

## Werk

**Jahr:** 1970

**Kollektion:** fid.geo

**Signatur:** 8 Z NAT 2148:36

**Digitalisiert:** Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

**Werk Id:** PPN101433392X\_0036

**PURL:** [http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X\\_0036](http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0036)

**LOG Id:** LOG\_0039

**LOG Titel:** Elektronendichte-Messungen in der Ionosphäre mit einer neuartigen Hochfrequenz-Impedanzsonde

**LOG Typ:** article

## Übergeordnetes Werk

**Werk Id:** PPN101433392X

**PURL:** <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

## Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

## Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen  
Georg-August-Universität Göttingen  
Platz der Göttinger Sieben 1  
37073 Göttingen  
Germany  
Email: [gdz@sub.uni-goettingen.de](mailto:gdz@sub.uni-goettingen.de)

## Elektronendichte-Messungen in der Ionosphäre mit einer neuartigen Hochfrequenz-Impedanzsonde

Von F. MELZNER und H. H. RABBen, Garching<sup>1)</sup>

Eingegangen am 5. November 1969

**Zusammenfassung:** Um die Messung elektrischer Felder in der Ionosphäre durch Beobachtung von Metaldampfwolken zu ergänzen, wurden mit einer neuartigen gewobbelten Hochfrequenz-Impedanzsonde elf erfolgreiche Experimente zur Messung der Elektronendichte entlang der Raketenflugbahn durchgeführt.

Zunächst wird die Auswahl des Meßverfahrens begründet und das Meßprinzip erläutert. Die störenden Einflüsse der Ionengrenzschicht und ihre Beseitigung durch einen Schutzring und durch geeignete Formgebung der Meßelektroden werden diskutiert. Ferner wird die elektronische Schaltungsanordnung, die eine der Kapazität proportionale Spannung liefert, kurz erklärt.

Am Beispiel eines ebenen Kondensators wird die Frequenzabhängigkeit der Sonden-Admittanz vom Verlauf der Elektronendichte zwischen Grenzschicht und ungestörtem Plasma und vom Erdmagnetfeld dargelegt, um daraus auf komplizierter gestaltete Sonden zu schließen. Die Experimente zeigen, daß die hier verwendete Elektrodenanordnung einer (halb-)kugelförmigen Sonde ähnlich ist, so daß die für einen Kugelkondensator durchgeführten Rechnungen anwendbar sind, auch bei einem magnetisch aktiven Plasma. Zur Demonstration werden die für Kugelkondensatoren gerechneten und die gemessenen Kapazitätsspektren gegenübergestellt (Abb. 7 und Abb. 8).

Außer den „Hauptresonanzen“, deren Frequenz von der Elektronendichte abhängt, wurden noch weitere Resonanzen beobachtet, und zwar bei den Harmonischen der Elektronenzyklotronfrequenz  $f_H$  (die auch bereits vom Topsyde-Sounder registriert wurden), sowie bei einer Frequenz  $f_R$ , die zwischen  $f_H$  und der Larmorfrequenz  $1/2 f_H$  liegt.

Die Entstehung dieser „LARMOR-Resonanz“ wird zu erklären versucht.

**Summary:** In order to support the measurement of electric fields in the ionosphere by observing metal-vapour clouds, eleven successful experiments for measuring the electron density along the rocket's trajectory were performed within the Aurora zone (northern Sweden and northern Canada) as well as near the equator (southern India) by a swept frequency r.f. impedance probe improved by introducing a guard ring between the electrodes.

At first reasons are given for the selection of the measuring method, and the principle of the measurement procedure is explained. The probe is a condenser, the capacity of which depends within a plasma on the frequency because of the additional electron current and vanishes at the plasma frequency  $f_N$ . But because of the ion sheath, which is generally formed in a plasma around every solid, the pure plasma capacity,  $C$ , is modified by additional series and parallel capacities,  $C_S$  and  $C_P$ . Consequently the total capacity,  $C_G = C_P + C_S \cdot C / (C_S + C)$ , does not vanish at the plasma frequency,  $f_N$ . Moreover a series resonance arises at the frequency,  $f_S$ , where  $C$  equals  $-C_S$ .

<sup>1)</sup> Dr. F. MELZNER und Dr. H. H. RABBen, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Institut für extraterrestrische Physik, 8046 Garching bei München.

By a guard ring,  $C_P$  can be reduced so much as to become ineffective, so that  $C_G$  vanishes at the same frequency as  $C$ . In order to get a marked variation of  $C_G$  at  $f_N$ ,  $C_S$  has to be large enough compared with the free space capacity,  $C_0$ , of the probe.  $C_S$  becomes large by making the diameter of the probe large compared with the sheath thickness. In addition the size of the impedance probe must be large enough, in order to avoid electron transit-time effects, e.g. the characteristic linear dimensions of the probe system must not be less than the relative velocity of the electrons divided by angular frequency.

The electric circuit arrangement (see fig. 5) is explained shortly. The output voltage is proportional to the capacity of the probe, or more precisely to  $|Y_a|/\omega$  where  $Y_a$  is the measured admittance. The frequency dependence of  $Y_a$  on the shape of the electron-density profile between the sheath and the undisturbed plasma, and on the geomagnetic field is discussed for a parallel-plate condenser in order to make easier the understanding of more complicatedly shaped probes.

The experiments show the applied electrode configuration to be similar to a (hemi-)spherical probe. Therefore the calculations, carried out for a spherical condenser, can be applied to our probe, even if it is within a magnetic-active plasma. This is demonstrated by comparing the calculated spectra for a spherical condenser, with the spectra, recorded during rocket flights with the improved impedance probe (Fig. 7 and 8). There are two main parallel resonances, at the plasma frequency,  $f_N$ , and the upper hybrid frequency,  $f_T$ , and one main series resonance at the frequency  $f_S$ , where  $C + C_S = 0$ .

In addition to the "main resonances", the frequency of which depends on the electron density, several resonances more were frequently observed. They arise at the harmonics of the electron gyrofrequency  $f_H$ , and that mostly at those harmonics which are neighbouring the main resonances.

