

# スペースチェンバ用グローモードプラズマ源

河辺隆也\*・河合良信\*・坂 翁介\*・中村良治

## Glow Mode Plasma Source for Space Chamber

By

Takaya KAWABE, Yoshinobu KAWAI, Ousuke SAKA  
and Yoshiharu NAKAMURA

**Abstract:** To produce a homogeneous plasma in the space chamber, glow mode plasma sources are mounted. Density and temperature distribution of plasma electrons are measured and they are compared with those of plasma made by so-called back diffusion plasma sources. A transmission experiment has been conducted in this plasma and collisional effects on the dispersion relation of electron plasma wave are investigated.

### 概 要

スペースチェンバ内に一様なプラズマを生成するためにグローモードプラズマ源を使用し密度、電子温度分布を調べた。またこの均一プラズマを用いて電子プラズマ波の伝播実験を行ない、その分散関係に及ぼす電子中性原子の衝突の影響は減衰率の増大、位相速度の減少等であることを明らかにした。

### 1. ま え が き

スペースチェンバにはいわゆる後方拡散型と呼ばれるプラズマ源が備えられチェンバ内部に電子密度が  $10^4 \sim 10^6/\text{cm}^3$  で電子温度が約 0.2 eV の静かなプラズマを供給している。このプラズマのチェンバ内の空間的状态、特に電子密度 [1], 電子温度 [2], プラズマ電位 [3] の空間分布が調べられている。これらの結果とここでの測定によれば温度とプラズマ電位はほぼ一様であるが密度はかなり不均一でそのこう配は  $(1/n) dn/dr \approx 1/m$  である。このため実験領域の大きさがチェンバの直径に較べて十分小さければ問題はないがたとえば電子プラズマ波の伝播実験においてはこの不均一性が複雑化して良いデータは得られなかった [4]。さらにこのプラズマ源にはイオンビームが存在する [5] [6]。放電電圧が数百ボルト以下のため電子に注目する実験ではこのイオンの速さは無視できるがイオンに関する、たとえばイオン波の伝播実験には当然考慮される [7]。プラズマ源の条件によって検出されるイオン音波の励起の原因もこれによる可能性がある [8]。

電子プラズマ波の伝播実験に必要な均一プラズマをチェンバ内につくるためにすでにほかで [9] 用いられたグローモードプラズマ源を用いた。

---

\* 名大プラズマ研究所

### 2. 実験装置と測定結果

チェンバ内の設置の概略を第1図に示す。プラズマ源は拡散型プラズマ源の陰極フィラメントとその前面に1cm離しておかれたます目5×5mmのメッシュの陽極Aからなっていてこの間に放電させるともち論K-A間にもプラズマは生成されるが大部分はK-A間の電位差に相当するエネルギーをもった電子ビームがメッシュのます目を通してチェンバ内に走りこの道すじに沿っての中性原子の電離によってつくられる。陽極から扇状に広がった電子ビームはガスがArの場合青く見えるがこの部分からプラズマはチェンバ内全体に拡散する。この供給源の体積の大きいことが密度分布の一様性を良くしている。この電子ビームが実験

