

# ホイッスラー波実験用磁化プラズマ装置

中村良治・野村雄二・R.L. STENZEL\*

A Magnetized Plasma Device for Whistler Wave Propagation  
By

Yoshiharu NAKAMURA, Yuzi NOMURA and R.L. STENZEL

**Abstract:** A magnetized plasma device which is suitable to experiments on whistler wave propagations has been produced and tested. The chamber is 45 cm in inner diameter and 230 cm in length. Magnetic field of up to 400G can be applied along the chamber. A plasma is produced by a pulsed discharge between an oxide-coated cathode of 21 cm diameter and a grid or an anode. The width and the repetition of the pulse are 4 msec and 4 Hz, respectively. A maximum discharge voltage is 110 V and a current is 350A. The discharge is made in argon gas of pressure  $5 \times 10^{-5} \sim 5 \times 10^{-4}$  Torr. The density and the temperature of electrons are  $\lesssim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  and 1 ~ 4 eV, respectively. Propagation of whistler wave is studied also in an after glow plasma (the electron temperature ~ 0.1 eV) and dispersion relations are measured for some different plasma parameters. Equi-phase contours and amplitude profiles of whistler waves which are excited by a small antenna and which propagate in a non-uniform plasma are measured along and across the magnetic field. Directions of group and phase velocities with respect to the magnetic field are obtained and compared with a theory.

## 概 要

ホイッスラー波の伝播を研究するために磁化プラズマ装置を製作し、プラズマ諸量の測定を行った。チェンバーは内径 45 cm、長さ 230 cm で 8 個のコイルにより最大 400 ガウスの磁場が印加できる。プラズマは、直径 21 cm の酸化膜陰極とその前に置かれたグリッドまたは陽極との間のパルス放電により生成する。パルス幅 4 msec、くり返し 4 Hz で最大放電電圧 110 V、電流 350 A である。放電はアルゴンガス中（ガス圧  $5 \times 10^{-5} \sim 5 \times 10^{-4}$  Torr）で行い、電子密度  $\lesssim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度 = 1 ~ 4 eV のプラズマが得られている。ホイッスラー波の伝播実験はアフターグロープラズマ（電子温度  $\approx 0.1$  eV）中でも行い分散関係を測定した。不均一プラズマ中に小さいアンテナでホイッスラー波を励起し、等位相線と振幅の分布

\* 文部省招聘研究員（カリフォルニア大学ロスアンゼルス校）

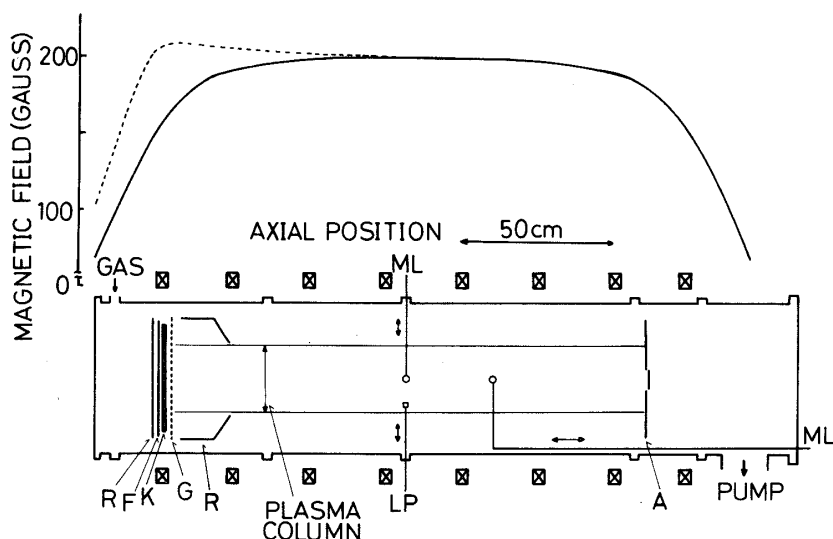
を測定した。位相速度と群速度の方向を理論と比較している。

## 1. はじめに

スペースチェンバーにはいくつかのプラズマ源が用意されており[1]，電離層観測のための各種測定器の開発や較正のほかにイオン音波，電子プラズマ波やビームとプラズマ相互作用の研究に用いられている。しかし，地球や木星の磁気圏で観測される波動は磁場が存在するため多種のモードが存在可能である。それらの波動の発生や伝播機構を解明するには地上でのシミュレーション実験が有効な手段である。今までの磁化プラズマ発生装置は，プラズマ内径が波長に対して充分大きくなく，境界条件を考慮しなければならない[2]。スペースプラズマを模擬するためには，磁力線に垂直方向の面積が大きい磁化プラズマが必要である。我々は著者の一人 (Stenzel) が開発したホイッスラー波[3]や磁力線再結合の実験[4]に用いられている酸化膜陰極を用いたプラズマ源にいくつか改良を加えて製作し，プラズマ諸量の測定と，一例として，ホイッスラー波伝播の実験を行った。この装置は共同利用に供されるので，研究者の便宜のために装置と測定結果について報告する。

## 2. 実験装置

磁化プラズマ発生装置の模式図及び磁場分布を第1図に示す。チェンバーは内径45 cm，長さ230 cmのステンレススチール円筒であり，囲りに磁場発生用ソレノイダルコイル(幅17 cm，内径50 cm)が8個取り付けられている。チェンバー胴体部に内径3.5 cmφののぞき窓又は電極取り付け用等のためのフランジが10カ所，側面の一方は放電部が他方には9 cmφのフランジが5カ所ある。プラズマ発生部は現在直径21 cmの酸化膜陰極(K)と約2.5 cm前面のグリッド(G)から成る。酸化膜陰極は傍熱型で7 kW (200 A, 35 V) 直流電源を用いてタ