Another type of resonance has frequently been observed at a frequency  $f_R$ , which is between  $f_H$  and the Larmor frequency,  $1/2 f_H$ . This "LARMOR resonance" is suggested to arise in a radial electrostatic field,  $E_r$ , as it exists within the ion sheath around the impedance probe. For the electrons there must be circular orbits around the center of this field where the centrifugal force, the Lorentz force, and the Coulomb force are in equilibrium. For the geomagnetic field component,  $B_Z$ , perpendicular to  $E_r$  the angular frequency,  $\omega_R$ , is given by:

$$m \cdot \omega_R^2 \cdot r + e \cdot \omega_R \cdot r \cdot B_Z + e E_r = 0$$

With the angular gyrofrequency component  $\omega_L = e \cdot B_Z/m$  the solution of this equations becomes

$$\omega_R = \frac{1}{2} \omega_L \pm \left( \frac{1}{4} \omega_L^2 + \frac{e E_r}{m \cdot r} \right)^{1/2}$$

Equilibrium orbits are possible for

$$e \cdot E_r / m \cdot r + \omega_L^2 / 4 = \eta' \geq 0,$$

so that

$$\frac{1}{2} \omega_L \lesssim \omega_R \leq \omega_L$$

A coarse estimate for ionospheric conditions and for  $\eta' = 0$  shows that resonances are possible if

$$10^4 \lesssim \frac{N \cdot B_Z}{\text{cm}^{-3} \cdot \text{Gau\ss}} \lesssim 10^6$$

## 1. Einleitung

In den Jahren 1967 und 1968 wurden vom Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik elf erfolgreiche Experimente zur Messung der Elektronendichte in der Ionosphäre mit Höhenforschungsraketen vom Typ Nike-Apache und Black-Brant durchgeführt. Acht dieser Experimente fanden in der Nordlichtzone über Kiruna (Nordschweden) und Churchill (Nordkanada) statt, die drei übrigen am geomagnetischen Äquator über Thumba (Südindien).

Diese Elektronendichte-Messungen entlang der Raketen-Flugbahn mit einer verbesserten Hochfrequenz-Impedanzsonde wurden gleichzeitig mit Metallverdampfungs-experimenten zur Messung elektrischer Felder in der Ionosphäre ausgeführt und hatten den Zweck, eine genaue Auswertung der Metaldampfwolken-Beobachtungen zu ermöglichen [FÖPPL et al., 1968]. Darüber hinaus ergaben die Elektronendichte-Messungen mit der neuartigen Meßanordnung neue Erkenntnisse über die Frequenz-abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten eines warmen Plasmas mit Magnetfeld.

## 2. Das Meßverfahren

Bei der Auswahl der Meßmethode wurden zunächst die Verfahren ausgeschieden, die auf der Wechselwirkung des zu untersuchenden Plasmas mit einer elektromagnetischen Welle beruhen, die sich zwischen einem HF-Sender und einem entfernten Empfänger ausbreitet [vgl. BOWHILL und SCHMERLING, 1961, sowie RABBen, 1965]. Diese Verfahren setzen nämlich bestimmte Dichteverteilungen voraus und führen vor allem bei wolkenförmigen Dichteverteilungen zu Fehlmessungen. Da die Messungen während der Dämmerung durchgeführt werden sollen, während der vor allem in der Polarlichtzone sehr häufig Wolkenstrukturen auftreten, sind Sondenverfahren vorzuziehen.

Das genaueste Sondenverfahren ist offenbar die Resonanzrelaxationsmethode, durch die die von einem HF-Sender angefachten, örtlich auftretenden Resonanzen beobachtet werden [HEIKKILÄ et al., 1968]. In der bisher üblichen Form erfordert sie allerdings einen großen experimentellen Aufwand, da eine relativ große Sendeantenne verwendet wird. Um mit geringerem Aufwand auskommen zu können, wurde ein einfacheres Hochfrequenzverfahren entwickelt, die gewobbelte HF-Impedanzsonde mit Schutzring. Die Experimente zeigen, daß dieses in bezug auf Interpretationssicherheit und Meßgenauigkeit der Resonanzrelaxationsmethode etwa gleichwertig ist. Wie die Relaxationsmethode ist es unempfindlich gegen Störungen durch die Kielwasserströmung und das Erdmagnetfeld, durch Geometrie-, Relaxationszeit- und Oberflächen-Effekte, die bei vielen Sonden eine schwer zu beseitigende Rolle spielen.

## 3. Arbeitsweise einer gewobbelten HF-Impedanzsonde

### 3.1 Prinzip

Eine HF-Sonde ist ein Kondensator, dessen Kapazität  $C$  im Plasma wegen des zusätzlichen Elektronenstromes von der Frequenz  $f$  abhängt. In einem magnetfeldfreien Plasma beträgt diese Kapazität  $C$  verglichen mit seiner Kapazität  $C_0$  im freien Raum:

$$\frac{C}{C_0} = 1 - \frac{f_N^2}{f^2} = \varepsilon \quad (1)$$

Die Frequenz  $f_0$ , bei der  $C$  bzw.  $\varepsilon$  verschwindet, ist danach die nur von der Elektronendichte  $N$  abhängende Plasmafrequenz  $f_N$ :

$$f_0 = f_N \equiv \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 \cdot N}{\varepsilon_0 \cdot m}} \approx 9 \text{ kHz} \cdot \sqrt{\frac{N}{\text{cm}^{-3}}} \quad (2)$$

Hierbei bedeuten  $e$  und  $m$  die Elektronenladung und -masse,  $\varepsilon$  und  $\varepsilon_0$  die relative und die absolute Dielektrizitätskonstante. Die Frequenz  $f_0$  kann leicht gemessen werden und erlaubt die Errechnung der Elektronendichte  $N$  nach Gleichung 2.

Im praktischen Fall treten Störungen durch die Ionengrenzschicht und durch das Magnetfeld im Plasma auf, die nacheinander betrachtet werden sollen.

### 3.2 Störungen durch eine Ionengrenzschicht

Ein völlig mit Plasma gefüllter Kondensator läßt sich nicht ohne weiteres verwirklichen. Da sich in einem thermischen Plasma jeder Körper auflädt, bildet sich um ihn herum eine Grenzschicht mit stark reduzierter Elektronendichte. Die Schicht wirkt wie ein zum „Plasmakondensator“ in Serie geschalteter Kondensator der Kapazität  $C_S$  mit einem Dielektrikum, das sich von dem des freien Raumes nicht wesentlich unterscheidet ( $\varepsilon \approx 1$ ). Außerdem muß bei den üblichen HF-Sonden-Anordnungen nach Abb. 1 [vgl. z. B. JACKSON und KANE, 1959; JACOBS und RAWER, 1965] auch noch mit einer Parallelkapazität  $C_P$  gerechnet werden, deren Dielektrikum ebenfalls dem des freien Raumes annähernd gleicht ( $\varepsilon \approx 1$ ). Die wirkliche Gesamtkapazität  $C_G$  der Anordnung setzt sich also aus drei Teilkapazitäten zusammen:

$$C_G = C_P + \frac{C_S \cdot C}{C_S + C} \quad (3)$$

(Vgl. hierzu das Ersatzschaltbild der Abb. 2.) Die Gesamtkapazität  $C_G$  verschwindet danach nicht mehr bei der Plasmafrequenz  $f_N$ , sondern bei einem davon abweichenden Wert  $f_0$ , aus dem sich die scheinbare Dichte  $N_0$  ergibt (vgl. Abb. 3), wie die Lösung der Gleichung 1 zeigt:

$$\frac{f_N^2}{f_0^2} = \frac{N}{N_0} = 1 + \frac{1}{\frac{C_0}{C_P} + \frac{C_0}{C_S}} \quad (4)$$

