

モノポールアンテナによる 電子プラズマ波送受信特性

中 村 良 治・中 村 正 治・伊 藤 富 造

Characteristics of Monopole Antennas for Electron Plasma Waves

By

Y. NAKAMURA, M. NAKAMURA and T. ITOH

Abstract : Electron plasma waves were transmitted and received by monopole antennas, i.e. a grid, a circular plate, parallel plane grids and a gridded parallel plate in a warm unbounded plasma. The radiation patterns of these antennas have been measured experimentally and they agree with theoretically predicted patterns based on a fluid model description for electrons. The reciprocity theorem for a pair of antennas holds experimentally if the d.c. bias potential of the antennas is lower than about the floating potential and if the grounding resistance is much smaller than the antenna reactance. The measured reception patterns of an antenna is equal to its radiation pattern. The equivalent capacitance between the antenna and the plasma was measured as a function of the wavelength of the wave. The capacitance was also measured indirectly using the reciprocity theorem.

1. 緒 言

これまでプラズマ中で電子プラズマ波やイオン音波等の静電波を励起したり検出するのに同軸線, グリッドで前面を遮蔽した円板, 一枚グリッド, 三枚グリッド等が用いられている. これらのアンテナの性質, 送信と受信の角度分布, 相反定理が成立するか, また波の振幅の絶体測定に必要な受信の効率等については殆んど実験が成されていない. イオン音波について円板とダイポールの放射パターンが, また電子プラズマについてのダイポールの放射パターンが既に報告されているだけである[1]. 一方スペースプラズマにおいて種々の不安定性により自然励起される静電波の飛翔体による観測ではダイポールとループアンテナが併用されてきた. この場合静電波と電磁波から区別することは困難であるばかりでなく波の振幅の絶体値測定も難かしい. 我々はロケットや衛星で静電波を観測するのに適した検出器を開発する目的でスペースチェンバープラズマ内で種々のモノポールアンテナの電子プラズマ波に対する送受信特性を実験的に調べた. また波のポテンシャルの絶体値測定に必要なアンテナの入力インピーダンスも合わせて測定した.

2. 理 論

電子波を考えるのでイオンの運動は無視し，流体モデルを考えると電子密度の振動部分 n_1 に対して次式を得る．

$$\Delta n_1 + K^2 n_1 = -\frac{4\pi e n_0}{\gamma \kappa T_e} \rho_{ex} \quad (1)$$

$$K^2 = (\omega^2 - \omega_p^2 - i\omega\nu) / \gamma v_e^2 \quad (2)$$

ここで e は電子の電荷， n_0 はイオンで中和されている電子の密度， γ は比熱比， κ はボルツマンの定数， T_e は電子温度， ρ_{ex} はアンテナに誘起した電荷の面または線密度， K は波数， ω は波の周波数， ω_p は電子プラズマ周波数， ν は衝突周波数， $v_e^2 = \kappa T_e / m$ ．式(1)はヘルムホルツ方程式でその解は次式で与えられる．

$$n_1(\vec{r}) = \frac{e n_0}{\gamma \kappa T_e} \int_{S'} \frac{\rho_{ex}(\vec{r}') \exp[-iK|\vec{r} - \vec{r}'|]}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dS' \quad (3)$$

ダッシュをつけた座標はアンテナに対応する．波数 K は虚数部分 $K_i (= -\nu\omega / 2K_r \gamma v_e^2)$ を含む．これは波が衝突によって減衰することによるが実験的には無視出来る．しかし流体モデルによる分散式(2)に含まれないランダウ減衰が起り K_i はそれに起因する．減衰は小さく $K_i / K_r \ll 1$ が成立する条件で実験を行なった．アンテナの大きさは自由空間での波長に較べて非常に小さいので電荷 ρ_{ex} はアンテナ面上に均一に分布する．波を検出する点はアンテナの大きさと波長に較べてアンテナから遠くにあるという仮定を用いると(3)式は計算できて直径 L の円板アンテナでは円板の中心に垂直に極軸をとった極座標を用いて

$$n_1(r, \theta) = \frac{e \rho \pi L^2 n_0}{\gamma \kappa T_e} \left[\frac{J_1\left(\frac{1}{2} K_r L \sin \theta\right)}{K_r L \sin \theta} \right] \frac{e^{-iK r}}{r} \quad (4)$$

となる．ここで ρ は単位面積あたりの電荷， J_1 は一次のベッセル関数である．上式は波を両面に放射する円板に適用されるが片側を遮蔽した場合には上式に $\cos \theta$ を乗じたものになる．上式の大きなカッコの項が放射分布また相反定理が成立する時には受信分布を与える．