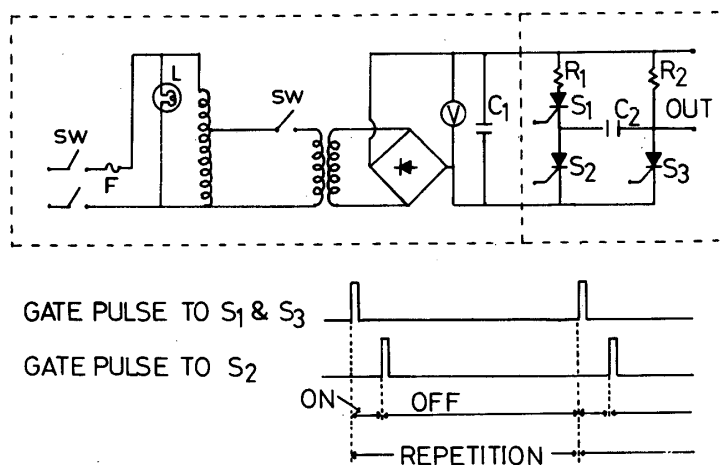
第1図 実験装置の模式図と磁場分布。

磁場分布で実線及び破線はそれぞれ  $I/I_B=1.0, 1.5$  のときである。

ングステンフィラメント (F) に給電している。フィラメントと陰極の前後に放射熱反射板 (R) を設置して熱を閉じこめ、加熱効率を増加した。これによりフィラメント電力  $W_H$  は約 3 kW で放電可能となる。放電は大容量で高密度プラズマを発生するため大電流が必要であり、又酸化膜の寿命をのばすためにパルス放電 (Hz) を行っている。大電流パルス放電回路はサイリスタを用いて製作した。回路の特性上、パルス幅は 4 msec 以上、最大出力電圧及び電流はそれぞれ 110 V, 350 A である。回路図を第 2 図に示す。

放電部はチェンバー端から約 20 cm の場所にあり、そこでの磁場強度は中央の平坦になっている所での強度の 75% である。磁場をなくすと放電が付きにくくなる。これは磁場がプラズマを閉じこめることよりも、陰極からの一次電子の寿命を長くしてガス原子との衝突による電離の確率を増加させるためである。放電部の磁場強度の補正及び平坦部を長くするために放電部に一番近い磁場発生用コイルに別電源で給電した。 $I/I_B$  を増すと放電部の磁場強度が増し、 $I/I_B=1.5$  の時が放電部は平坦になっている中央での磁場強度に近く、平坦部が約 30 cm 長くなっている。ここで  $I$  は別電源の電流、 $I_B$  は主電源の電流。現在のコイルの配置において中央での中心軸における磁場強度を測定すると  $B_0=6.1 I_B$  (Gauss) であった。ここで、 $I/I_B=1.5$  は一定とした。最大強度は 400 G である。径方向は中心軸 ( $R=0$ ) に対し  $\pm 10$  cm の範囲で磁場は平坦であり、 $R=10$  から 20 cm の間で  $\frac{1}{B_0} \frac{\partial B}{\partial R} = 9.4 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  であった。

プラズマの電子密度と電子温度の測定は  $3.5 \times 3.5$  mm の平板 (裏側絶縁) プロブ (LP) を用いた。プロブはチェンバーの径方向に可動である。ホイッスラー波の励起と受信には直径 2 cm の 1 ターンループアンテナ (ML) を用いた。放電時の径方向密度分布を制御して



第 2 図 放電用電源の回路図。

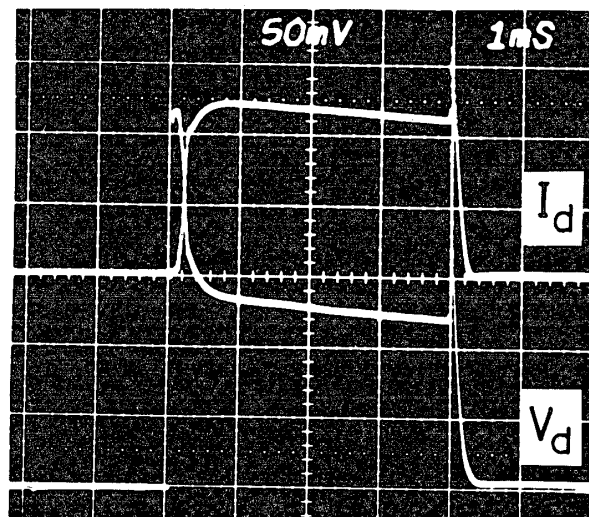
整流部とスイッチング部から成る。出力パルス電圧の幅は  $S_1$  と  $S_2$  へのゲートパルス 1 (GP1) と  $S_2$  への GP2 との間隔で、くりかえしは GP1 のくりかえし周期により決定される。 $S_1 \sim S_3$  はサイリスタを示す。

不均一プラズマ中でのホイッスラー波の伝播を観測するために、チェンバーの左端から約 160 cm 離れた所に、独立に電圧を印加できる金属板とメッシュからなる導体 A を設置した。