Die Abweichung ist um so größer, je kleiner  $C_0/C_P + C_0/C_S$  ist. Sie ist zudem nicht konstant, da  $C_P$  und  $C_S$  von der Dicke der Grenzschicht abhängig sind, die sich mit der Plasmatemperatur und der Dichte und mit der Raketengeschwindigkeit nach Größe und Richtung gegenüber dem Plasma ändert. Die Forderung lautet deshalb

$$\frac{C_0}{C_P} + \frac{C_0}{C_S} \gg 1 \quad (5)$$

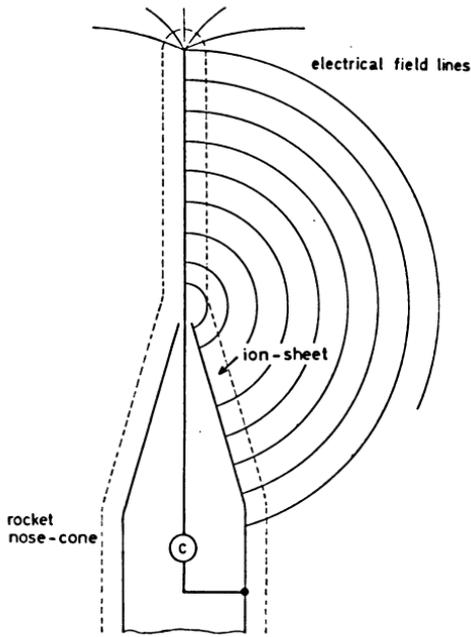


Abb. 1: Raketensonde für Elektronendichte-Messungen mit Parallel- und Serienkapazität  $C_P$  und  $C_S$ .

Fig. 1: Device for electron density with parallel and series capacities,  $C_P$  and  $C_S$ .

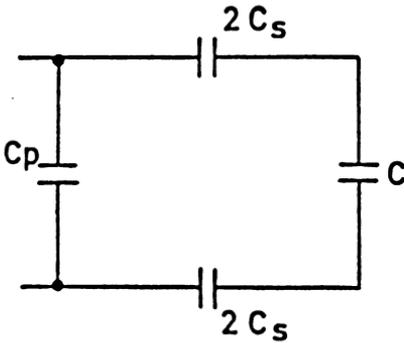


Abb. 2: Ersatzschaltbild für die Raketensonde der Abb. 1.

Fig. 2: Equivalent circuit of the device illustrated by fig. 1.

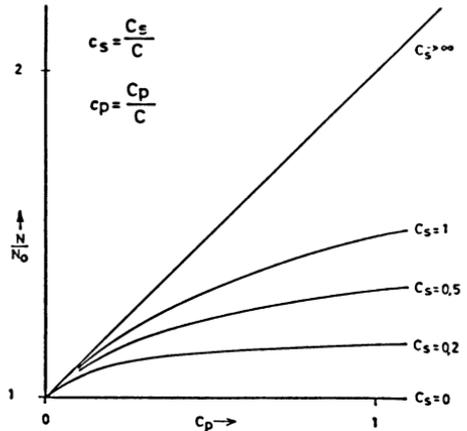


Abb. 3: Verhältnis der wahren Elektronendichte  $N$  zur gemessenen Größe  $N_0$  in Abhängigkeit von der Parallelkapazität  $C_P$  für verschiedene Serienkapazitäten  $C_S$ .

Fig. 3: Ratio of the true electron density  $N$  to the measured quantity  $N_0$  at different sheath thicknesses and different parallel capacities.

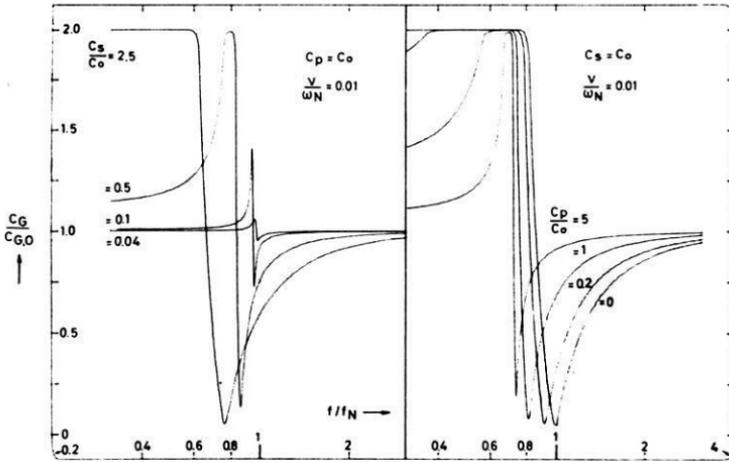


Abb. 4: Frequenzabhängigkeit der Kapazität  $C_G/C_0$  der Impedanzsonde für verschiedene  $C_S/C_0$  bei  $C_P = C_0$  (links) und für verschiedene  $C_P/C_0$  bei  $C_S = C_0$  (rechts).

Fig. 4: Frequency dependence of the capacity,  $C_G/C_0$ , of the impedance probe for different  $C_S/C_0$  with  $C_P = C_0$  (to the left) and for different  $C_P/C_0$  with  $C_S = C_0$  (to the right).

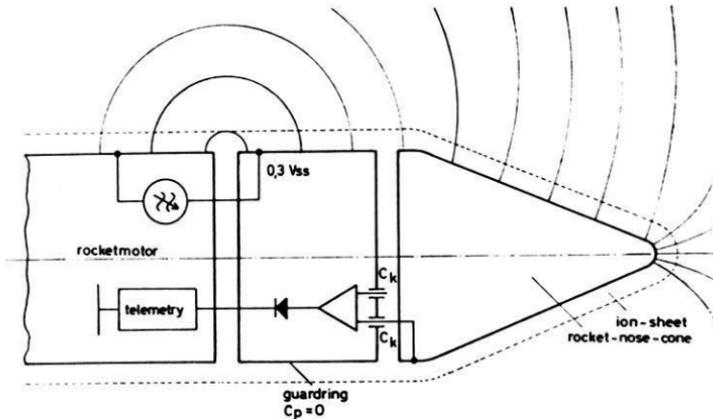


Abb. 5: Raketensonde für Elektronendichte-Messungen mit sehr kleiner Parallelkapazität  $C_P$  und großer Serien-Kapazität  $C_S$ .