次にアンテナ間の相反定理について考察する．外部から送信アンテナに加えるのは ρ_{ex} ではなく交流電圧 V であるが両者は比例し $\rho_{ex} = C_1(r')V$ と書ける． C_1 は単位面積の等価容量である．受信アンテナは波のポテンシャル $\phi (= 4\pi e n_1 / K_r^2)$ をアンテナに流れ込む変位電流に接地抵抗を乗じたものとして検出するから R_0 誘起するアンテナの微小面積 dS による電圧 dA は

$$dA = j\omega C_2(\vec{r}) R_0 \phi(\vec{r}) dS$$

でありここで C_2 は受信アンテナの単位面積あたりの容量で実験的な条件 $\omega C_2 R_0 \ll 1$ を用いた．それ故 R_0 に励起した交流電圧 A_2 は受信アンテナ全表面に積分を行って

$$A_2 = j\omega R_0 \int_S C_2(\vec{r}) \phi(\vec{r}) dS = \frac{j\omega\omega_p^2 R_0 V}{r K_r^2 v_e^2} \iint \frac{C_1(\vec{r}') C_2(\vec{r}) \exp\{-i\kappa|\vec{r}-\vec{r}'|\}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dS dS' \quad (5)$$

となる。同じアンテナ配置で同じ電圧 V を今まで受信として用いた方に加えると今まで送信アンテナとして用いたものに励起する電圧 A_1 は接地抵抗 R_0 を等しくすると上と同様に

$$A_1 = \frac{j\omega\omega_p^2 R_0 V}{r K_r^2 v_e^2} \iint \frac{C_2(\vec{r}) C_1(\vec{r}') \exp\{-j\kappa|\vec{r}'-\vec{r}|\}}{|\vec{r}'-\vec{r}|} dS' dS$$

で与えられる。上の二式から明らかに $|A_1| = |A_2|$ で二つのアンテナの配置によらないから相反定理が成立する。

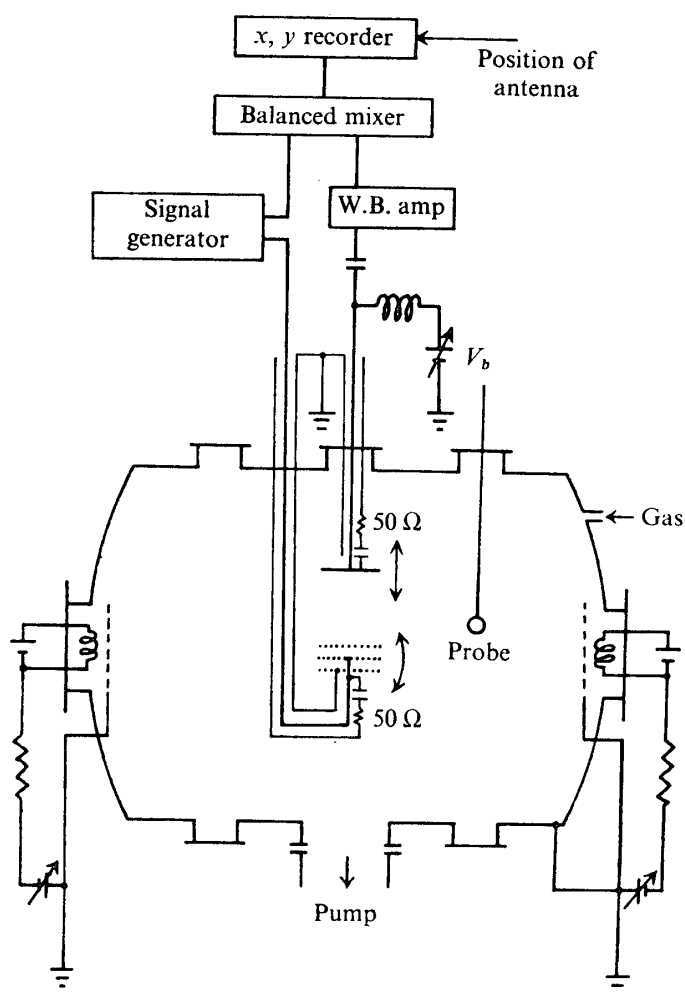
3. 相反定理

A. 実験方法

実験はスペースチェンバを用いて行なわれ第1図に模式的に示す。チェンバ内両端に直径15cmのメッシュアノードと酸化膜陰極から成るグローモードプラズマ源を設置した[2]。このアノードとチェンバは接地されている。測定は連続的に排気とアルゴンガスを導入しながら行い圧力はガスなしで 5×10^{-7} Torr, ガスを流した時 $1 \sim 3 \times 10^{-4}$ Torr である。放電電圧は40~60Vで生成したプラズマの密度は $1 \sim 2 \times 10^6 / \text{cm}^3$ で電子温度は3~4eVである。

送信と受信のアンテナとして次のものを用いた。(i)直径10と12cmの銅の円板で片面は絶縁物でおおわれ厚さは1.5mm。(ii)(i)の円板の上に5mm離れてメッシュをつけたもの。(iii)直径18cmのメッシュ(直径0.03mmタングステン線で0.5mm角)が5mm間隔で三板重ねたもの。外側の二つは接地。(iv)直径18と12cmの一枚メッシュ。受信と送信のための円板またはメッシュは同軸ケーブル、増巾器や信号発生器と整合をとるため50Ω抵抗と0.1μFコンデンサーで接地した。送信電極に加えた交流電圧はピーク値で6V。受信電極に誘起した交流信号は広帯域増巾器を通してミキサーへ行き信号発生器からの信号と乗じられる。すなわち干渉法で波の伝播波形を得る。受信または送信アンテナの位置は電圧に変換されてX-Y記録計のX軸へそしてミキサー出力がY軸に加えられた。波の周波数は10~30MHzで ω/ω_p で1~2になる。

