aus.

Beides sind hochfrequente elektromagnetische Wellen etwa gleicher Frequenz ( $\omega_1, \omega_2 \approx \omega$ ), die groß ist gegen  $\omega_p$ . Im Folgenden sollen die beteiligten Wellen durch ein Tripel charakteristischer Größen, Amplitude bzw. eine ihr proportionale Größe, Kreisfrequenz und Wellenzahlvektor beschrieben sein, z.B. Welle 1:

$E_1, \omega_1, k_1$  und Welle 2:  $E_2, \omega_2, k_2$ .

Durch Wechselwirkung beider Wellen im nichtlinearen Plasma erfahren die Elektronen eine Kraft  $F_{NL}$

$$F_{NL} : \frac{E_1 \cdot E_2}{\omega^2}, \omega_3, k_3$$

Dabei müssen die Bedingungen  $k_1 = k_2 + k_3$  und  $\text{Re}(\omega_1) = \text{Re}(\omega_2) + \text{Re}(\omega_3)$  erfüllt sein.

Diese Kraft  $F_{NL}$  bewirkt eine entsprechende Modulation der Elektronendichte  $n_e$

$$n_e : \frac{E_1 \cdot E_2}{\omega^2} N_e \Gamma, \omega_3, k_3$$

$N_e$  ist die mittlere Elektronendichte und  $F$  ist eine komplexe Funktion, die von den Plasmaparametern: Ionenmasse, Ionentemperatur und Elektronentemperatur sowie von  $\omega_3$  und  $k_3$  abhängt.

Im starken Feld der Pumpwelle 1 erhalten die Elektronen eine Geschwindigkeit  $V_1$ , die groß ist gegen ihre thermische Geschwindigkeit (kaltes Plasma)

$$V_1 : \frac{E_1}{\omega}, \omega_1, k_1$$

Diese Geschwindigkeit  $V_1$  ergibt zusammen mit der Elektronendichte  $n_e$  eine Stromdichte  $j$ , die eine Komponente vom Wellentyp 2 besitzt,  $j_2$ ; das folgt aus der obigen Beziehung zwischen  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  und  $\omega_3$  bzw.  $k_1$ ,  $k_2$  und  $k_3$ . Nur diese Komponente ist weiterhin wichtig.

$$j_2 : \frac{E_1^2 E_2}{\omega^3} N_e F, \omega_2, k_2$$

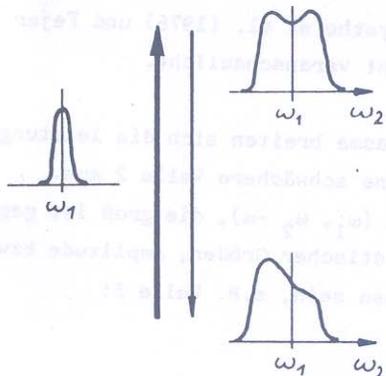
Das Produkt  $j_2 \cdot E_2$ , gemittelt über eine Periode, stellt die Energie dar, die zwischen den Wellen 1 und 2 ausgetauscht wird. Daraus läßt sich die Energieübertragungsrate pro Wegeinheit  $\gamma$  bestimmen; das bedeutet einen zusätzlichen Imaginärteil für die Ausbreitungskonstante der Welle 2.

$$\gamma : \frac{E_1^2}{\omega^3} N_e \cdot \text{Im}(F)$$

Diese Energieübertragungsrate  $\gamma$  ist für  $\omega_1 > \omega_2$  positiv, d.h. die Welle 2 wächst, und für  $\omega_1 < \omega_2$  negativ, d.h. die Welle 2 wird geschwächt.