Fig. 5: Device for electron density measurements without parallel capacity.

Mit abnehmendem  $C_S$  wird aber die Ankoppelung des Meßgerätes an das Plasma schlechter, und die Resonanzstellen werden entsprechend abgeflacht. Dazu sind in Abb. 4 die beiden Fälle  $C_S$  als Parameter bei festem  $C_P$  und  $C_P$  als Parameter bei festem  $C_S$  gegenübergestellt. Daraus folgt, daß das Meßziel nur bei kleinem  $C_P$  und großem  $C_S$  befriedigend erfüllt wird. Eine Anordnung, die das ermöglicht, ist in Abb. 5 dargestellt.

### 3.3 Impedanzsonde mit Schutzring

Die Raketenspitze dient als Meßelektrode. Sie ist vom übrigen Raketenkörper, der als Gegenelektrode wirkt, elektrisch getrennt. Dazwischen befindet sich ein elektrisch isolierter Schutzring. Er liegt auf der gleichen HF-Spannung wie die Meßelektrode. Gemessen wird aber nur der Strom und damit nach entsprechender Umformung die Kapazität zwischen Raketenspitze und -motor. Wenn die Breite des Schutzringes groß gegen die Grenzschichtdicke ist, so ist  $C_P$  mit Sicherheit sehr klein, so daß sich die Plasmafrequenz  $f_N$  und die Dichte  $N$  richtig ermitteln lassen. Ein großes  $C_S/C_0$ -Verhältnis wird durch einen großen Durchmesser der Meßelektrode relativ zur Grenzschichtdicke erreicht. Sie ist in der Ionosphäre, wo der Photoeffekt zu vernachlässigen ist, einige Debye-Längen  $\lambda_D$  dick:

$$\lambda_D = (\varepsilon_0 k T / e^2 N)^{1/2} \simeq 6.9 \left( \frac{T / ^\circ\text{K}}{N / \text{cm}^{-3}} \right)^{1/2} \quad (6)$$

(Hierbei bedeutet  $k$  die Boltzmann-Konstante.)

In der Ionosphäre liegen die Werte für  $\lambda_D$  zwischen einigen cm und etwa 0,1 mm.

Eine weitere Bedingung für scharf ausgebildete Resonanzstellen ist, daß die Aufenthaltswahrscheinlichkeit  $T$  eines Elektrons im Feld des Meßkondensators genügend groß ist. Dies ist nach KAISER (1962) der Fall, wenn  $2 \pi f_{\min} \cdot T > 1$  ist, oder mit  $T = s/v_e$ , wobei  $s$  eine charakteristische Länge des Kondensatorsystems ist und  $v_e$  die Elektronengeschwindigkeit,

$$s \cdot v_e / 2 \pi f_{\min}$$

Nimmt man als Elektronengeschwindigkeit  $10^5$  m/s und eine untere Plasmafrequenz von 400 kHz an, so ergibt sich, daß  $s > 4$  cm sein sollte.

Diese Bedingung ist aber schon erfüllt, wenn das Meßsystem groß gegen die Schichtdicke ist.

### 3.4 Der Einfluß eines statischen (Erd-)Magnetfeldes

#### 3.4.1 Der ebene Kondensator

Bisher wurde vorausgesetzt, daß das Plasma magnetfeldfrei ist oder daß, wenn ein Magnetfeld vorhanden ist, für die Gyrofrequenz die Ungleichung  $f_H = e \cdot B / 2 \pi m \ll f_N$  gilt, sowie daß die Stoßfrequenz wesentlich kleiner ist als die Plasmafrequenz. Wenn

man das Magnetfeld nicht mehr vernachlässigen kann, hängt die Kapazität einer Sonde nicht nur von der Elektronendichte  $N$  bzw. der Plasmafrequenz  $f_N$  ab, sondern auch von der Magnetfeldstärke  $B$  bzw. der Gyrofrequenz  $f_H$  und dem Winkel  $\vartheta$ , den die magnetischen Feldlinien mit den elektrischen der Sonde bilden. Bei einem ebenen Plattenkondensator gilt dann statt der Gleichung 1 die Gleichung 7:

$$\frac{C}{C_0} = 1 - \frac{X}{U} \cdot \frac{U^2 - Y^2 \cos^2 \vartheta}{U^2 - Y^2} = \varepsilon_B \quad (7)$$

mit  $U = 1 - jZ$ ,  $Z = \bar{\nu}/2 \pi f$ ,  $\nu =$  effektive Stoßfrequenz und  $Y = f_H/f$ . Die Frequenz  $f_0$ , bei der  $\varepsilon_B$  verschwindet, hängt dann also von der Richtung der Plattenkondensator-Normalen relativ zu den magnetischen Feldlinien ab und liegt zwischen  $f_N$  und der oberen Hybridfrequenz  $f_T = (f_N^2 + f_H^2)^{1/2}$ :

$$f_N \leq f_0 \leq f_T$$

### 3.4.2 Der Kugelkondensator

Im Vergleich zu einem ebenen Kondensator ist das Verhalten einer beliebig geformten Sonde in einem Plasma mit Magnetfeld außerordentlich kompliziert, da zwischen magnetischen und elektrischen Feldlinien alle möglichen Winkel  $\vartheta$  vorkommen. Unsere Experimente mit einer einseitig konischen Meßelektrode, 83 cm lang, 17 cm Durchmesser (vgl. Abb. 5), haben jedoch gezeigt, daß die Nullstelle unabhängig vom Winkel  $\alpha$  zwischen dem magnetischen Feld und der Raketenachse immer bei der Hybridfrequenz  $f_T$  und ein weiteres Minimum der Kapazität bei der Plasmafrequenz  $f_N$  auftritt. Diese Zuordnung ergibt sich aus der Beobachtung, daß die so gemessenen Frequenzen und die bekannte Gyrofrequenz  $f_H$  die Beziehung

$$f_T = (f_N^2 + f_H^2)^{1/2}$$

innerhalb der Meßgenauigkeit von  $\pm 5\%$  erfüllen (Abb. 6). Dieses Ergebnis wurde sowohl bei Messungen in der Polarzone mit  $\alpha \approx 0$ , als auch am Äquator mit  $\alpha \approx 90^\circ$  erhalten, und obwohl die Rakete gelegentlich stark nutierte. Die konische Meßelektrode verhält sich demnach, zumindest hinsichtlich der Lage der Resonanzen, ähnlich wie ein Kugelkondensator im Plasma, für den BALMAIN [1966], MEYER [1967] und PYATI [1967] unabhängig voneinander einen entsprechenden Frequenzgang berechnet haben (Abb. 7)

$$Z_{\text{in}} = \frac{\ln(1+M) - \ln(1-M)}{j\omega\varepsilon_0 \cdot 8\pi R \cdot \varepsilon_T \cdot M} \quad (8)$$