### 3. 測定結果

パルス放電電圧  $V_d$  と放電電流  $I_d$  の時間変化を第3図に示す。この時の条件はガス圧  $P = 2.6 \times 10^{-4}$  Torr,  $B_0 = 98$  G,  $W_H = 2.6$  kW, ガスとしては Ar を用いた。放電用電源は定電圧及び定電流回路ではないので、電圧と電流の時間的変化が大きかったが、安定化抵抗 ( $\approx 0.25 \Omega$ ) を負荷と直列に入れることによって矩形波に近いパルスが形成する。図では放電電圧印加 ( $t = -4$  msec) から、電圧を切る ( $t = 0$ ) まで 4 msec に設定されているが、放電電流は約 0.6 msec の遅れ ( $t = -3.4$  msec) があって  $I_d = 147$  A に達し、その後徐々に減少し  $t = 0$  では  $I_d = 138$  A になっている。一方、電圧は初期電圧が 54 V であるが、電流が流れ出すと安定化抵抗での電圧降下のため急に低下し、0.6 msec ( $t = -3.4$  msec) 以後同様に徐々に減少した後  $t = 0$  で  $V_d = 24.5$  V になっている。これらのゆっくりした変化は、製作した放電電源のコンデンサー ( $C_1$ ) の容量に依存する。又、放電電流の 0.6 msec の遅れはヒータ電力、初期電圧やガス圧等によって変化する。電圧を切ってから  $t = 0.3$  msec で  $I_d$  と  $V_d$  の値は共に零になっている。

パルス放電によって生成されたプラズマ諸量は時間的に変化している。パルス電圧を印加中の時間帯 ( $t \leq 0$ ) を放電プラズマ、切った後をアフターグロープラズマ ( $t > 0$ ) として両者を区別する。プラズマ諸量 (電子温度  $T_e$ , 電子密度  $N$ , プラズマ電位  $\phi_p$ ) は平板プローブを用い、ボックスカー積分器によるサンプリング法で測定した。その結果の一例を第



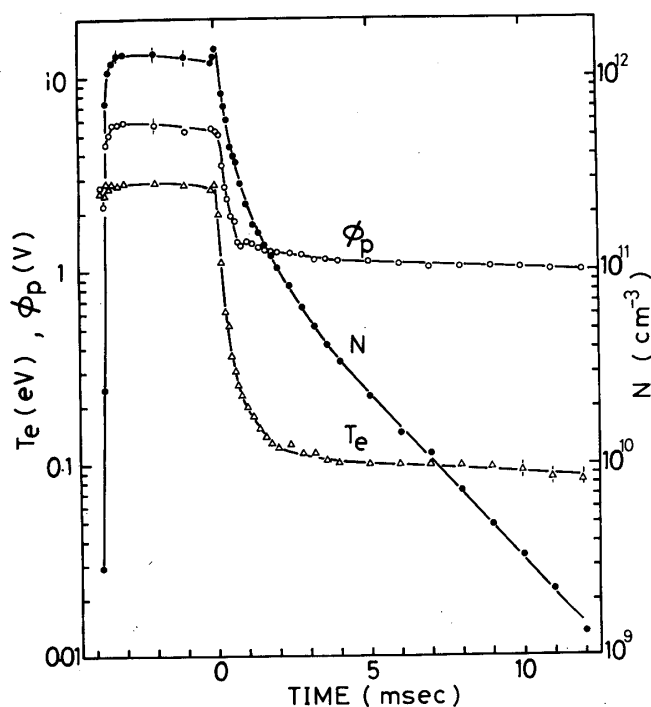
第3図 放電電圧  $V_d$  と放電電流  $I_d$  波形。

$V_d$  は 10V/div,  $I_d$  は 60A/div,  $P = 2.6 \times 10^{-4}$  Torr,  
 $B_0 = 98$  G,  $W_H = 2.6$  kW.

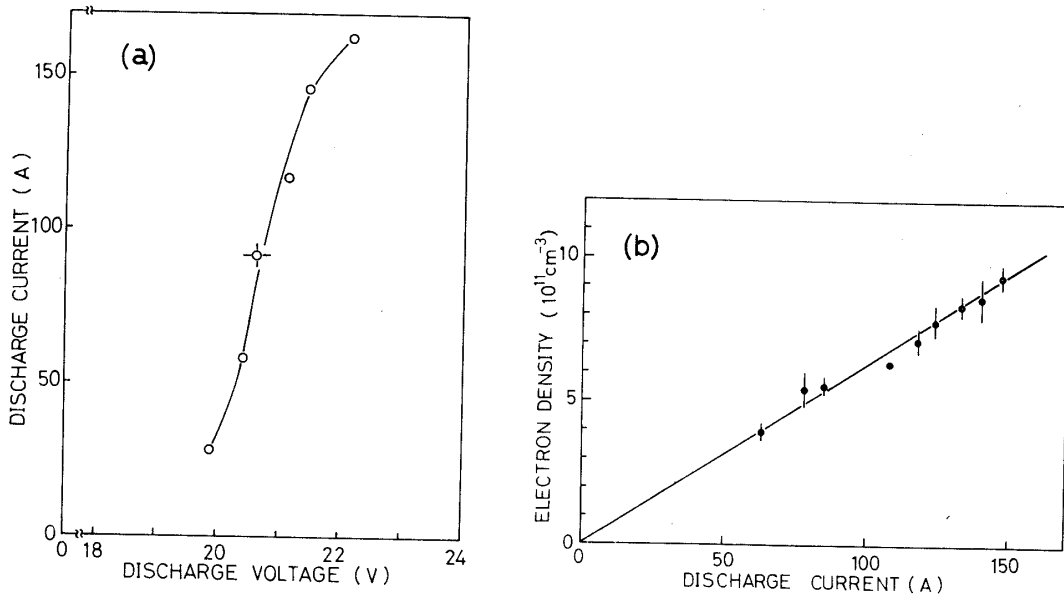
4図に示す. 条件は第3図と同じである. 測定場所はプラズマ柱の中央 ( $R=0$ ) である. 放電プラズマは  $N=1.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e \doteq 2.9 \text{ eV}$ ,  $\phi_p \doteq 6.0 \text{ V}$  であるのがわかる. アフターグロープラズマでは電子温度は  $0 < t \leq 2 \text{ msec}$  で  $2.9 \text{ eV}$  から  $0.12 \text{ eV}$  まで急げきに変化し,  $t \geq 3 \text{ msec}$  で約  $0.1 \text{ eV}$  となっている. プラズマ電位は  $0 < t \leq 0.8 \text{ msec}$  で  $6 \text{ V}$  から  $1.4 \text{ V}$  まで急に変化し, 電子の壁への損失が大きいためか,  $t=1 \text{ msec}$  で少し上昇し,  $t \geq 2 \text{ msec}$  で約  $1.1 \text{ V}$  と定常になっている. 一方, 電子密度は  $0 < t \leq 3 \text{ msec}$  では  $1/at$  に比例して減少している ( $\alpha$  は比例定数). これは放電電圧を切ったときプラズマ密度が大きいため体積再結合が起り易いためと同時に,  $T_e$  が時間的に急げきに変化しているため, 壁への損失も変化していると考えられ, 密度が低くなると,  $t \geq 3 \text{ msec}$  では対数的に減少し, 2.7分の1になる減衰時間は  $2.5 \text{ msec}$  となっている. この時間は, 径方向へのプラズマ拡散よりむしろ軸方向への両極性拡散でイオン音波の速度で決まる時間 ( $L/C_s$ ) と一致している.