三枚グリッドの放射と受信の角度分布を測定する時にはそれを第1図に示すようにチェンバの中心に置いて回転可能とする。そして送信の場合には真中のグリッドに信号発生器を接続する。この時対を成す受信アンテナの円板はチェンバ軸に垂直に可動でその距離は20~70cmである。三枚グリッドの回転角を変化する度に円板を動かしX-Y記録計上に伝播波形が得られる。次に同じプラズマ条件で同じ周波数で同じ交流電圧が円板に加えられ三枚グリッドの真中のグリッドは増巾器に接続されて受信器となり再び三枚グリッドを回転してその度に円板を径方向に動かして伝播波形を得る。そして同じ回転角での伝播波形上等しい距離で波の振幅を読みとる。



第1図 実験装置の概略図

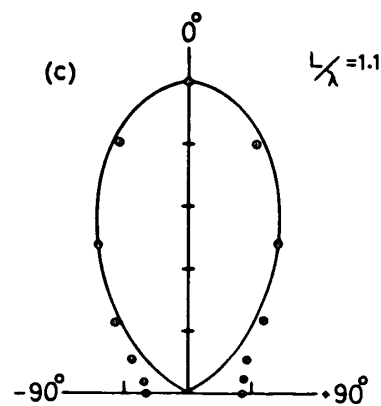
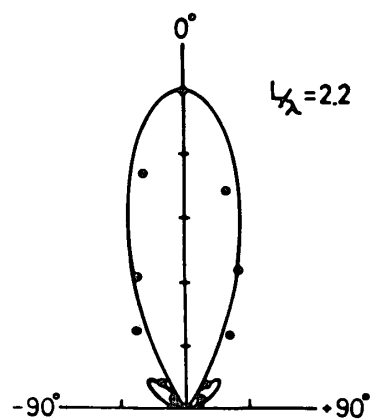
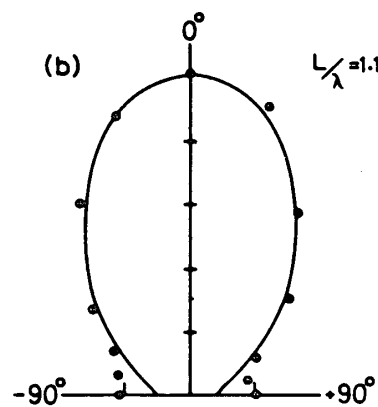
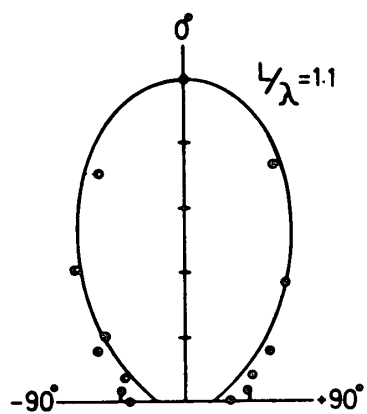
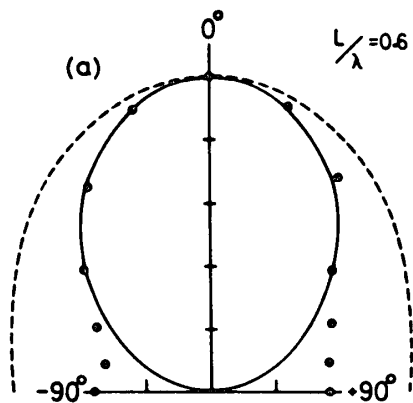
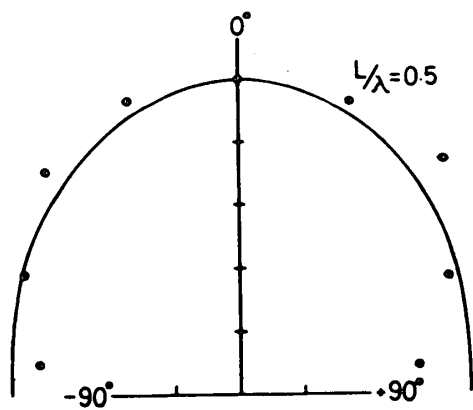
B. 実験結果と討論

最初に電子プラズマ波の分散関係を励起周波数を変化して測定した。得られた結果は $\omega \approx \omega_p$ を除いて(2)式ではなくブラソフ理論により与えられる分散式と良く一致した [3].