Dabei bedeutet

$$\varepsilon_T = 1 - X \cdot U / (U^2 - Y^2)$$

und

$$M = \sqrt{1 - \varepsilon_L / \varepsilon_T}$$

mit

$$\varepsilon_L = 1 - X/U.$$

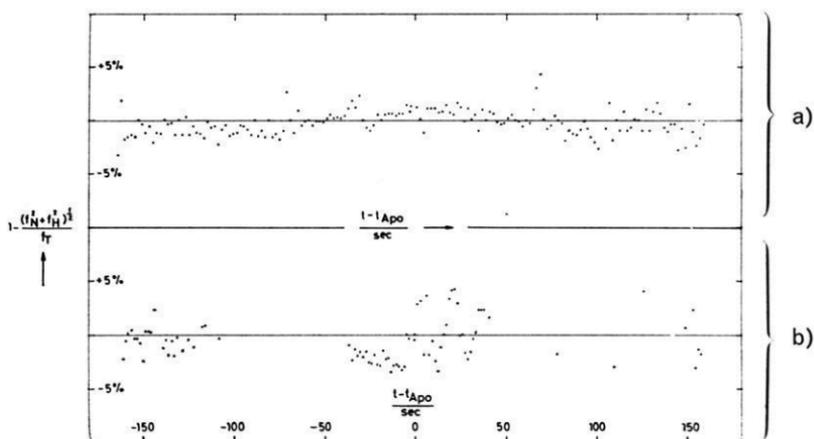


Abb. 6: Verhältnis der gemessenen zur errechneten oberen Hybridfrequenz  $f_T$ . Die Messungen wurden

- a) in der Nordlichtzone am 23. 3. 1968 in Kiruna,
- b) am geomagnetischen Äquator am 31. 3. 1968 in Thumba ausgeführt.

Fig. 6: Ratio of the measured to the calculated upper hybrid frequency  $f_T$ . The measurements were carried out

- a) within the Aurora zone near Kiruna on 23. 3. 1968
- b) near the geomagnetic equator at Thumba on 31. 3. 1968.

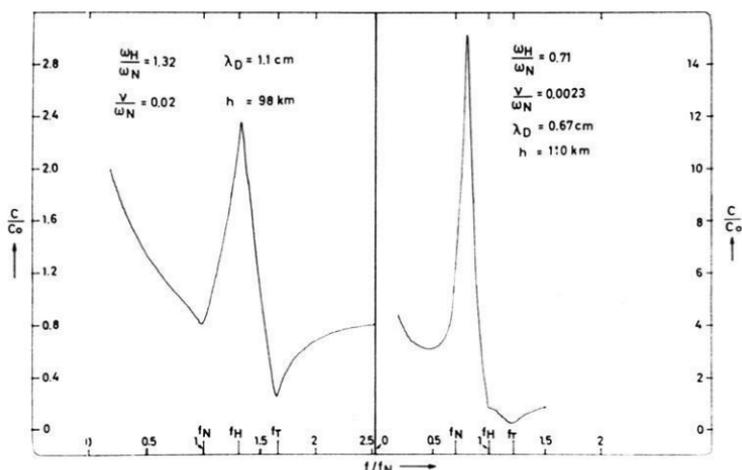


Abb. 7: Frequenzspektren des Betrages der Kapazität nach der von BALMAIN und OKSIUTIK [1968] berechneten Admittanz einer Kugelsonde.

Fig. 7: Frequency spectra of the admittance magnitude of a spherical probe, calculated by BALMAIN and OKSIUTIK [1968].

Wegen der  $180^\circ$ -Symmetrie in  $\varepsilon_B$  muß das Ergebnis für eine Kugel im freien Plasma-raum auch für eine halbe Kugel gelten, der unsere Meßelektrode in erster Näherung gleicht.

Die beobachteten und berechneten Spektren zeigen neben der Nullstelle bei der Hybridfrequenz und dem Minimum bei der Plasmafrequenz eine Serienresonanz bei einer Frequenz unterhalb der Hybridfrequenz. Dies ist eine Resonanz der Schichtkapazität mit dem in diesem Frequenzbereich induktiven Plasma. Diese Resonanzfrequenz ist u. a. von der Schichtdicke abhängig und damit von *mehreren* Parametern, die kaum zu kontrollieren sind. Einer dieser Parameter ist z. B. die Raketenbewegung im Plasma, die sehr starke Verzerrungen der Schicht verursacht. Es wird deshalb nicht der Versuch unternommen, aus dieser Resonanz die Temperatur des Plasmas nach Gleichung 6 zu bestimmen.

### 3.5 Elektrische Schaltungsanordnung

Um den gegebenen Ausgangsspannungsbereich möglichst gut ausnützen zu können, sollte in der Meßgröße kein nur von der Frequenz abhängiger Faktor enthalten sein. Als Meßgröße wurde deshalb eine Spannung gewählt, die proportional der Kapazität  $C$  der Sonde ist. Diese Spannung wird mit einem Differenzverstärker auf folgende Weise erzeugt: Der gewobbelte Oszillator ist — wie Abb. 5 zeigt — direkt mit dem Schutzring verbunden und von hier über zwei gleich große Kondensatoren der Kapazität  $C_K$  mit je einem Eingang des Differenzverstärkers, so daß an dessen Ausgang kein Signal gemessen wird. Zusätzlich ist einer der beiden Eingänge mit der Meßelektrode verbunden und somit mit deren Kapazität  $C$  belastet. Dadurch entsteht ein Signal, das (nahezu) proportional zu  $C$ , aber unabhängig von der Frequenz  $f$  ist. Dabei muß vorausgesetzt werden, daß bei einem komplexen Leitwert  $1/R_E + j \cdot C_E$  der Differenzverstärkereingänge die Bedingungen  $C_K + C_E \gg C$  und  $1/R_E \ll (C_K + C_E)$  erfüllt sind. Alle störenden Leitungskapazitäten sind kompensiert; sie sind in der gewählten Anordnung ein Teil der Kopplungskapazitäten  $C_K$ .