磁化プラズマの諸量を計算すると放電プラズマでは, 電子密度  $N=1.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  とすると  $\beta=8\pi T_e N/B_0^2=1.6 \times 10^{-2}$ , 電子サイクロトロン半径  $r_e=0.04 \text{ cm}$ , イオンサイクロトロン半径 ( $T=0.1 \text{ eV}$  とする)  $r_i=2.1 \text{ cm}$ , その他に電離度 14%, 電子・分子衝突周波数  $\nu_{en}=2.9 \times 10^5 \text{ Hz}$ , 電子イオン衝突周波数  $\nu_{ei}=1.1 \times 10^7 \text{ Hz}$  [5], 一方アフターグロープラズマは電子密度  $N=1.0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  とすると  $r_e=8.0 \times 10^{-3} \text{ cm}$ ,  $\nu_{en}=2.2 \times 10^4 \text{ Hz}$ ,  $\nu_{ei}=1.1 \times 10^7 \text{ Hz}$  である.

放電電流を制御する方法としてはガス圧, ヒータ電力そして放電電圧を可変する方法があるが, 前の二つの方法は放電が安定するまでに時間がかかる. 後者の方法を用いた時の放電電圧  $V_d$



第4図 電子温度  $T_e$ , 電子密度  $N$  及びプラズマ電位  $\phi_p$  の時間変化



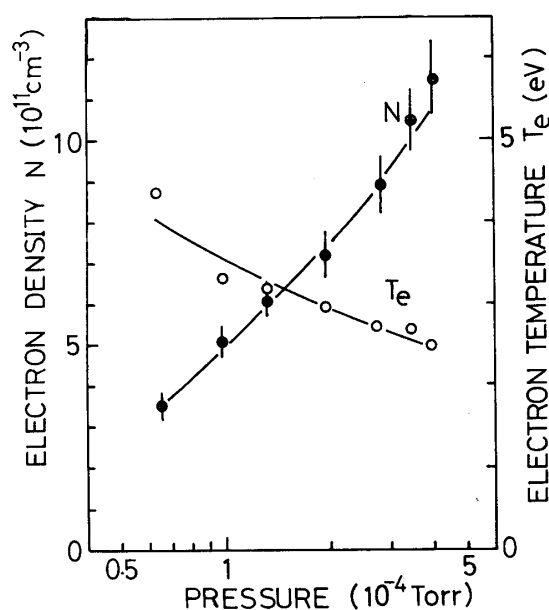
第5図(a) 放電電流の放電電圧依存性. (b) 電子密度の放電電流依存性.

$$P=2.0 \times 10^{-4} \text{ Torr}, B_0=74 \text{ G}, W_H=2.8 \text{ kW}$$

と放電電流  $I_d$  の関係を第5図(a)に示す. ガス圧  $P=2.0 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ ,  $W_H=2.8 \text{ kW}$ ,  $B_0=74 \text{ G}$  一定である.  $V_d=20 \text{ V}$  から  $21 \text{ V}$  へ  $1 \text{ V}$  かえると  $I_d$  は約  $85 \text{ A}$  変化しているのがわかる. これは一次電子は陰極前面の空間電荷で制限されているがアルゴンの電離電圧以上に加速されているためプラズマを生成し, イオンが陰極前面の電子空間電荷を中和してシース厚を減少させて電流が急上昇したためと考えられる. さらに  $V_d$  を増すと  $I_d$  は飽和し始める. 電子放出が空間電荷制限から温度制限領域へ移行しはじめたものと考えられる. 次に, 放電電流  $I_d$  と電子密度  $N$  との関係を調べた.  $I_d$  は  $V_d$  を調整して変化させ他は第5図(a)と同じ条件である. 第5図(b)に示すように  $N$  は  $I_d$  に比例している. これより, 放電電圧によって電子密度を容易に制御できる.