チェンバ壁による波の反射は観測されなかった。その理由は壁が接地されていることと壁と受信アンテナの距離が40cm以上ですなわち $80K_i \gg 1$ で反射波は十分減衰してしまう。

次に三枚グリッドの放射角度分布を測定した。結果は直径 L と波長 λ の比をパラメータとして第2図に示す。この時位置の誤差を少なくするため受信アンテナとして長さ5cm 直径1mmの線を用いた。実線は実験値に最も合う L/λ を選んで(4)式から与えられるもので実験値の L/λ は約10%小さい [4]. $L/\lambda \leq 0.5$ では指向性がないと言える。受信アンテナが有限の大きさを持つこと、受信点が送信アンテナから十分遠くないこと、放射分布の計算の際波の減衰を無視したこと等による誤差を考慮すれば測定値は計算値と一致してると言える。

裏側えの波の放射を遮蔽する円板をもったグリッドの放射パターンが第3図の(a)である。

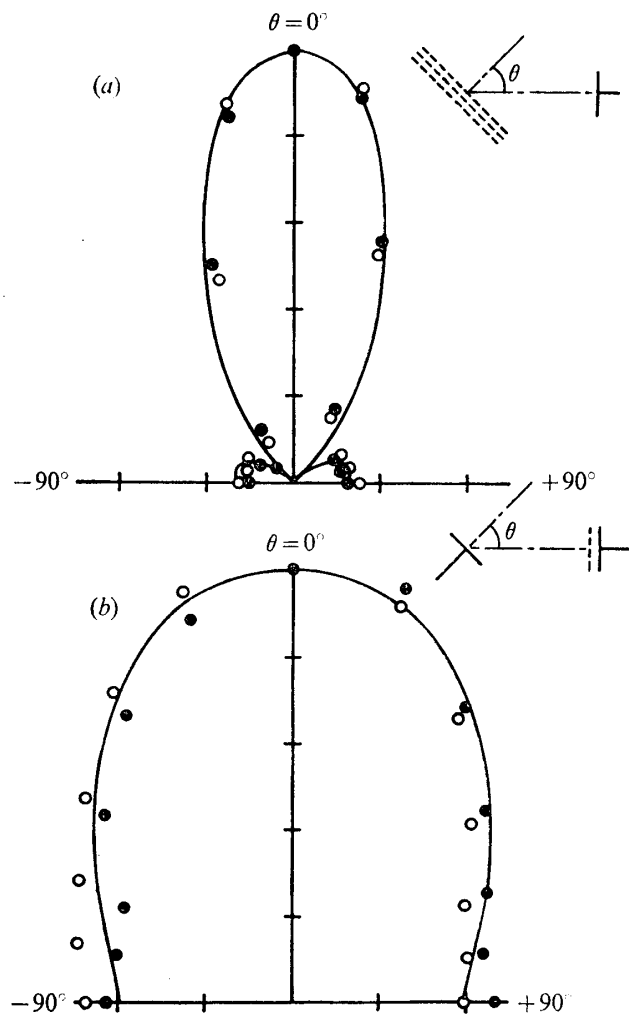


第2図 三枚グリッドの放射パターンの測定値と計算値

第3図 放射と受信パターンの測定値と計算値

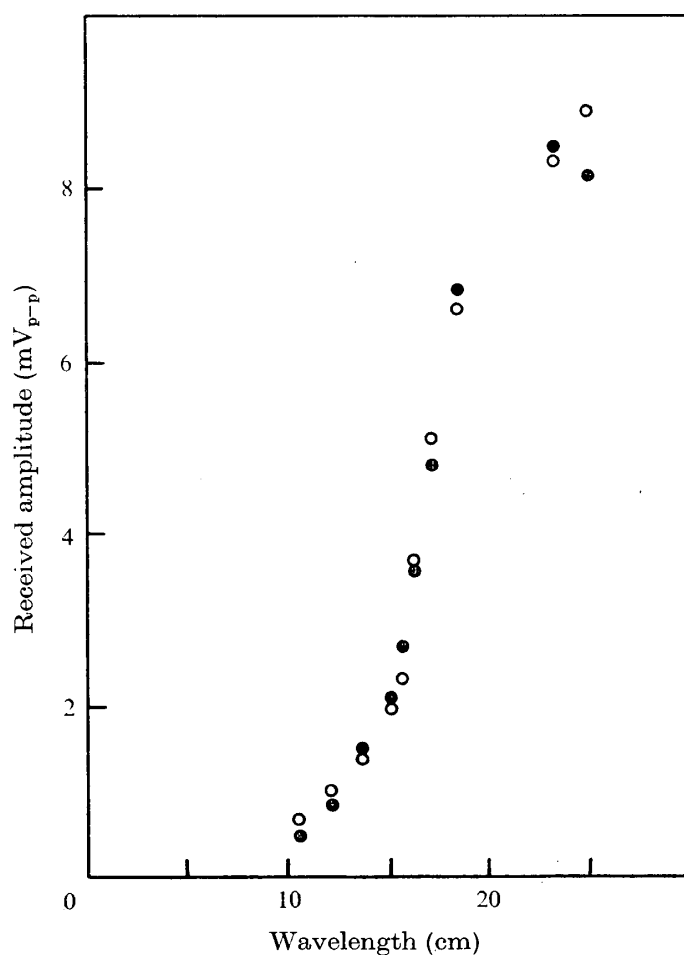
- (a) 円板付グリッドの放射パターン
- (b) 一枚グリッドの受信パターン
- (c) 円板付グリッドの受信パターン