## 4. Meßergebnisse

### 4.1 Die Hauptresonanzen

Die bei den zahlreichen Raketenexperimenten beobachteten Frequenzspektren der Kapazität, von denen eine Serie in Abb. 8 wiedergegeben ist, haben prinzipiell den gleichen Verlauf wie die von BALMAIN und OKSINTIK [1968] berechneten Admittanzkurven. Diese wurden zum Vergleich in Kapazitätsspektren umgerechnet und sind in Abb. 7 dargestellt. Eine Nullstelle in  $C$  (Parallelresonanz) tritt immer bei der oberen Hybridfrequenz  $f_T$  auf, ein zweites Minimum bei der Plasmafrequenz  $f_N$  und immer unterhalb von  $f_T$  ein durch die Ionengrenzschicht verursachtes Maximum (Serien-

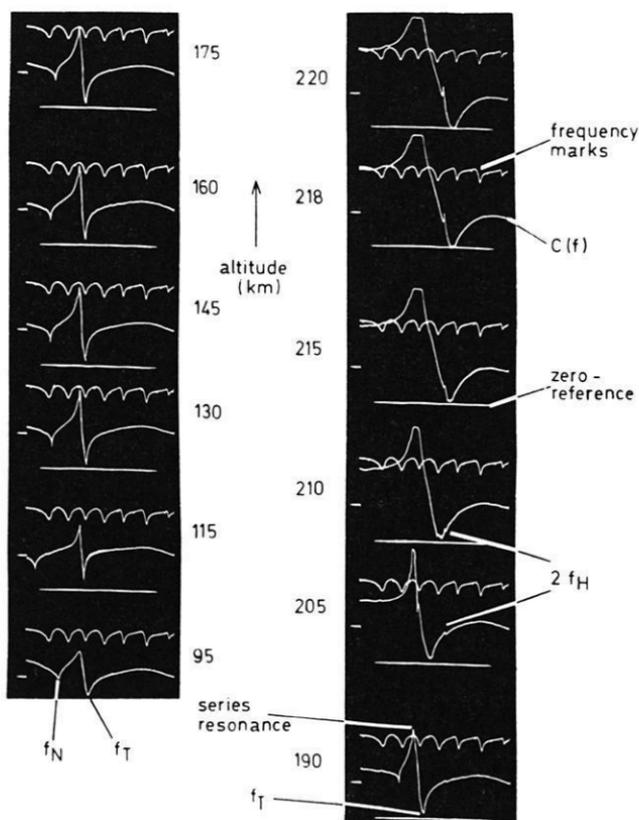


Abb. 8: Während eines Raketenexperimentes aufgenommene Frequenzspektren des Betrages der Kapazität der verwendeten HF-Sonde mit Schutzring.

Fig. 8: Frequency spectra of the capacitance magnitude of the used swept-frequency probe with guard ring, recorded during a rocket experiment.

resonanz) bei der Frequenz  $f_S$ . Die gemessenen Frequenzen der beiden Minima verhalten sich innerhalb unserer Meßgenauigkeit und der Genauigkeit der Bestimmung der geomagnetischen Feldstärke zueinander wie

$$f_T \text{ zu } (f_T^2 - f_H^2)^{1/2}.$$

Ein Beispiel zeigt die Darstellung der Abb. 6a und b. Auch die Güte der Serienresonanz bei  $f_S$  zeigt prinzipiell die gleiche Höhenabhängigkeit, wie die von den beiden genannten Autoren errechnete. Vgl. die Elektronendichte-Meßergebnisse während der Barium-Verdampfungsexperimente in der Nordlichtzone [MELZNER und RABEN, 1968].

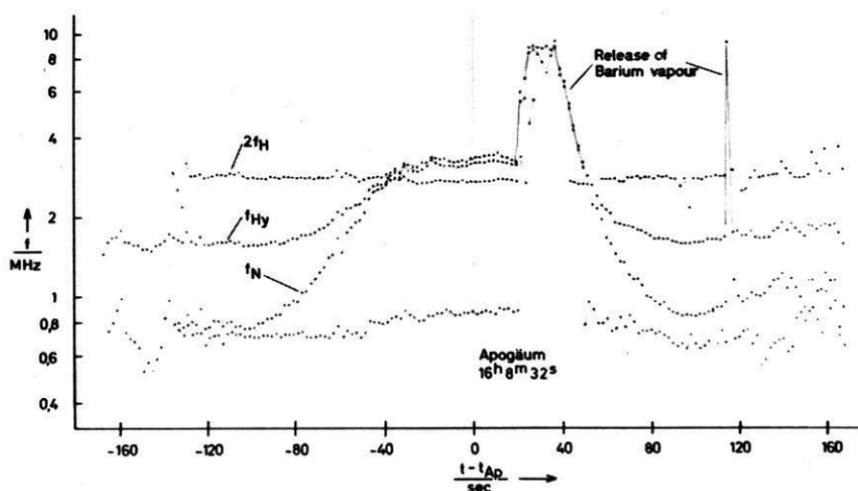


Abb. 9: Plasmafrequenz  $f_N$ , obere Hybridfrequenz  $f_T$ , die erste Oberwelle der Gyrofrequenz  $f_H$  und die Frequenz der „Larmor-Resonanz“, aufgenommen während eines Raketenfluges über Kiruna am 23. 10. 1967.

Fig. 9: Plasma frequency,  $f_N$ , upper hybrid frequency,  $f_T$ , the second harmonic of the electron gyrofrequency,  $f_H$ , and the frequency of the “Larmor resonance”,  $f_R$ , recorded during the rocket experiment, at Kiruna on October 23rd, 1967, at 16 h 5 m U.T.

#### 4.2 Zusätzlich beobachtete Resonanzen

Ähnlich wie beim Topside-Sounder [CALVERT und GOE, 1963] werden häufig außer den „Hauptresonanzen“ bei  $f_N$ ,  $f_T$  und  $f_S$  noch weitere schwache Resonanzen beobachtet (Abb. 8), vor allem bei der Gyrofrequenz und deren Oberwellen bis zur 6. Harmonischen, jedoch nicht bei der doppelten oberen Hybridfrequenz. Bei der HF-Sonde zeigte sich jedoch: Wenn Resonanzen auftreten, dann sind es diejenigen Harmonischen, die den Hauptresonanzen  $f_N$  und  $f_T$  benachbart sind.