### Experiment

Mit dem hier beschriebenen Experiment soll geprüft werden, inwieweit die Brillouin-Instabilität im ionosphärischen Plasma angeregt werden kann. Als Pumpwelle 1 wird ein HF-Signal hoher Leistung in die Ionosphäre abgestrahlt. Dieses Signal wird teilweise inkohärent zurückgestreut. In Abhängigkeit der Plasmaparameter ist das sogenannte Ionenspektrum des rückgestreuten Signals dopplerverbreitert mit mehr oder weniger ausgebildeten Höckern symmetrisch zur Senderfrequenz. Dieses Rückstreusignal stellt die Welle 2 dar, die auf ihrem Weg nach unten mit dem aufwärtslaufenden Sendesignal im Plasma wechselwirkt. Der Brillouin-Effekt bewirkt nun, daß das niederfrequente Seitenband im Ionenspektrum verstärkt wird ( $\omega_2 < \omega_1$ ) und das höherfrequente geschwächt wird ( $\omega_2 > \omega_1$ ); das Ionenspektrum wird dadurch asymmetrisch.



Der Effekt ist insgesamt klein, und um ihn überhaupt zuverlässig messen zu können, muß die Energieübertragungsrate möglichst groß sein, d.h.

die Energiedichte der Pumpwelle im Plasma muß groß sein bei möglichst niedriger Frequenz. Außerdem sollte die Wechselwirkung lange, d.h. über einen großen Höhenbereich möglich sein.

Diese Forderungen werden am besten vom Incoherent Backscatter Radar des Radio Observatoriums Jicamarca bei Lima, Peru erfüllt (Bowles, 1967, Evans, 1969). Diese Anlage arbeitet auf 50 MHz, als Antenne dient ein Dipolfeld von  $\sim 300 \text{ m} \times 300 \text{ m}$  Apertur mit einem Gewinn von ca. 43 dB. Die größte Pulslänge und Leistung ist 3 ms bzw. 2 MW. Bei einem Duty cycle von 6% ergibt sich eine Pulswiederholungsrate von  $20 \text{ s}^{-1}$ . Die Antenne wurde in zwei gleiche Teile aufgespalten und getrennt von jeweils einem Sender gespeist. Ein Sender wurde jedoch nur bei jedem zweiten Puls angesteuert, dadurch wurde die Leistung abwechselnd um den Faktor 2 geändert. Da sich dabei auch der Antennengewinn um den Faktor 2 veränderte, ergibt sich eine Variation der Leistungsdichte im Plasma ungefähr um den Faktor 4 (berücksichtigt man die unterschiedliche

Antennendiagramme beim Senden und Empfangen, so folgt ein effektiver Faktor der Leistungsdichteänderung von  $-3,5$ ).

In der Abbildung 1 sind die Experimentbedingungen schematisch dargestellt. Die ionosphärischen Parameter Elektronen- und Ionentemperatur  $T_e$ ,  $T_i$  und die Elektronendichte  $N_e$  beruhen auf Messungen mit dem Jicamarca Radar und entsprechen mittleren, normalen Bedingungen (McClure et al. 1967; Farley 1966; Evans 1969). Das Empfangssignal wird 1 ms nach Ende des 3-ms-Pulses alle 100  $\mu$ s gesampelt (32 komplexe Samplewerte). Aus diesen Werten wird die Autokorrelationsfunktion (ACF) berechnet. Diese ist eindeutig mit dem vorher immer erwähnten Powerspektrum verknüpft. Ein symmetrisches Powerspektrum besitzt eine reelle ACF und ein asymmetrisches Powerspektrum eine komplexe ACF.

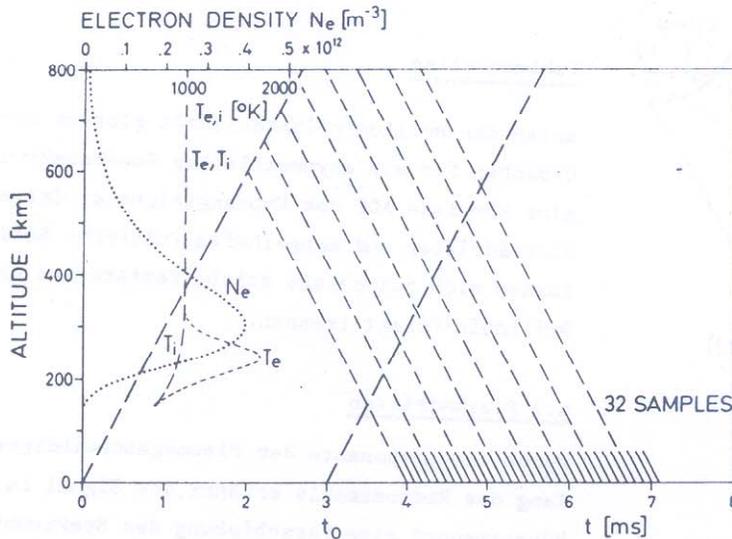


Abb. 1 Zeit-Höhendiagramm des Sendes- und des Empfangssignals sowie Parameter der benutzten Modellionosphäre (nur  $O^+$ -Ionen).