次に, 電子密度  $N$  と電子温度  $T_e$  のガス圧依存性を第6図に示す. ガス圧を変えると放電電流  $I_d$  が変化するので放電電圧で調整して  $I_d=130 \text{ A}$  一定に保った.  $B_0=98 \text{ G}$ ,  $W_H=2.6 \text{ kW}$  である. 図よりガス圧を増加すると電子密度  $N$  は増え, 逆に電子温度  $T_e$  は減少していることがわかる.  $N$  が増えるのは1次電子の平均自由行程がガス圧を増すと短くなり中性ガスとの衝突確率が増えるためであり,  $T_e$  は電子が中性ガスとの弾性衝突によりエネルギーを失うからまた放電電圧が低くなるためであろう.

以上の実験はプラズマ柱中央 ( $R=0$ ) で測定したものであるが, 次に径方向の密度分布を測定した. まず, K前面のGをとりはらい, 放電をKとAとの間で行った(第1図参照). Aは外径  $24 \text{ cm}$  のステンレス板に内径  $6 \text{ cm}$  の穴がありそこにメッシュがはってある. 外側のステンレス板を接地し, 内側のメッシュ電位  $V_m$  を変化することにより1次電子の損失を制御して径方向の密度分布を変えた. 第7図(a)に示すように, 白丸は  $V_m$  を浮遊電位と



第6図 電子密度、電子温度のガス圧依存性。  
 $B_0 = 98 \text{ G}$ ,  $W_H = 2.6 \text{ kW}$ ,  $I_d = 130 \text{ A}$  一定.

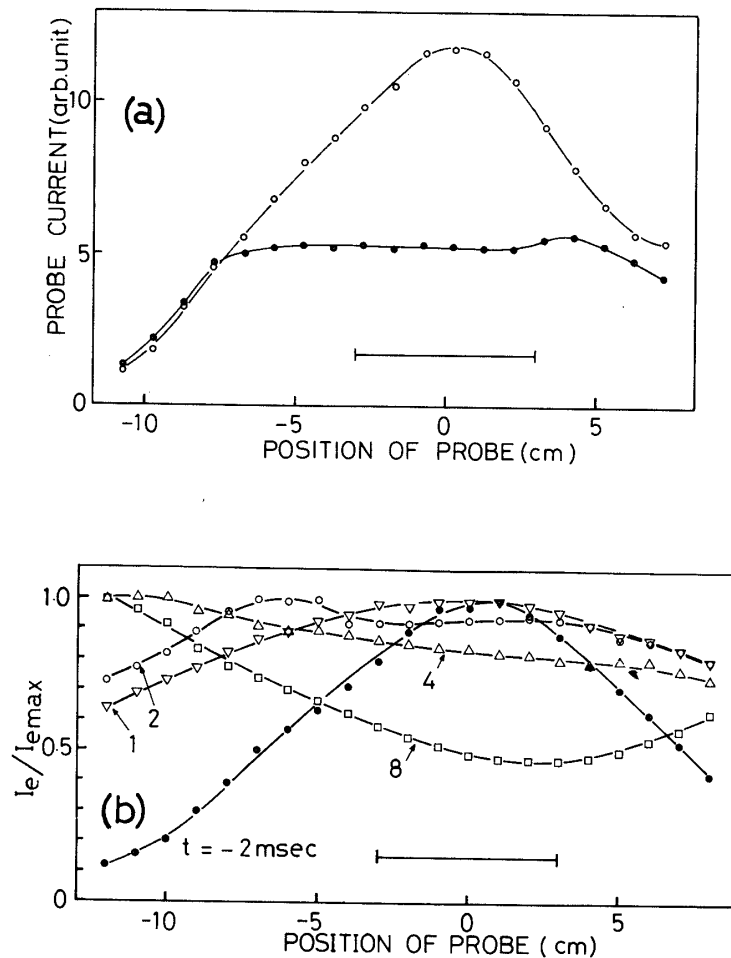
してメッシュでの一次電子の損失を少なくすることにより中央での密度を増加させた。一方、黒丸はほとんど接地した場合で、中央の約 13 cm が平坦な密度分布となっている。図中  $R = \pm 3 \text{ cm}$  の所にメッシュの位置を示している。  $V_m$  を変化させることにより  $R = 0$  で密度が約 2 倍変化しているのがわかる。

次に、陰極と陰極の前のグリッドで放電を行った時のアフターグロープラズマ密度の径方向分布を第7図 (b) に示す。  $V_m$  は接地している。放電時  $t = -2 \text{ msec}$  では凸型の分布をしているが  $t = 1, 2 \text{ msec}$  となると次第に平坦になり  $t = 8 \text{ msec}$  では凹型となっている。これはAの外径が 24 cm であり、そこでのプラズマの再結合による損失が効いているためと、径方向の拡散によるためであろう。

### 5. ホイッスラー波の伝播

この磁化プラズマ装置を用いた実験の1例として、ホイッスラー波の伝播について述べる。ホイッスラー波は宇宙空間でしばしば観測される波動の一つであり、次のような興味ある特徴を有する。①強い分散関係をもつ。②位相速度とエネルギーの流れの方向(レイ方向)が異なる。③右円偏波である。④共鳴現象を起す。⑤ダクト伝播をし、長い距離を減衰をせずに伝わる。⑥電子ビームと相互作用を起しオーロラヒス、VLFヒスの波動モードと考えられる。これらの効果は理論的にくわしく解析され、実験も行われているが[3], [6], [7]ここでは①, ②そして⑤に関係のある実験を行った。

まず、ホイッスラー波の分散関係を得る実験を行った。励起用1ターンループアンテナに  $\omega/2\pi = 95 \text{ MHz}$  の高周波を定常的に印加し、軸方向可動の受信アンテナで受けたホイッ