実線は(4)式に $\cos\theta$ を乗じたもので実験値に合う L/λ で計算した. 点線は同じ L/λ で(4)式から与えられる計算値. L/λ の実験値は0.54. 直径12cmの一枚グリッドの受信パターンが(b)で円板のついたグリッドのが(c)である. どちらも周波数は18MHzで L/λ の実験値は0.98であった. (b)の実線は(4)式からの, (c)の実線は(4)式に $\cos\theta$ を乗じたものの計算値である. この時送信アンテナとしては三枚グリッドを用いた. アンテナ間距離は50cmなので直径12cmの受信アンテナにとって波は平面波と考えられる. グリッドは浮遊電位に保った. 後で述べるようにこの場合相反定理が成立つので受信パターンは放射パターンに等しい [5].



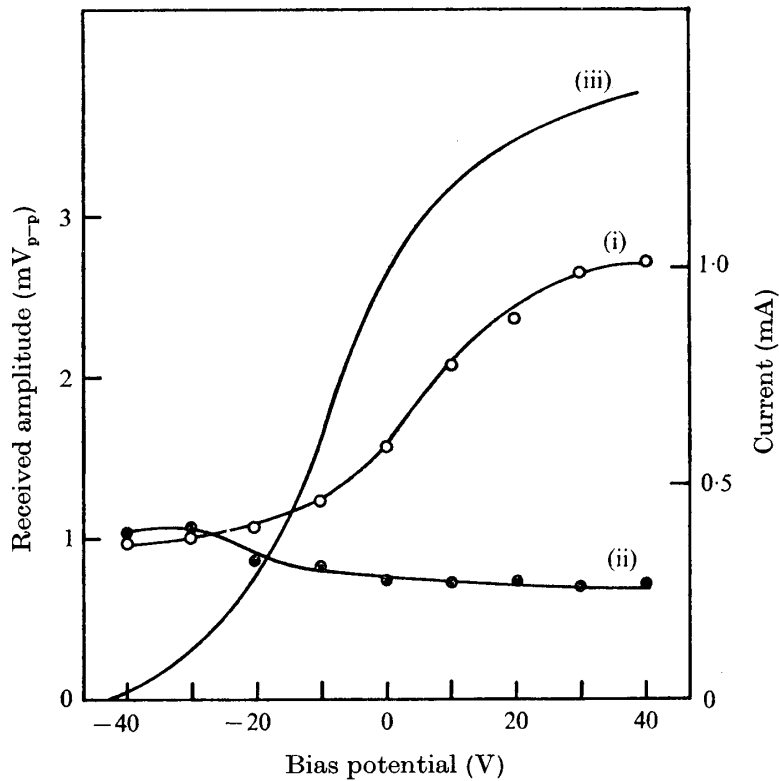
第4図 三枚グリッドと円板の放射と受信パターン
 実線は(4)式による計算値. (a) 三枚グリッドを回転.
 ○は円板が受信で●は円板が送信して三枚グリッドが受信.
 (b) 円板が回転で○はグリッド付円板が受信で●は円板
 が受信.

三枚グリッドと円板の放射と受信のパターンを測定した結果が第4図である。どの場合も受信された波の振幅は 0° の時の振幅で規格化されている。(a)では円板が三枚グリッドと対を成し、(b)ではグリッド付円板が円板と対を成している。信号発生器や増幅器につながれているグリッドまたは円板の電位は浮遊電位であった。一組のアンテナ間の距離は37cm。 0° での一組のアンテナの受信強度の差は(a)で8%、(b)では15%であった。(a)の場合波の周波数は19MHz、波長は11.6cmで L/λ は1.55。(b)では周波数は18MHz、波長は14.6cmで L/λ は0.69。実線は(4)式による計算値で L/λ は測定値に合うよう選んだがその値は(a)で1.7、(b)で0.8である。放射と受信パターンは良く一致している。一对のアンテナ、三枚グリッドと円板、を 0° で35cm離れた時の各々の受信強度を波長を変えて測定した結果が第5図である。円板と三枚グリッドの真中のグリッドのバイアス電圧は浮遊電位に保った。加えた交流電圧はピーク値で6Vである。波長はプラズマは同じ状態で伝播周波数を13.5MHzから22MHzまで変えることにより変化した。異なった構造と面積をもった一对のアンテナに



第5図 一对のアンテナによる受信強度の波長依存性

○は三枚グリッドが受信で●は円板が受信



第6図 グリッドを有する円板の送信と受信の効率の直流バイアス依存性
 (i) 円板が受信. (ii) 円板が送信して三枚グリッドが受信.
 (iii) 円板に流れる直流電流