Weitere Resonanzen wurden häufig bei einer Frequenz  $f_R$  beobachtet, die zwischen der halben und der einfachen Gyrofrequenz liegt:

$$\frac{1}{2} f_H \leq f_R \leq f_H \quad (9)$$

Hierbei handelt es sich wahrscheinlich um eine modifizierte Gyroresonanz, wobei auf die Elektronen neben der Lorentzkraft ein radiales elektrisches Feld einwirkt (vgl. LANDAUER [1968]). Das erforderliche radiale Feld  $E_r$  ist in der Ionenschicht um die Rakete gegeben. Für ein Elektron auf einer stationären Kreisbahn muß in Zylinder-

koordination  $(r, \varphi, z$  mit  $\omega = \dot{\varphi}$ ) folgende Gleichung erfüllt sein:

$$m \cdot r \cdot \omega^2 \pm e \cdot E_r \pm e \cdot \omega \cdot r \cdot B_z = 0 \quad (10)$$

mit  $B_z = B \cos \psi$  (wobei  $\psi$  der Winkel zwischen der Magnetfeldrichtung und der Zylinderachse bedeutet).

Das  $E_r$ -Feld bildet sich durch die Aufladung der Rakete auf Floating-Potential in der Ionengrenzschicht, in der bei geeigneter Richtung der Plasmaströmung eine zylindersymmetrische Raumladungsverteilung vorhanden ist, die sich durch eine nur von  $r$  abhängige Funktion beschreiben läßt. Damit ergibt sich auch für  $E_r$  eine nur von  $r$  abhängige Funktion:

$$E_r = \frac{e \cdot N}{\epsilon_0} \cdot r \cdot F(r) \quad (11)$$

bei der  $F(r)$  eine dimensionslose Größe ist und  $N$  die Elektronendichte des ungestörten Plasmas bedeutet. Gleichung (10) läßt sich dann mit

$$f_L = \frac{1}{2} f_H \cos \psi = \frac{e}{2 \pi m} B_z$$

nach  $f_R$  auflösen:

$$f_R = \frac{1}{2} f_L \pm \left( \frac{1}{4} f_L^2 + f_N^2 \cdot F(x) \right)^{1/2} = \frac{f_L}{2} [1 \pm (1 + \eta)^{1/2}] \quad (12)$$

wobei

$$\eta = 4 \frac{f_N^2}{f_L^2} F(r) \quad (13)$$

und mit Gl. (11)

$$\eta = \frac{4 E_r}{\omega_z \cdot r \cdot B_z}$$

Wenn das Floating-Potential positiv ist, dann ist  $\eta$  negativ. Gleichgewichtsbahnen gibt es nur, wenn  $\eta \geq -1$ . Dadurch entstehen zwei Grenzwerte für stationäre Kreisbahnen:  $\eta = -1$  und  $\eta = 0$ , und somit gilt für die beiden Lösungen  $f_R^+$  und  $f_R^-$ :

$$\frac{1}{2} f_L \leq f_R^+ \leq f_L \quad (14a)$$

und

$$0 \leq f_R^- \leq \frac{1}{2} f_L \quad (14b)$$

mit der Beziehung:

$$f_R^+ + f_R^- = f_L \quad (14c)$$

Eine grobe Abschätzung für  $\eta = 4 \cdot E_r / \omega_z \cdot r B_z$  möge zeigen, bei welchen Elektronendichten Larmor-Resonanzen in der Ionosphäre auftreten können. Die maximale Feldstärke  $E_r$  in der Ionen-Grenzschicht sei durch die Division des Floating-Potentials  $U_{FL}$  durch ein Vielfaches der Debyelänge  $\lambda_D$  gegeben:  $\hat{E}_r \approx U_{FL} / 3 \lambda_D$ , wobei nach SAMIR UND WILLMORE [1966]:  $U_{FL} \approx 6 \cdot kT_e / e$ . Es ergibt sich also:  $E_r \approx 2(N \cdot kT / \epsilon_0)^{1/2}$ . Innerhalb der Schicht ändert sich  $E_r$  um mindestens eine Zehnerpotenz, so daß die Beziehung  $0,1 \cdot \hat{E}_r \leq E_r \leq \hat{E}_r$  gilt. Die Elektronen, die sich auf stationären Kreisbahnen bewegen, haben eine Geschwindigkeit  $v_e = r \cdot \omega_z / 2$ , die um  $v_{th} = (2kT/m)^{1/2}$  liegen muß. So ergibt sich für  $\eta = -1$  und endlich für  $B_z = 0,5$  Gauß:

$$N/\text{cm}^{-3} \approx (10^4 \dots 10^6) (B_z/\text{Gauß})^2 = 0,3 (10^4 \dots 10^6) \quad (15)$$

Dies ist aber der Bereich der vorliegenden Elektronendichte. Bei den bisherigen Messungen wurden Larmor-Resonanzen nur bei Frequenzen über  $1/2 \cdot f_H$  beobachtet.

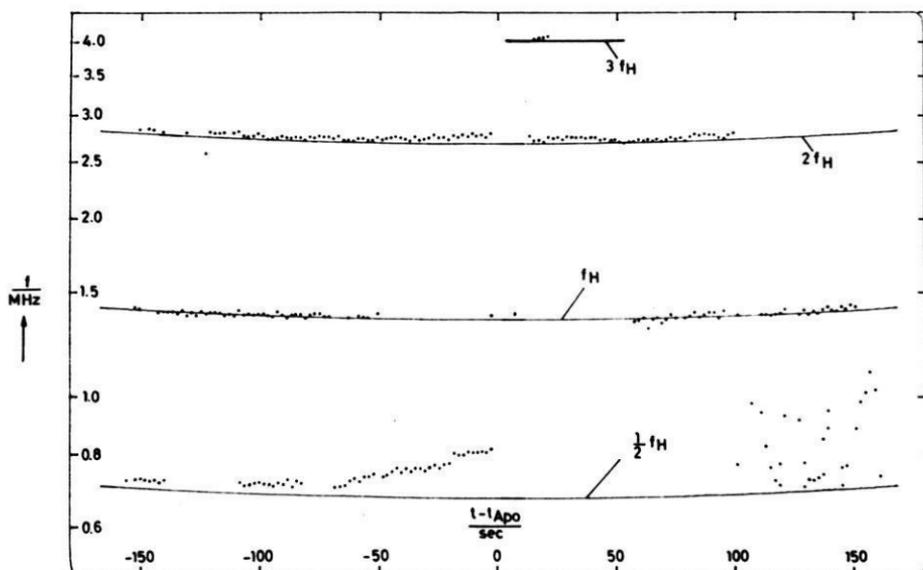


Abb. 10: Darstellung der Frequenz der am 23. 3. 1968 über Kiruna beobachteten Resonanzen bei der Gyrofrequenz  $f_H$ , bei  $2f_H$  und bei einer Frequenz zwischen  $f_H$  und der Larmorfrequenz  $1/2 f_H$  (gepunktete Kurven) zusammen mit den bekannten Werten für  $f_H$  und  $1/2 f_H$ .