Die Energieübertragungsrate  $\gamma$  ist höhenabhängig, da die Energiedichte mit der Höhe  $h$  abnimmt ( $h^{-2}$ ) und das Elektronendichteprofil  $N_e(h)$  über den Integrationsbereich der Wechselwirkung eingeht.  $\gamma$  erreicht somit seinen größten Wert unterhalb des Elektronendichtemaximums. Bestimmt man jetzt die ACF für verschiedene Zeiten  $t$ ,  $ACF(t, t+\tau)$  ( $t \geq 4$  ms), so beobachtet man unterschiedliche Höhenbereiche und wird entsprechend verschieden starke Effekte feststellen. (Die Echos werden erst ab einer Höhe von 150 km registriert, um Effekte durch den äquatorialen Elektrojet aus der E-Region zu vermeiden.)

Die Abbildung 2 zeigt Ergebnisse von Modellrechnungen. Es wurden die Ionosphärenparameter der Abb. 1 zugrunde gelegt und  $O^+$  als einzige Ionensorte angenommen.

Die Teildarstellung 2a zeigt normierte, komplexe ACFs für  $t = 4$  ms für verschiedene Pulsleistungen. Bei  $t = 4$  ms ist die Ionosphäre bis 600 km als oberste Integrationsgrenze beteiligt, während die untere Integrationsgrenze sich von 150 km ab mit wachsendem  $\tau$  nach oben verschiebt (vgl. Abb. 1). Die Bestimmung der ACF bei diesem Experiment wird sehr ausführlich bei Fejer et al. (1977) dargestellt. Für  $t = 4$  ms ist also praktisch die ganze Ionosphäre mit der maximalen Beeinflussung durch den Brillouin-Effekt beteiligt. Die Zahlen an den einzelnen Kurven des Imaginärteils geben die Pulsleistung in MW an, bezogen auf die Geräteparameter des Jicamarca Radars. Die absolute Größe des Imaginärteils ist proportional dieser Leistung. Die Skala für den Imaginärteil ist um den Faktor 10 gegenüber der des Realteils gedehnt! Der Realteil der normierten ACF ist natürlich unabhängig von der Leistung.

Die Teildarstellung 2b zeigt die Ergebnisse für verschiedene Höhenbereiche der Wechselwirkung.