もかかわらず $|A_1| = |A_2|$ が実験誤差以下で成立する。

グリッドのついた円板の波の励起と受信の効率のその円板に加えた直流電圧依存性を第6図に示す。曲線(i)は三枚グリッドで送信して円板で受信した振幅で円板のバイアス電圧を変えた。円板の前のグリッドは接地されていてほぼプラズマ電位に等しい。曲線(ii)は信号発生器と増巾器を交換して円板で波を励起した時の三枚グリッドで受けた信号強度の円板に加えた直流バイアス依存性を示す。送受信に用いた三枚グリッドの真中のグリッドは常に浮遊電位とした。曲線(iii)は円板に流れる電子電流である。アンテナの角度は 0° で距離は38cm, 周波数は16MHzで波長は15.9cm。プラズマパラメータは電子密度が $1.6 \times 10^6/\text{cm}^3$ で電子温度は4.2eVであった。第6図から明らかなように相反定理が成立する, すなわち二つの受信強度が等しい, のはバイアス電位が -30V (浮遊電位にほぼ等しい) 以下の時である。同様な実験を一枚円板で行ってみたが同じ結論を得た。グリッド付きの円板または円板のみに加えられた直流電位が浮遊電位よりも大きいと相反定理は成立しない。その理由は以下のように考えられる。これらのアンテナの電位に対する直流電流特性はラングミュア探針と同じ特性である。それ故受信される信号に寄与する交流電流として(5)式で考慮した変位電流だけでなく密度変調 (その大きさは(3)式で与えられる) している電子が直接アンテナにとびこ

んで生じる交流伝導電流も考慮しなければならない。波を検出する円板の前に置かれた接地されたグリッドは円板に流れる変位電流をかなり遮蔽する。これらのことはこの円板が浮遊電位にある時に受信される強度は一枚円板が浮遊電位にある時受信される強度の約5分の1であることと一枚グリッドの受信効率は円板のそれより4倍（面積比に等しい）大きいことから納得される。バイアス電位が浮遊電位よりも大きくなるにしたがってアンテナは電子をまわりのプラズマから吸収するが放出はしない。その結果交流伝導電流と接地抵抗の積を受信信号の強度に含めるならば相反定理は成立しない。電子を放出する励起アンテナ〔6〕を用いればこの結論は異なる筈で残された問題である。一枚グリッドでも実験を行ったがこの場合バイアス電位が空間電位でも送受信の効率はほぼ等しかった。グリッドは透過率の良いメッシュであるので空間電位の時の電子電流は同面積の円板に較べて非常に小さく交流伝導電流は変位電流よりずっと小さいため相反定理はバイアス電圧の広い範囲で成立つ。

相反定理を用いて直径10cm 円板の等価容量 C を実測した。浮遊電位にある同じ大きさの円板を27cm離して向き合わせ ($\theta = 0^\circ$) 片方にピーク値で6 V (=V) 加えた時相手の円板に受かった振幅はピーク値で5.9mVであった。この受信強度は(4)と(5)式を組合わせて

$$|A| = \frac{\omega C^2 R_0 V \exp(-K_i r)}{r K_r^2 \lambda_D^2}$$

となる。ここで $\lambda_D = v_e / \omega_p$ はデバイ長。この式に実験パラメータ ($\omega / 2\pi = 18.3\text{MHz}$, $K_i = 6.2 \times 10^{-2} / \text{cm}$, $K_r = 4.4 \times 10^{-1} \text{cm}$, $\lambda_D = 0.81\text{cm}$ 等) を代入すると C として4.3 pFを得る。波の振幅 ϕ は $|A| / \omega C R_0$ であるから求めた C を用いるとピーク値0.42 Vである。この値は実験的に測定した n_1 からポアソンの式を用いて算出した波のポテンシャルと良く一致した〔4〕。