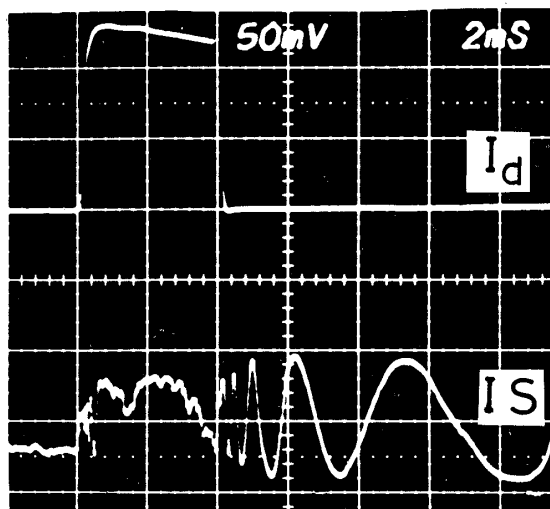
第7図 (a)電子密度の径方向分布. 白丸が  $V_m$  浮遊電位, 黒丸がほとんど接地の場合である. (b)径方向電子密度分布の時間的变化.

スラー波の干渉波形 (IS) を第8図に示す. 放電時間は4 msec で4 Hz のくりかえしである. ガス圧  $P=2.0 \times 10^{-4}$  Torr,  $\omega/\omega_c=0.346$ , ここで,  $\omega_c$  は電子サイクロトロン周波数である. 図中上の波形は放電電流  $I_d$  (60 A/div), 下が  $E(z_1, t) \cos(k(t)z_1)$  に比例する干渉波形を示す. ここで  $z_1=17$  cm,  $k(t)$  は波の波数. 放電の始めで電子密度が急激に増加しアフターグロープラズマではゆっくりと減少している, それに伴い  $k(t)$  が変化し干渉波形は時間的に振動している. サンプルング法によりある時刻のみを受信し,  $B_0$  に平行に距離をかえると  $E(z) \cos(k_{11}z)$  なる空間的な干渉波形を得る.

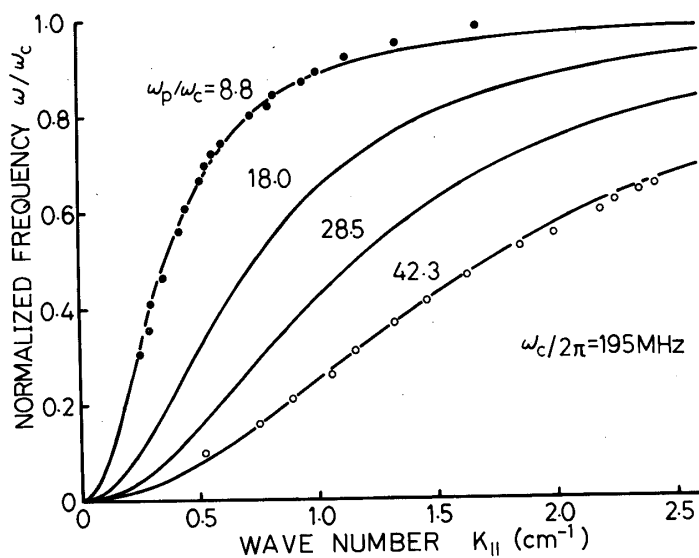
$B_0$  に  $\theta$  の角度をもって伝搬する右円偏波の分散関係式は電子温度を無視すると [6]

$$n^2(\theta) = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \omega_c \cos \theta)} \quad (1)$$





第8図 ホイッスラー波の干渉波形の時間的变化.  
上の図形は放電電流, 下が干渉波形を示す.



第9図 ホイッスラー波の分散関係.  
黒丸, 白丸は実験値, 実線は計算値を示す.

で与えられる. ここで  $\omega_p$  は電子プラズマ周波数.

$\theta = 0^\circ$  つまり磁力線に沿って伝播するホイッスラー波について考える.  $\omega_p^2/\omega^2 \gg 1$  なる

条件で,  $k_{11}^2 = \frac{1}{c^2} \frac{\omega_p^2}{(\omega_c/\omega - 1)}$  は密度  $N$  に比例するので密度の増加とともに  $k_{11}$  が増大するのが理解できる(第8図参照). 周波数を変え,  $B_0$  に平行な波長を測定して得た分散関係を第9図に示す. 白丸が放電時のプラズマ, 黒丸がアフターグロープラズマでの実験値である. 密度はそれぞれ  $8.4 \times 10^{11}$ ,  $3.7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  であった. 実線はその時の(1)式の計算式であり,  $\omega_p/\omega_c = 18.0$ ,  $28.5$  と密度をかえたときの計算値も同図に示す. このようにホイッスラー波の波数  $k_{11}$  と周波数  $\omega/\omega_c$  がわかると電子密度を測定できる. ホイッスラー波の位相速度は約  $10^8 \text{ cm/sec}$  であるので, この時間スケールでは, 実験時の密度変化と温度変化は無視できる.

第9図より,  $0 < \omega/\omega_c < 0.2$  ( $\omega_p/\omega_c = 8.8$  を参照),  $0.8 < \omega/\omega_c < 1$  ( $\omega_p/\omega_c = 42.3$  を参照) の周波数範囲で強い分散があるのがわかる. 磁力線に沿う群速度は

$$V_g = 2c \frac{(\omega/\omega_c)^{1/2} (1 - \omega/\omega_c)^{3/2}}{\omega_p/\omega_c} \quad (2)$$

で与えられる. 最大の群速度は  $\omega/\omega_c \approx 1/4$  のときであり, それより低い周波数では波の伝播時間は  $\tau \approx \omega_p/(\omega\omega_c)^{1/2}$  となる. 宇宙空間で観測されるホイッスラー波の  $f-\tau$  記録[8]は, 高い周波数から低い周波数へと時間的に変化するトーンを示すことは上式から明白である.