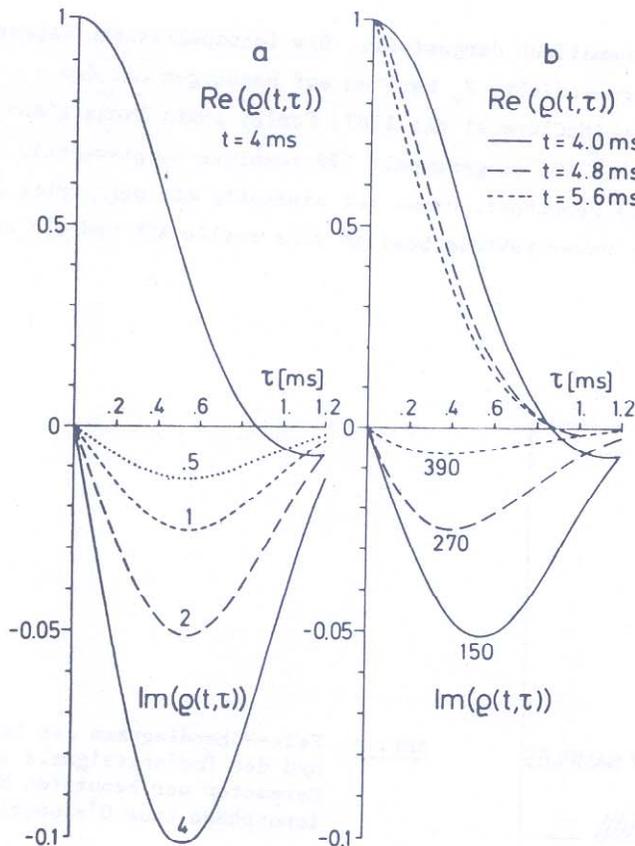


Abb. 2 Berechnete normierte, komplexe Autokorrelationsfunktionen (ACF) des Empfangssignals für das Modell der Abb. 1. (Die Skala für den Imaginärteil der ACF ist um den Faktor 10 gedehnt.)  
 a.) für verschiedene Pulsleistungen (0,5, 1, 2 und 4 MW; Antennengewinn: 43 dB)  
 b.) für verschiedene Höhenbereiche, d.h. verschiedene Zeiten  $t$  für den 1. Samplewert. Die Zahlen (150, 270, 390) geben die minimale Höhe in km an, aus der Rückstreusignale zur jeweiligen ACF beitragen.

Asymmetrie, die deutlich kleiner ist als der zu erwartende Brillouin-Effekt. Dieser Drifteffekt ist also im Gegensatz zum Brillouin-Effekt, nicht von der Höhe abhängig und natürlich auch nicht von der Pulsleistung. Außerdem müßte ein durch Drift verursachter Imaginärteil in der ACF die gleichen Nullstellen besitzen wie der Realteil (vgl. Abb. 2). Der Drifteffekt läßt sich somit feststellen und eliminieren, wenn man die Sendeleistung und/oder den Höhenbereich variiert. Die Auswertung der Messungen ergab, daß der Drifteffekt vernachlässigbar klein war. Eine Korrektur der Daten war nicht notwendig.

#### b.) Pulsform

Durch technische Unzulänglichkeiten der Radaranlage kann die Pulsform selbst gestört sein; insbesondere ergibt eine Frequenz- oder Phasenmodulation des Pulses ein asymmetrisches Spektrum. Ändert sich z.B. die Frequenz während der Pulsdauer linear mit der Zeit, so entspricht das einer Frequenzverschiebung des Spektrums und ist gleichbedeutend mit einer Dopplerverschiebung bei der Streuung durch eine Plasmadrift. Für diese Messungen ist die Pulsform daher sorgfältig überprüft worden. Nach optimalem Abgleich der Anlage war der Pulsformeffekt klein gegen den Brillouin-Effekt. Die Ergebnisse wurden dennoch korrigiert

Als Leistung wurde jeweils 2 MW angenommen. Variiert wurde die Zeit des 1. Samplewertes und damit der Höhenbereich ( $t = 4$  ms,  $\tau = 0 : 150$  km - 600 km;  $t = 4,8$  ms,  $\tau = 0 : 270$  km - 720 km;  $t = 5,6$  ms,  $\tau = 0 : 390$  km - 840 km). Der Brillouin-Effekt nimmt bei größeren Höhen deutlich ab, da die Energiedichte und die Elektronendichte abnehmen. Entsprechend den unterschiedlichen Plasmametern in den jeweiligen Höhenbereichen verändert sich auch der Realteil der ACF.

#### Fehlerquellen

Neben der Brillouin-Instabilität gibt es noch andere Ursachen für ein asymmetrisches Powerspektrum bzw. eine komplexe ACF des Empfangssignals: das sind Plasmadriften und mangelhafte Pulsform. Beide Effekte lassen sich jedoch als solche feststellen und vom Brillouin-Effekt trennen.