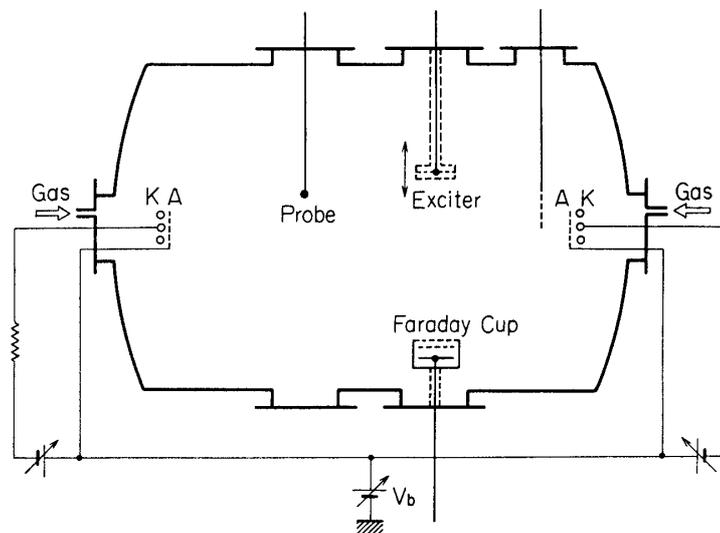


図1 チェンバ内配置図

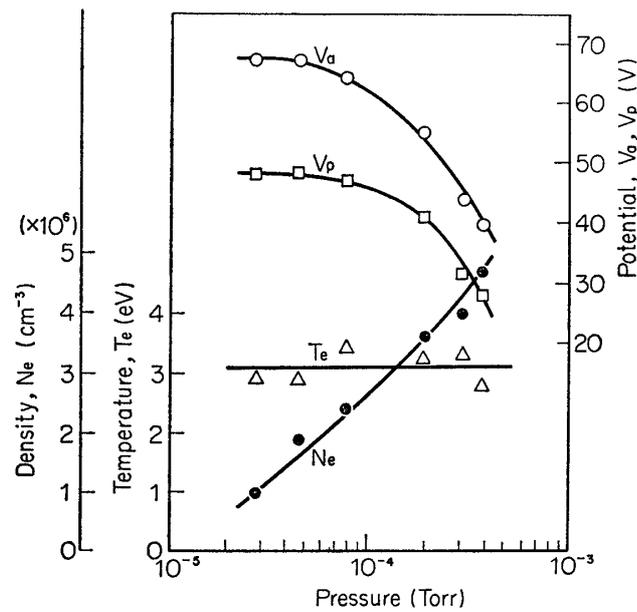


図2 プラズマパラメータのガス圧依存性.  $I_d=30 \text{ mA}$

領域を走らないためにはプラズマ源を上壁に取付け K-A の方向が上下になるよう設置すればよいがこの場合でも陰極が直熱型フィラメントであるため陽極の法線方向でなく斜めにビームは走り左側のプラズマ源からのものは下側のチェンバ内壁にぶつかった。このため実験領域、図の Exciter と Faraday Cup の間にはビームは検出されなかった。

ガスを Ar にして生じたプラズマの特性を第 2 図に示す。この場合チェンバ内圧力をニードルヴァルブによる流入量の調節で変化したが発電電流  $I_a$  は両プラズマ源とも一定になるよう放電電圧  $V_a$  を変えた。測定は 2cm  $\phi$  の球グローブを中心まで下げてこれによるラングミュア特性からもとめた。プラズマ電位  $V_p$  と  $V_a$  は陰極を基準にしている。空間電位  $V_p$  が  $V_a$  に等しくないのは陽極メッシュのます目があらずぎて(デバイ長に較べて大きい)プラズマがもれているためか、メッシュが電子にたたれて表面の導電性が悪くなり表面の電位は測定値よりも小さくなっているためであろう。電子温度  $T_e$  は約 3eV で後方拡散型のそれより 10 倍以上である。

比較のために後方拡散型によるプラズマの Ne,  $T_e$ ,  $V_p$  の径方向分布の一例を第 3 図に示す。 $I_t$  はプローブ電圧を十分負にしたときのイオン飽和電流で極大点はほぼチェンバの軸上にある。

グローモード型の場合の例を第 4 図にあげた。ここで Ne,  $T_e$  とは第 1 図の左のプローブで測定したもので横軸はプローブの上下の位置を示す。軸方向のこの位置では下に前述の斜めの電子ビームがあるので下へゆくほど密度が大きい。密度こう配は第 3 図のそれより小さい。空間電位  $V_p$  は陽極を基準にしてありこのバイアス  $V_b$  は零である。実験領域では  $V_p$