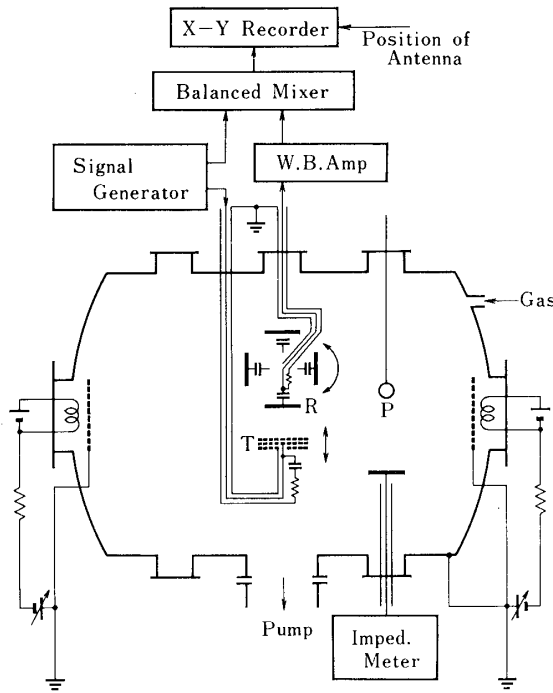
4. 等 価 容 量

A. 実験方法

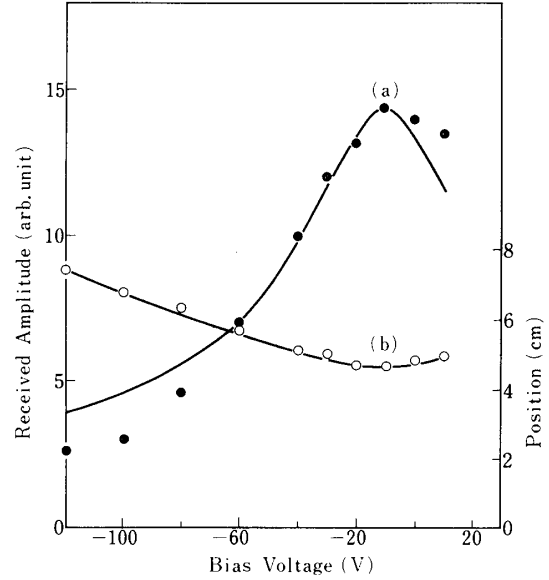
実験の模式図が第7図である。送信アンテナとして径方向に可動の直径18cmの三枚グリッドを用いた。外側の二つは直接結合を減らすため接地されている。電子プラズマ波に対する容量を測定すべき受信モノポールとして直径10cmの円板を用いた。円板の裏側の中心にコンデンサーを直列に入れて同軸線につなぎ同軸側を50Ωで接地した。それ故円板の電位は常に浮遊電位となる。4つの異なった容量(2~20pF)を有する円板を図のように十字状にチェンバ中心に配置した。回転により任意の円板を送信アンテナに向き合わせ50Ω両端(実際には増幅器の入カインピーダンスも50Ωなので25Ωとなる)での波による交流電圧を測定した。

B. 実験結果

始めに直径12cmの一枚グリッドの受信効率の直流バイアス依存性を第8図の黒丸で示す。グリッドであるので前に述べたように変位電流のみが受信強度に寄与する。ラングミュア探針で測定したプラズマ電位は約-10Vであった。波の周波数は16.4MHz、波長は13cmでデバイ長は0.84cmである。第8図の曲線(b)はX-Y記録計での生のデータでの同位相の位置



第7図 実験装置の模式図



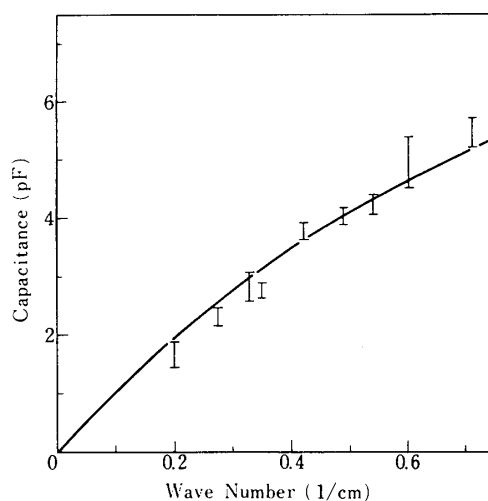
第8図 一枚グリッドの受信効率と位相の直流バイアス依存性

をかいたもので当然相対的な意味しかもたない。前に述べたようにこのグリッドは波のポテンシャルを容量結合により検出するのでその振幅(A)は $\omega CR|\phi|$ で与えられる。ここでCは測定すべき波とアンテナとの等価容量で $R_0 \ll 1/\omega C$ の近似を用いてある。この等価容量Cは $\epsilon_0 S/(d+D)$ で表わせる。ここでSは表面積、 $\epsilon_0 S/d$ はシースがアンテナのまわりに存在しない時の容量、Dはシースの等価的な厚み、すなわち同位相の位置の直流バイアスが-10Vでの値からのずれである。例えばバイアスが浮遊電位(-32V)でのDは0.29cmで $0.35\lambda_D$ に相当する。密度はアンテナ面からDまで零でそこでプラズマ密度に急激に変化しているモデルを考えまたグリッドのふちの中心との違いは無視した。曲線(b)上、-10V ($D=0$)と-60VでのDの実験値を用いて受信強度を合わせると未知量 $|\phi|$ と d が得られる。 d の値は1.0cmでその値を用いてかいたのが曲線(a)でこれは $\omega R_0 \epsilon_0 S |\phi|/(d+D)$ を表わす。

コンデンサーをつけた円板の抵抗 R_0 に生じる電圧は

$$|A| = \frac{R_0}{1/\omega C + Z} |\phi| \tag{6}$$

となる。ここで $Z (= \sqrt{R_0^2 + 1/\omega^2 C_E^2})$ は円板とアース間のインピーダンス、 C_E はコンデンサーの容量で $R_0 \ll 1/\omega C$ と $R_0 \ll Z$ の実験上の近似を用いた。異なる周波数でのZはインピーダンス測定器で実測した。円板とチェンバ壁間のプラズマを通してのインピーダンスは



第9図 直径10cm円板の受信容量の波数依存性
 $\omega_p/2\pi = 15.4 \text{ MHz}$, $K_D = 0.78 \text{ cm}$