Fig. 10: Frequency of the resonances at the gyrofrequency,  $f_H$ , at  $2f_H$ , and the at "Larmor resonance",  $f_R$ , between  $f_H$  and the Larmor frequency,  $1/2 f_H$ , recorded during a rocket experiment at Kiruna on 23. 3. 1968 (dotted curves), together with the known values of  $f_H$ ,  $2f_H$  and  $1/2 f_H$  (solid curves); abscissa: time in seconds.

Abb. 10 zeigt als Beispiel u. a. die während des Experimentes am 23. 3. 68 über Kiruna unterhalb der Gyrofrequenz  $f_H$  beobachteten Resonanzen. Nach Gleichung (14c) müßte dazu eine zweite Resonanz bei  $f_{R^-} = f_L - f_{R^+}$  auftreten. Dies konnte bisher noch nicht beobachtet werden. Der Grund könnte darin zu suchen sein, daß die untere Grenze des durchlaufenden Frequenzbereiches bei etwa 650 kHz liegt, während die halbe Gyrofrequenz  $1/2 f_H$  zwischen 700 und 670 kHz variiert und  $1/2 f_L$  noch beträchtlich darunterliegen kann. Dann würde die zweite Resonanz  $f_{R^-}$  nicht mehr im Beobachtungsbereich liegen.

Hinter dem Apogäum, bei dem die Metaldampfwolken ausgestoßen wurden, traten zunächst keine Larmor-Resonanzen auf, wahrscheinlich, weil die durch das Ausstoßen erzeugte Störung das Entstehen stationärer Kreisbahnen verhindert. Die später schließlich wieder einsetzenden Resonanzschwingungen zeigen von einem Spektrum zum nächsten starke Frequenzänderungen, die darauf hindeuten, daß durch die beim Ausstoßen der Wolke erzeugte Nutation eine ständige Formänderung der Ionengrenzschicht und damit auch des elektrischen Feldes verursacht wird.

Der Mechanismus für die Entstehung dieser Gyro- und Larmor-Resonanzen dürfte der gleiche wie bei den Topside-Soundern sein. Obwohl die Resonanzen durch eine Einzelteilchen-Erscheinung verursacht werden, ist ihre Beobachtung erst durch einen Häufungsprozeß der Teilchen auf ihrer Bahn möglich, wie z. B. von JOHNSTON und NUTTALL [1964] beschrieben wird, oder durch Entstehen elektrostatischer Wellen wie z. B. von CALVERT und MCAFFEE [1969] angenommen wird.

### Literatur

- BALMAIN, K. G.: Impedance of a spherical probe in a magnetoplasma. IEEE Trans. Ant Prop. AP-14, Nr. 3, 402—403, und Aeronomy Rept. No. 11, University of Illinois, 1966
- BALMAIN, K. G., und G. A. OKSIUTIK: RF probe admittance in the ionosphere: theory and experiment. Proc. of NATO Advanced Study Institute in Røros, Norway (in press), 1968
- BOWHILL, S. A., und E. R. SCHMERLING: Methods for measuring electron density. Advances in electronics and electron physics 15, 277—310, 1961
- CALVERT, W., und G. B. GOE: Plasma resonances in the upper ionosphere. J. Geophys. Res. 68, 6113, 1963
- CALVERT, W., und J. R. MCAFFEE: Topside-sounder resonances. Proc. IEEE 57, 1089—1096, 1969
- CHOPRA, K. P.: Interactions of rapidly moving bodies in terrestrial atmosphere. Rev. Mod. Phys. 33, 153—189, 1961
- EJIRI, M., H. OYA und T. OBAYASHI: A modified plasma resonance observed by a rocket-borne gyro-plasma probe. Rep. Ionosph. Space Res., Japan 22, 201, 1968
- FÖPPL, H., G. HAERENDEL, L. HASER, R. LÜST, F. MELZNER, B. MEYER, H. NEUSS, H. H. RABBen, E. RIEGER und J. STÖCKER: Preliminary results of electric field measurements in the auroral zone. J. Geophys. Res. 73, 21—27, 1968

- HEIKKILA, W. J., N. BAKER, J. A. FEJER, K. R. TIPPLE, J. HUGILL, D. E. SCHNEIBLE und W. CALVERT: Comparison of several probe techniques for ionospheric electron concentration measurements. *J. Geophys. Res.* 73, 3511—3535, 1968
- JACKSON, J. E., und J. A. KANE: Measurements of ionospheric electron densities using an R.F. probe technique. *J. Geophys. Res.* 64, 1074—1075, 1959
- JACOBS, K. G., und K. RAWER: Electron density measurements in the ionosphere over the Sahara with a variable impedance probe. *Space Res.* 5, 706—718, 1965
- JOHNSTON, T. W., und J. NUTTAL: Cyclotron harmonic signals received by the Alonette top-side sounder. *J. Geophysical Res.* 69, 2305—2314, 1964
- KAISER, T. R.: The admittance of an electric dipole in a magnetic environment. *Planet. Space Sci.* 9, 639—657, 1962
- KAISER, T. R., und J. K. E. TUNALEY: Radiofrequency impedance probes. *Space Sci. Rev.* 8, 32—73, 1968
- LANDAUER, G.: Electron motion with the Larmor Frequency in static electric and magnetic fields. ESRIN Internal Note Nr. 18 (ESRIN, Casella Postale 64, 00044 Frascati (Rome), Italy), 1968
- MELZNER, F., und H. H. RABBEN: Electron-density measurements in the ionosphere with high altitude rockets. *Proc. of NATO Advanced Study Institute in Røros, Norway* (in press), 1968
- MEYER, P.: Impedance of a sphere in a magnetoplasma. *I.E.E.E. Trans. Ant. Prop.* AP-15, No. 2, 331—332, 1967
- PYATI, V. P.: Determination of capacitance in anisotropic media. *I.E.E.E. Trans. Ant. Prop.*, AP-14 No. 6, 803, 1966
- RABBEN, H. H.: Extraterrestrische Elektronendichte-Messungen, Teil I: Wahl der Meßmethode. *Laborberichte des Max-Planck-Institutes für Physik und Astrophysik, München. Extraterr.* 19, 1965
- SAMIR, U., und A. P. WILLMORE: The equilibrium potential of a spacecraft in the ionosphere. *Planet. Space Sci.* 14, 1131—1137, 1966