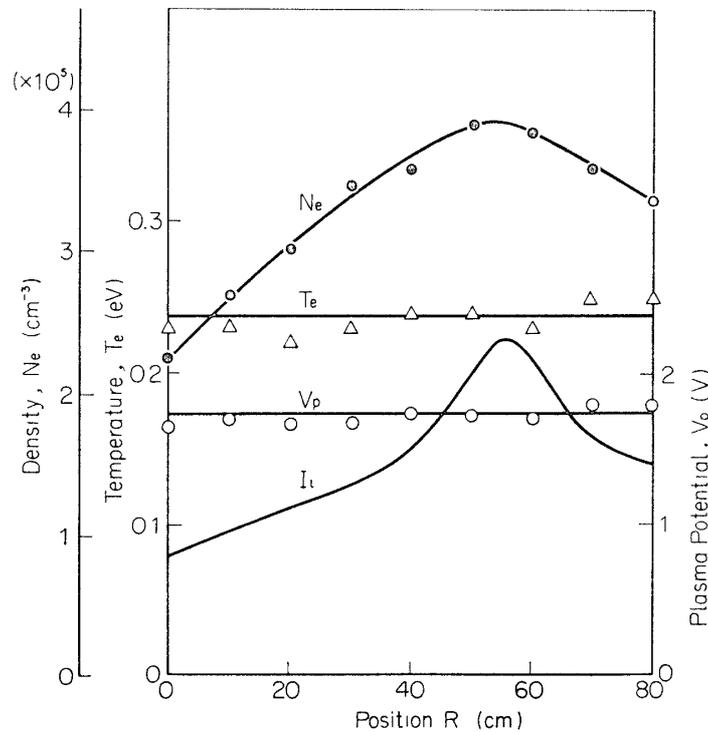


図 3 後方拡散型プラズマ源によるプラズマの径方向分布  $p=1.9 \times 10^{-4}$  Torr (Ar)

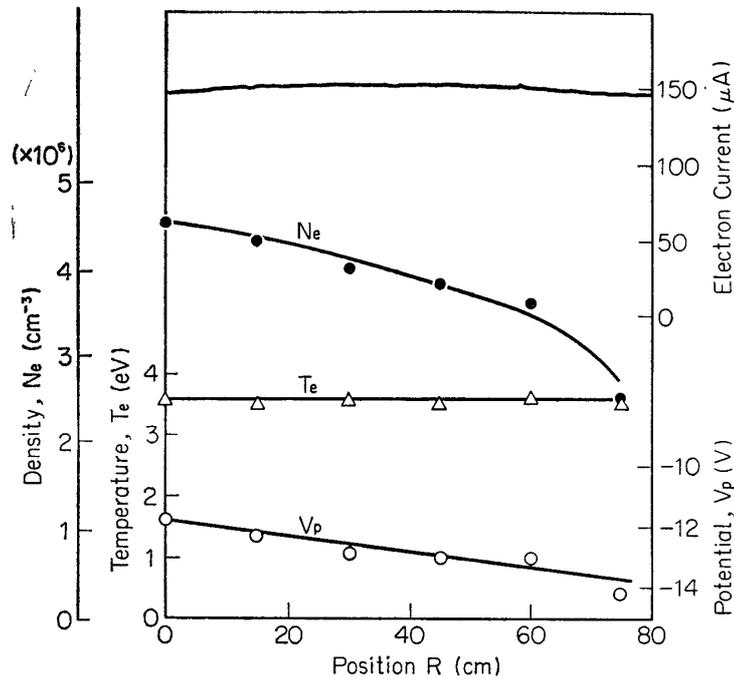


図 4 グローモードプラズマ源によるプラズマの径方向分布:  
 $p=2.0 \times 10^{-4}$  Torr (Ar),  $I_d=40$  mA

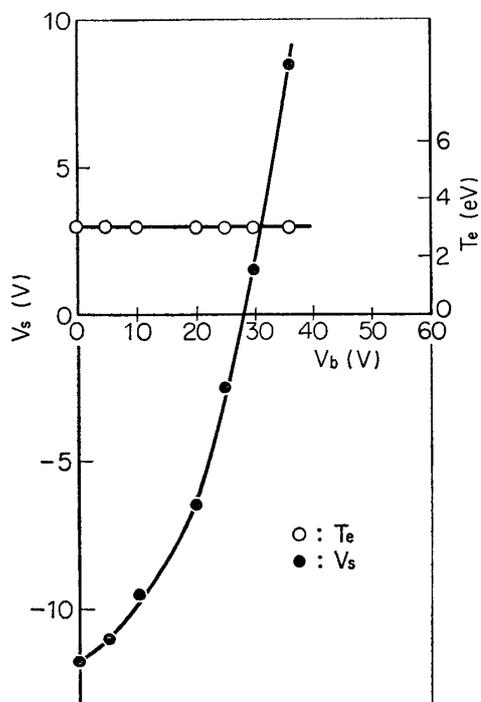


図 5 空間電位と電子温度の陽極バイアス依存性

はさらに一定であるので Faraday Cup の各電極電圧を  $V_p$  より 2 V 大にして流れ込む電子電流を Cup を置径方向に動かして測ったのが一番上の曲線である。軸上でわずかに密度が高くなっているがこのプラズマ源のチェンバ中心での径方向の密度の一樣性を示している。放電部分と電子ビームの存在のためプラズマは静かとはいえない。プローブを floating 電位にして 20 mV 程度の性質の明らかでない低周波振動が放電条件によって発生したり、電子プラズマ振動がビームとプラズマ電子の相互作用で励起されたりする。