#### a.) Plasmadriften

Durch die Komponente der Plasmageschwindigkeit entlang des Radarstrahls erfährt das Signal bei der Rückstreuung eine Verschiebung des Spektrums um die Dopplerfrequenz, d.h. das Powerspektrum, bezogen auf die Sendefrequenz, wird asymmetrisch und die ACF komplex. (Eine Aufwärtsdrift des Plasmas wirkt in gleicher Richtung wie der Brillouin-Effekt.) Aus vielen Messungen mit dem Jicamarca-Radar ist bekannt, daß zu der Zeit, als dieses Experiment durchgeführt wurde, mit einer Aufwärtsdrift von  $0 - 20 \text{ ms}^{-1}$  gerechnet werden kann. Diese Drift ist zwischen  $\sim 200$  und  $\sim 800$  km Höhe praktisch konstant (Balsley 1973, Woodman 1970). Einer solchen Drift entspricht eine

Ein derartiger Effekt kann zwar von der Pulsleistung abhängen, aber nicht vom Höhenbereich und ist somit ebenfalls feststellbar.

### Ergebnisse

Das Experiment wurde nach dem in Abbildung 1 skizzierten Schema mit 2 verschiedenen Pulsleistungen (Die Leistungsdichte wurde im Verhältnis 1 : 4 variiert) an verschiedenen Tagen für jeweils mehrere Stunden durchgeführt. Aus den 32 komplexen Samplewerten sind die ACFs für verschiedene Höhenbereiche berechnet worden.

Die Resultate sind in der Abbildung 3 dargestellt. Die vollen Kreise zeigen die Ergebnisse für die hohe Leistung (1,9 MW), die offenen Kreise die für die niedrige (0,5 MW). Die Fehlerbalken geben an, mit welcher Genauigkeit der Imaginärteil der

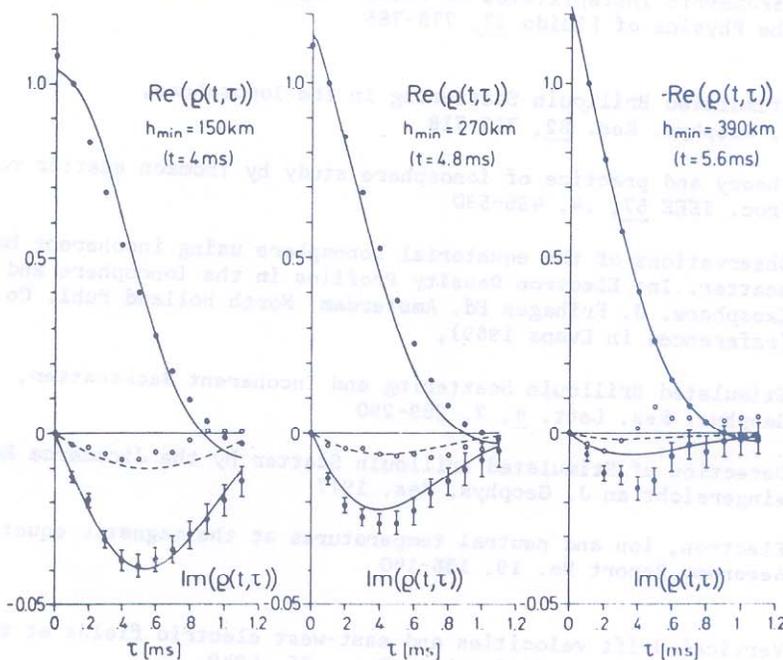


Abb. 3 Ergebnisse des Experiments zur Beobachtung der Brillouin-Instabilität. Die vollen Punkte geben die Messungen mit hoher, die offenen Kreise die mit niedriger Pulsleistung wieder. Die Teildarstellungen gelten für verschiedene Höhenbereiche wie bei Abb. 2b. Die Kurven sind berechnete Autokorrelationsfunktionen nach dem Modell der Abb. 1 und 2a, b. Die gemessenen und gerechneten Werte sind auf den Realteil für  $\tau = 0,1$  ms normiert; dadurch gehen bei den Messungen keine Rauschanteile in die Normierung ein.