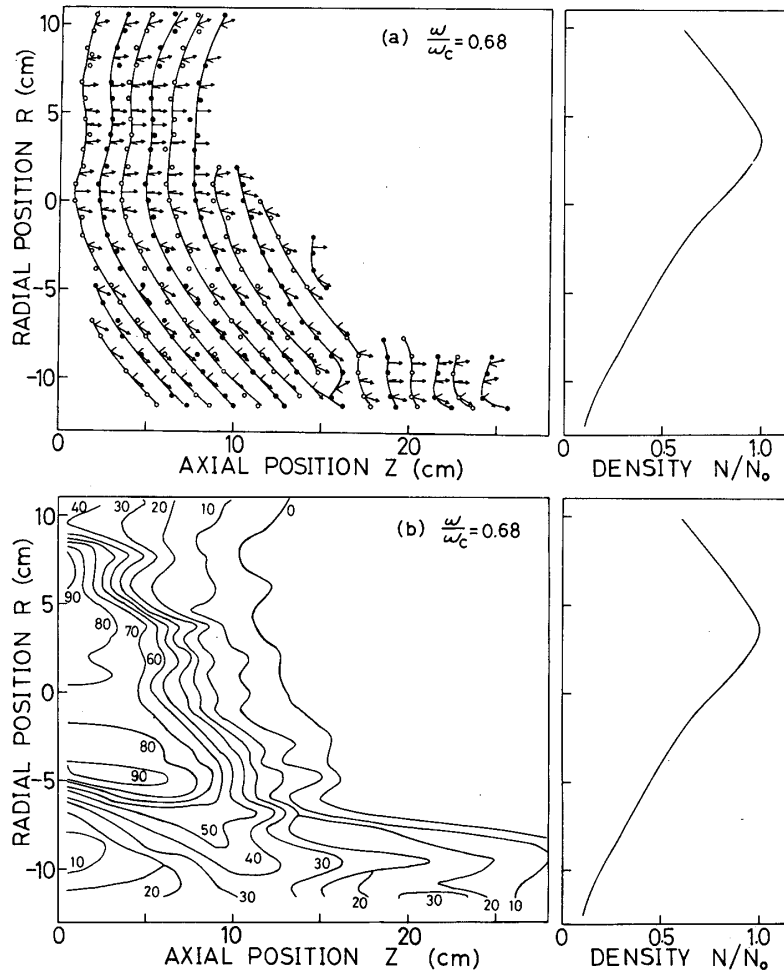
次に, ホイッスラー波の不均一密度中の伝播実験を行った. ホイッスラー波は電子密度の疎密のある所ではどの周波数でも位相面は密の方向へ曲がる(第9図参照)が,  $\omega/\omega_c < 1/2$  と  $\omega/\omega_c > 1/2$  では  $n(\theta)$  の型が異なるため, レイ方向が異なり,  $\omega/\omega_c < 1/2$  では電子密度の密な所に,  $\omega/\omega_c > 1/2$  では電子密度の疎の所に捕捉される. 各々の位相速度方向に対してレイ方向は次式で与えられる[3], [8].

$$\theta - \alpha = \arctan \frac{\sin \theta (\cos \theta - 2\omega/\omega_c)}{1 + \cos \theta (\cos \theta - 2\omega/\omega_c)} \quad (3)$$

$\theta - \alpha$  は  $B_0$  方向に対するレイ角度である.

第10図は  $\omega/\omega_c = 0.68$  の場合の実験結果である. 第10図(a)には二次元の等位相線, 位相線に直角方向(位相速度方向), 及びレイ方向を示す. レイ方向は実験値  $\theta$  を(3)式に代入して計算した. 図中矢印のある細い直線はレイ方向, 矢印なしは位相速度方向, 太い実線は等位相線を示す. 第10図(b)には相対的な等振幅線が示してある. 図からわかるように不均一密度中での波の屈折効果によりアンテナから励起された波のレイ方向は大部分が密度の疎方向を向いている. レイ方向に沿っていくとレイ軌道ができる. 第10図(b)の等振幅線をみると, 密度の密の部分 ( $R = 4 \text{ cm}$ ) では波の減衰がひどく, 伝播距離が短い. 一方, 疎の部分 ( $R = -10 \text{ cm}$ ) では,  $z = 10 \text{ cm}$  の所で一度振幅が大きくなり, その後ゆっくり減衰しながら遠くまで伝播しているのがわかる. この振幅変化はレイ軌道をたどると理解できる. このように等振幅線は左右非対称となり, 均一密度中の波の伝播と大いに異なっている[3].