陽極にアース電位に対してバイアス  $V_b$  を加わえてこれに対する空間電位の変化を調べたのが第 5 図である。チェンバの内壁が接地されているために陽極電位に引きずられていくのであろう。

### 3. 電子プラズマ波の伝播

このプラズマ源を用いた実験の一例として電子プラズマ波の伝播について述べる。詳細は他に報告した [10]。第 1 図で波の Exciter は 15

cm  $\phi$  の Mo 線 0.1mm 20 メッシュを 3 枚 3mm 間隔でサンドイッチにしたもので外側の 2 枚を接地し真中のメッシュに周波数  $\omega/2\pi$  が 8~26 MHz, 電圧 0.3 V の高周波を印加した. 波の検出は直流的には  $50\Omega$  で接地の Faraday Cup のコレクタで行なった. グリッドは接地し Exciter からの直接結合を除去した. Exciter を 80cm 径方向に動かして干渉法 [11] により波のパターンを得た. 第 6 図にレコーダの生のデータの例を示す. チェンバ内の Ar ガス圧を変化したときには  $I_a$  の調節により密度をほぼ一定に保つことができた. 図では (a)(b) とともに  $\omega/2\pi=16$  MHz, 電子プラズマ周波数  $\omega_p/2\pi \approx 12$  MHz である. この図から電子プラズマ波の伝播に対する電子中性原子の衝突の効果はそれが増加すると (1) 波の減衰が大きくなる (2) 波長が短かく換言すれば位相速度が遅くなる.

これらの種々の  $\omega/\omega_p$  のデータから分散関係を算出したのが第 7 図である. 横軸は波数  $K$  でデバイ波数  $K_D$  で規格化してある. 電子中性原子衝突周波数  $\nu_{en}$  は熱速度での衝突確率から求めた [12]. 実線は無衝突マックスウェル分布プラズマ中での電子波伝播の一次元モデルの理論式

$$1 = \frac{\omega_p^2}{K^2 V_e^2} Z'(\omega/K V_e)$$

から  $\omega$  を実数,  $K$  を複素数として計算したものである [13]. ここで  $V_e$  は電子の熱速度,  $Z$  はプラズマ分散関数である [14]. 実線は衝突周波数が小さいときの実験値と良く一致する.

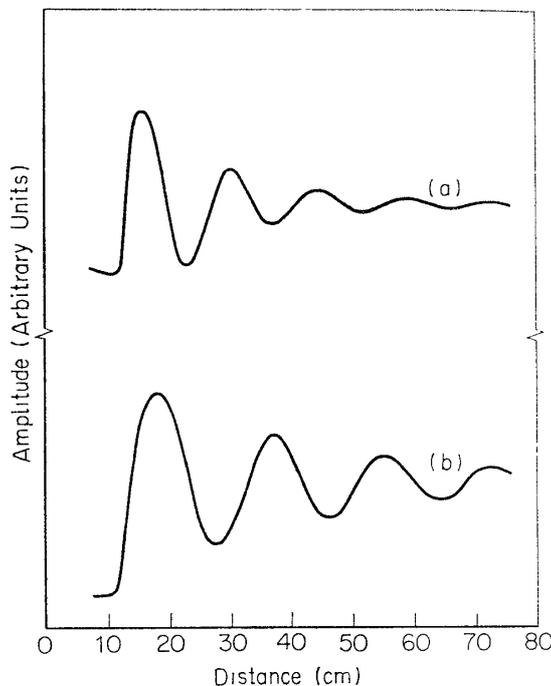


図 6 波の伝播パターンの例 (a)  $p=2.8 \times 10^{-4}$  Torr (b)  $p=1.1 \times 10^{-4}$  Torr