### Diskussion

Durch das beschriebene Experiment wurde eindeutig nachgewiesen, daß die Brillouin-Instabilität oder die angeregte Brillouin-Rückstreuung in der Ionosphäre beobachtet werden kann. Es besteht keine Gefahr, daß dieser Effekt Incoherent-Backscatter-Messungen, insbesondere Driftmessungen, wesentlich verfälscht. Außer dem Jicamarca-Radar arbeiten alle Incoherent-Backscatter-Anlagen auf viel höheren Frequenzen (dies wird auch für EISCAT gelten), d.h. der Brillouin-Effekt wird vernachlässigbar klein (er ist proportional  $\omega^{-3}$ ). Außerdem werden für Ionosphärenuntersuchungen normalerweise viel kürzere Pulse benutzt, um eine sinnvolle

Genauigkeit der Imaginärteil der normierten ACF aus  $N$  statistisch unabhängigen Sampleprodukten bestimmt werden kann. Für diese Auswertung beträgt  $N = 25600$ , das entspricht einer Integrationszeit von  $\sim 42$  Min. Die Fehlerbalken gelten in gleicher Größe für die Daten der niedrigen Leistung. Die Kurven (ausgezogen und gestrichelt) stellen theoretisch berechnete ACFs nach dem Ionosphärenmodell der Abb. 1 und den aktuellen Meßparametern dar. Die Realteile der ACFs sind die gleichen für beide Leistungen, sowohl für die theoretischen, wie auch für die gemessenen.

Die Messungen entsprechen sehr genau den Berechnungen; das beweist, daß die Theorie die Brillouin-Instabilität richtig beschreibt. Diese Übereinstimmung ließe sich noch verbessern, in dem man die Ionosphärenparameter geringfügig verändert (es wurden keine aktuellen, sondern nur mittlere Werte zugrunde gelegt) und den Antennengewinn anpaßt, der mit der notwendigen Genauigkeit nicht bekannt ist.

Höhenauflösung zu erhalten; dadurch wird der Integrationsbereich der Wechselwirkung sehr klein und der Einfluß entsprechend schwach.

Die Autoren danken dem Personal des Radio Observatoriums Jicamarca, Lima, Peru für ihre Unterstützung.

#### S c h r i f t t u m

- |  |      |  |
|--|------|--|
| Balsley, B.B.  | 1973 | Electric fields in the equatorial ionosphere: A review of techniques and measurements, J. Atm. Terr. Phys. <u>35</u> , 1035-1044   |
| Bowles, K.L.   | 1967 | Design Considerations for Jicamarca. Aeronomy Report No. 19, University of Illinois, 39-46   |
| Drake, J.F., P.K. Kaw,<br>Y.C. Lee, G. Schmidt,<br>C.S. Liu, M.N. Rosenbluth | 1974 | Parametric instabilities of electromagnetic waves in plasmas, The Physics of Fluids <u>17</u> , 778-785  |
| Dysthe, K.B., E. Leer,<br>J. Trulsen, L. Stenflo                             | 1976 | Stimulated Brillouin Scattering in the Ionosphere, J. Geophys. Res. <u>82</u> , 717-718  |
| Evans, J.V.  | 1969 | Theory and practice of ionosphere study by Thomson scatter radar, Proc. IEEE <u>57</u> , .4, 496-530   |
| Farley, D.T.   | 1966 | Observations of the equatorial ionosphere using incoherent backscatter. In: Electron Density Profiles in the Ionosphere and Exosphere. J. Frihagen Ed. Amsterdam: North Holland Publ. Co., 446 (referenced in Evans 1969), |
| Fejer, J.A.  | 1977 | Stimulated Brillouin Scattering and Incoherent Backscatter, Geophys. Res. Lett. <u>4</u> , 7, 289-290  |
| Fejer, J.A., K. Rinnert,<br>R.F. Woodman                                     | 1977 | Detection of Stimulated Brillouin Scatter by the Jicamarca Radar, eingereicht an J. Geophys. Res. 1977   |
| McClure, J.P., D.T. Farley,<br>D.L. Sterlin and T.E. Van-<br>Zandt           | 1967 | Electron, ion and neutral temperatures at the magnetic equator, Aeronomy Report No. 19, 136-140  |
| Woodman, R.F.  | 1970 | Vertical drift velocities and east-west electric fields at the magnetic equator, J. Geophys. Res., <u>75</u> , 6249  |
| Woodman, R.F.<br>Hagfors, T.   | 1969 | Methods of the Measurement of Vertical Ionospheric Motions near the Magnetic Equator by Incoherent Scattering, J. Geophys. Res. <u>74</u> , 1205-1212  |