円板をインピーダンス測定器に直結して(第7図)測定したが Z に較べて非常に大きかった。(6)式で未知の量は C と $|\phi|$ であるから二つの Z に対して $|A|$ を測定すればよい。実験誤差をへらすため Z として四つを選んだ。同じ波のポテンシャル ϕ に対して異なった Z をもった円板を送信アンテナに向きあわせて $|A|$ を測定した。このように C をある周波数と波数に対して測定し、プラズマ条件を変化せずに波数を(波の周波数をかえて)変化して再び測定をくり返す、こうして得た C が第9図である。プラズマパラメータは $\omega_p/2\pi = 15.4 \text{ MHz}$ でデバイ波数($=1/\lambda_D$)は $0.78/\text{cm}$ 。

一枚グリッドでの結果から円板が浮遊電位にある時の等価容量は

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{d + D}$$

と表わせ、 d と D はそれぞれ波数とデバイ波数の関数であり、 D は $0.35\lambda_D$ で今の場合 0.47 cm で $\epsilon_0 S$ は 6.95 pF cm である。ここで d は波長に比例する、すなわち波数 K_r に反比例すると仮定し α/K_r とおき α の値は K_r が 0.51 cm での C の実験値を用いて決定すると 0.613 となる。結局 $C = 6.95 / (0.613/K_r + 0.47) \text{ pF}$ でこれが第9図の実線である。実験値との一致は良いと思われるので C は上式で計算され得ることになる。前章でこの円板の容量を相反定理から間接的に求めたがその時のパラメータ($K_r = 0.44/\text{cm}$, $\lambda_D = 0.81 \text{ cm}$)を用いて上式から計算すると 4.2 pF となりそこでの値 4.3 pF とよく一致する。これはそこでの仮定、受信容量と送信容量が等しい、が正しいことを意味する。

5. おわりに

ロケットや衛星で静電波を観測する場合波のポテンシャルを直接測定しないで密度の振動部分(n_1)を実測してそれからポテンシャルを得る方法がある[7]。これはラングミュア探針

を用いて赤道付近での電子ジェット流による不安定性の波数スペクトルを測定するのに用いられている[8]。低周波である場合ラングミュア探針では変位電流は非常に小さいので無視出来る。しかしいくつかの測定器が相乗りした場合には他の測定器からのプラズマを通しての静電結合を遮蔽するため接地したグリッドを前に置いた方が良い[9]。このグリッド付円板は波長が直径に比較して大きくても $\cos\theta$ だけの指向性は残っているので波の到来方向がわかっていない時、回転によりその決定には有利である。我々はこのグリッド付円板、その構造的からフェラディカップと呼んでいるが、これをK-9M-44の尖頭部に乗せてクロスフィールド不安定による電子密度のゆらぎの波数スペクトルを測定した[10]。

二つの検出器で伝導電流から n_1 を変位電流から波のポテンシャルを測定すれば波の波長が求まるのがこれは概にロケットで実験がなされている[11]。

電子プラズマ波に対する受信の等価容量の実験式がここで得られた。これの λ_D 依存性は実験を試みたが λ_D を大きく変化することが出来なかった。またこの実験式が理論的に正しいかの検討も残されている課題である。

謝 辞

スペースシェンバでの実験に協力していただいた小池博氏に感謝します。有益な議論をして頂いた東北大学の安達三郎教授に深甚な謝意を表します。

1975年9月30日

参 考 文 献

- [1] K. Shen, S. Aksornkitti, H.C.S. Hsuan and K.E. Lonngren: Radio Sciences 5 (1970) 611.
T. Ishizone, S. Adachi, Y. Mushiake and K. Sawaya: Summaries of Papers 1971 Int. Symp. of Antennas and Propagation, Sendai Japan.
- [2] 河辺隆也, 河合良信, 坂翁介, 中村良治: 宇宙航空研究所報告 8 (1972) 186
- [3] T. Kawabe, Y. Kawai, O.Saka, Y. Nakamura and J.M. Dawson: Phys. Rev. Letters 28 (1972) 889.
- [4] Y. Nakamura, M. Nakamura and T. Itoh: Plasma Science 1 (1973) 100, ISAS Report 38 (1973) 17.
- [5] Y. Nakamura and T. Itoh: J. Plasma Physics 11 (1974) 131.
- [6] M. Ito, T. Itoh, T. Kawabe, Y. Kawai, Y. Nakamura and S. Miyatake: Physics Letters 46A (1973) 293.
- [7] H. Doucet, I. Alexeff and W.D. Jones: Phys. Fluids 11 (1968) 2451.
- [8] S. Prakash, B.H. Subbaraya and S.P. Gupta;
Indian J. Radio Space Phys. 1 (1972) 72.
- [9] G. Van Hoven: Phys. Rev. Letters 17 (1966) 169.
- [10] T. Itoh, M. Nakamura and Y. Nakamura: to be published.
- [11] M.C. Kelley and F.S. Mozer: J. Geophys. Res. 77 (1972) 6900.