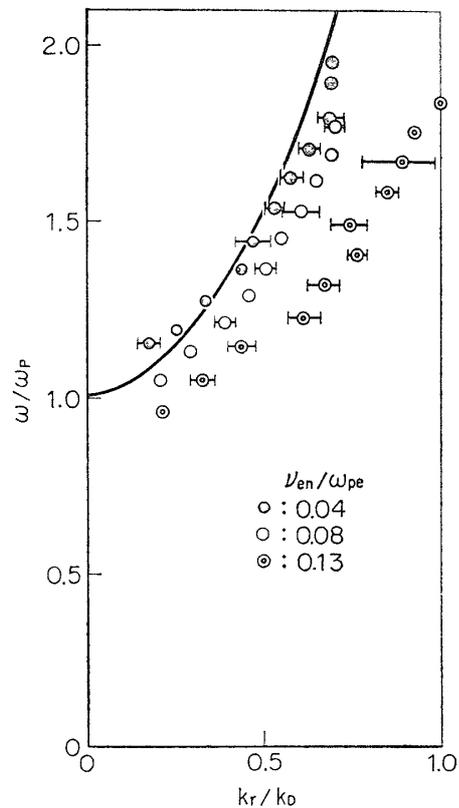


図 7 分散関係

衝突周波数が大きくなると  $\omega$  が  $\omega_p$  より小でも伝播するのは  $K/K_D \ll 1$  での近似式  $\omega(\omega - i\nu) = \omega_p^2 + 3K^2 V_e^2$  で定性的に説明できる. 減衰率の実験値からランダウ減衰による分を差引いた残り  $K_i$  に群速度を乗じて  $\nu_{\text{eff}}$  を求めてみると  $\nu_{\text{eff}}/\nu_{\text{en}} = 3 \sim 8$  となり単一粒子の衝突断面積から算出した  $\nu_{\text{en}}$  より数倍大きくなっている.

#### 4. あとがき

このプラズマ源は陰極陽極間のグロー放電でなく容器内を走る電子によってプラズマが生成, 供給されるので電子ビームプラズマ源という名前が適当かもしれない. 一方後方拡散型も放電部分のプラズマが拡散するのではなく加速されたイオンが中和電子を伴って走っているのでイオンビームプラズマ源と呼ぶべきであろう. とともにビーム状の電子またはイオンの存在に注意を要する.

#### 謝 辞

スペースチェンバの利用に際して種々御配慮頂いた伊藤富造助教授, およびチェンバの運転に関して御努力して下さった小嶋 学氏, 川原 孝氏に感謝します.

この実験はスペースチェンバ共同利用研究として行なわれた.

1972年1月14日 新設部(科学)

#### 参 考 文 献

- [1] 渡辺勇三, 江尻全機, 大林辰蔵: スペースプラズマ研究会 (1971)
- [2] 平尾邦雄, 小山孝一郎. 宇宙研報告 5 (1969) 495
- [3] 土手敏彦: スペースプラズマ研究会 (1969) 48
- [4] 中村良治, 伊藤富造, 伊東正貴: 同 (1970) 104
- [5] 宮崎 茂, 森 弘隆, 平尾邦雄, 三留重夫: 同 (1970) 1
- [6] 伊藤富造, 中村良治, 向井利典 同 (1970) 22
- [7] 萩原茂男, 山内峯生, 伊東正貴: 同 (1970) 109  
Y. Kawai: J. Phys. Soc. Japan 29 (1970) 1354
- [8] 松本 紘, 木村磐根, 宮武貞夫, 松本壮夫, 橋本弘蔵, 平石謙治. スペースプラズマ研究会 (1969) 29
- [9] I. Alexeff, W. D. Jones: Phys. Fluids 11 (1968) 167  
Y. Kawai, K. Kondo: J. Phys. Soc. Japan 30 (1971) 857
- [10] 河辺隆也, 河合良信, 坂翁介, 中村良治: スペースプラズマ研究会 (1971)
- [11] Y. Nakamura, M. Ito: Phys. Rev. Letters 26 (1971) 350
- [12] S. C. Brown: Basic Data of Plasma Physics (M. I. T. Press 1959)
- [13] H. H. Kuehl, G. E. Stewart, C. Yeh: Phys. Fluids 8 (1965) 723
- [14] B. D. Fried, S. D. Conte: The Plasma Dispersion Function (Academic Press 1961)