次に,  $\omega/\omega_c = 0.345$  の場合の実験結果を第11図に示す. 同様に, 第11図(a)が二次元

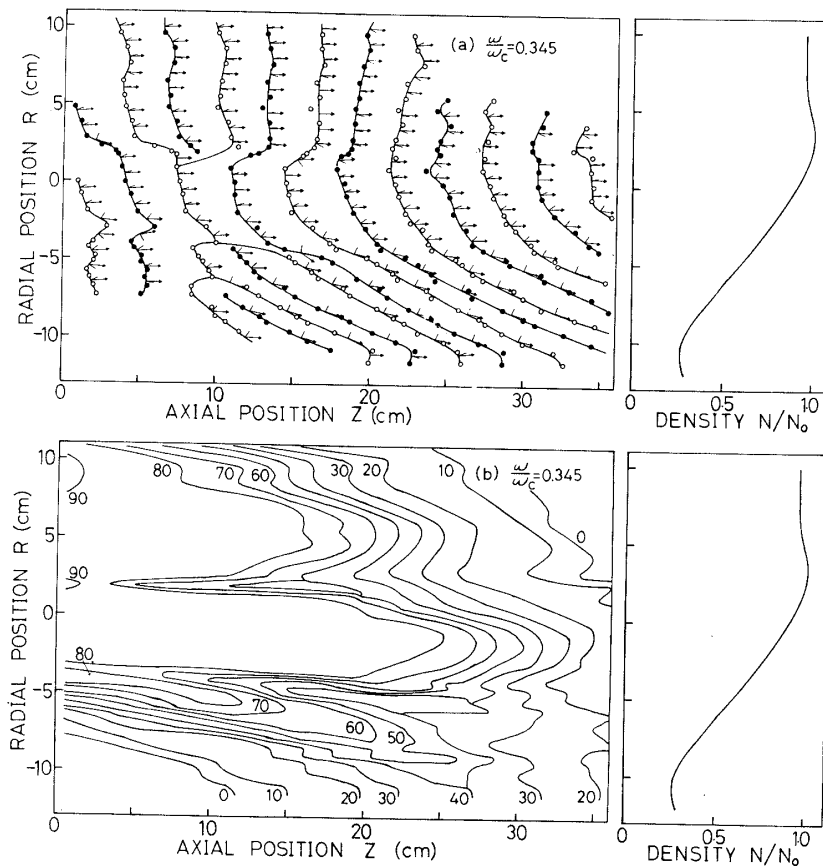


第10図  $\omega/\omega_c > 0.5$  の場合のループアンテナの放射パターン。

(a)には干渉波形から求めた等位相線(太い実線)と位相速度方向(短い直線), (3)式から計算したレイ方向(矢印つきの直線)を示す。(b)には相対的な等振幅線を示す。右図はいずれも径方向密度分布である。アンテナは  $R=0$  cm,  $z=0$  cm の所にある。

等位相線, 位相線に直角方向(位相速度方向)及びレイ方向を, 第11図(b)には相対的な等振幅線を示す。密度の密方向を向いていないレイ方向もある。 $(-10 < R < -4$  cm,  $12 < z < 34$  cm)が, 他はほとんど磁力線方向や密な方向を向いている。このように  $0 < \omega/\omega_c < 0.5$  の場合は必ずしも密度の密なる部分に波のエネルギーは伝播しない[7]。第11図(b)の振幅をみると,  $-10 < R < -4$  cm,  $z < 26$  cmで振幅が局所的に大きくレイ軌道と一致しているのがわかる。又, 注目すべき点は  $-3 < R < 0$  cmと  $2.5 < R < 7.5$  cmで減衰せずに伝播していることである[3]。その後, 減衰しているのは三次元的な密度の不均一性があるためと思われる。

最後に,  $\omega/\omega_c = 1/2$  の上下の周波数をとわず, 斜め伝播する波があることがわかった。



第 11 図  $\omega/\omega_c < 0.5$  の場合のループアンテナの放射パターン.

(a)には干渉波形から求めた等位相線(太い実線)と位相速度方向(短い直線), (3)式から計算したレイ方向(矢印つき直線)を示す.

(b)には相対的な等振幅線を示す. 右図はいずれも径方向密度分布を示す. アンテナは  $R=0$  cm,  $z=0$  cm の所にある.

## 5. あとがき

この磁化プラズマ装置は内径が大きいので、ホイッスラー波のみならず、磁場と垂直方向に伝播する波動についての実験も十分可能である。又、質量の大きいガスを用いると密度の減衰時間が長くなるので、静かなアフターグロープラズマ中での実験には都合が良い。現在、直径 21 cm のカソードによりプラズマを生成しているが、さらに径方向の密度分布を均一にするために直径 30 cm の陰極を製作中である。

## 謝 辞

チェンバーは科学研究費補助金により製作した。コイルとヒータ用電源は当研究所共同研究費により購入し、コイル用電源は伊藤研究室から借用している。著者の一人(R. L. S.)は当研究所に滞在し研究の機会を与えてくれた東京大学に感謝する。ご指導いただいている伊藤富造教授に厚く感謝の意を表します。プラズマ源の設計及び放電回路製作に協力して頂い

たチェンバー室の土田静悟氏（現在 CDC 社勤務）と細谷和美氏及び実験に協力された電通大の小沢豊君に謝意を表します。 1980年10月11日 新設部（科学）

#### 参 考 文 献

- [ 1 ] 河辺隆也, 河合良信, 坂翁介, 中村良治, 東大宇宙航空研究所報告8 (1972) 186; 中村良治, 中村正治, 伊藤富造, 同13 (1977) 598.
- [ 2 ] K. Ohkubo, Y. Yamamoto and S. Tanaka, Phys. Lett. 35A (1971) 189; H. Sugai, M. Sato, K. Ido and S. Takeda, J. Phys. Soc. Japan 44 (1978) 1953.
- [ 3 ] R.L. Stenzel, Phys. Fluids 19 (1976) 857. R.L. Stenzel, Journal de Physique Supplement 38 (1977) C6-89.
- [ 4 ] R.L. Stenzel and W. Gekelman, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1055.
- [ 5 ] L. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases (Interscience, New York, 1962).
- [ 6 ] R.L. Stenzel, Radio Sci., 11 (1976) 1045.  
R.L. Stenzel, J. Geophys. Res. 82 (1977) 4805.
- [ 7 ] H. Sugai, H. Niki, M. Inutake and S. Takeda, Research Report Institute of Plasma Physics IPPJ 429. (1979).
- [ 8 ] 大林辰蔵, “宇宙空間物理学” 裳華房 (1974) P.365.