

パルス電子ビーム生成プラズマにおける ビームエネルギーの散逸過程

藤山 寛*・藤村 幸夫**
高井 和成**・松尾 寿夫*

The Dissipation Process of Beam Energy in the Plasma Produced by Pulse Electron Beam

by

Hiroshi FUJIYAMA*, Yukio FUJIMURA**
Kazunari TAKAI** and Hisao MATSUO*

The dissipation process of beam energy was investigated experimentally in the plasma produced by the pulse electron beam. The digital data acquisition system constructed by fast A/D converter and personal computer was developed to examine into the temporal evolutions of both plasma and beam electron distribution functions.

It was observed that the bump-on-tail distribution function in the early times after the beam injection and the production of high energy electron beams with the increasing energy.

The mechanism for the production of high energy electrons can be qualitatively explained by the Landau damping of two-stream instability caused by the wave-particle interaction, suggested by the quasilinear theory.

The injected beam energy was dissipated through the collision between the above mentioned high energy electrons and neutral particles.

1. まえがき

電子ビームとプラズマとの相互作用の研究は、地球磁気圏のオーロラ生成やグロー放電中の電子振動などの現象論的興味から始められたが¹⁾、最近では核融合プラズマのビーム入射による加熱²⁾や逃走電子によるマイクロ波放射損失³⁾に関連して活発な研究が行われている。一方、宇宙科学の分野では飛翔体を用いた宇宙空間での電子ビーム放出実験⁴⁾(文部省宇宙科学研究所 SEPAC 計画)において、飛翔体のビーム放出に伴う帯電の抑制という観点からビームプラズマ放電(Beam Plasma Discharge; BPD)⁵⁾が注目されてお

り、BPD 発生の条件、プロセスなどを地上におけるシミュレーション実験を通して解明することが要求されている。

本研究は上記の核融合研究ならびに宇宙科学研究の要請から、電子ビーム・プラズマ系におけるエネルギー輸送・変換過程の解明を目的として行われたものである。

BPD のメカニズムは、二流体不安定性により励起される電子波のランダウ減衰により高エネルギー電子が生成され、この電子の衝突により中性ガスの電離が生ずると考えられている。最近、百々らは BPD の前

昭和60年5月8日受理

* 電気工学科 (Department of Electrical Engineering)

** 電気工学専攻 (Graduate Student, Electrical Engineering)

駆現象として磁化プラズマ中に励起される電子プラズマ波と電子サイクロトロン波の混成波の観測に成功した⁶⁾。しかし、これらの不安定な電子波による高エネルギー電子は観測されてなく、ビーム電子からプラズマ電子へのエネルギー輸送過程の解明が重要な課題となっている。

従来行われてきたプラズマ実験では、電子やイオンの速度分布関数を静電型のエネルギーアナライザの電流-電圧特性をアナログ的に微分することにより測定していた⁷⁾。また、繰り返し周波数の高いパルス現象では Boxcar 積分器を用いたサンプリング技術により“時間を止めて”種々の物理量を測定できる。しかしながら、高エネルギー放電を利用したパルス実験では充電時間が長いので、パルスの繰り返し周波数を高く取ることができず、サンプリング技術を利用した過渡的な物理量の測定はできない。そこで本実験では、最近急速に進展した高速 A/D 変換器とパーソナルコンピュータを用いたデジタルデータ収録および処理システムを構築し、数10 nsec の時間分解能で電子の速度分布関数を測定することに成功した。この測定システムを用いて、400 eV のパルス電子ビームをアルゴンガス中に入射した時の電子の速度分布関数の時間変化を測定した結果、ビーム入射直後から bump-on-tail 型の速度分布をもつプラズマ電子が生成され、時間の経過とともに、さらに高エネルギーの領域にも新しいビーム群が発生することが発見された。これらのビーム群は、プラズマ密度の増大に伴い時間的にエネルギーを増しながら定常状態に近づいていき、そのエネルギーをプラズマ生成に消費する。

このビームエネルギーの散逸過程は、二流体不安定性により励起される電子プラズマ波のランダウ減衰による二次的な高エネルギー電子の生成、さらにその二次的な電子ビームによる二流体不安定性の成長と減衰を通してプラズマが成長するものと理解される。

以下、2章では本実験で使用した実験装置および測定法について説明し、3章では新しく構築したデジタルデータ処理システムについて述べる。さらに4章では定常およびパルス電子ビーム入射によるプラズマと高エネルギー電子の生成に関する実験結果について述べ、そのメカニズムについては5章で準線形理論に基づいた理論的考察を示す。

2. 実験装置および方法

2.1 実験装置

Fig. 1 に実験装置の概略図を示す。直径50 cm、長さ100 cm のステンレス製円筒チャンバー内を 10^{-6} Torr 程度に排気した後、調整弁によりアルゴンガス

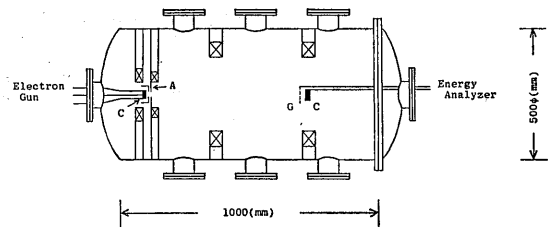


Fig. 1 Experimental setup.

を注入して 10^{-4} ~ 10^{-5} Torr に保ち、電子ビームを入射してプラズマを生成する。ビーム入射用電子銃は陰極、ビーム形成電極および陽極から構成される Pierce 型⁸⁾で、そのパービانسは 10^{-6} 程度である。陰極 C は直径 2 cm のニッケル製円板で、表面に BaO を塗布した傍熱型酸化膜熱陰極である。陽極 A には電子ビーム引き出し用として直径 5 mm の穴が開けてある。陽極を接地し、陰極に負の加速電圧 V_a を印加することにより電子ビームが放出される。ビームターゲットを兼ねる静電型エネルギーアナライザは、グリッド G およびコレクタ C から構成され、実験に応じてそれぞれにバイアスを加えることによりビーム電子およびビーム生成電子の速度分布関数を測定することができる。本実験では、エネルギーアナライザはビーム入射口から約 55 cm の位置に固定した。なお、チャンバー内には 4 個のソレノイドコイルが設置されており、そのうち電子銃近傍のコイル 2 個には電流を逆方向に流してカusp型磁場を形成し、ビームを集束させている。他方、チャンバー中央部のプラズマ領域のコイル 2 個には同方向に電流を流してミラー型磁場を形成し、プラズマの壁への拡散を抑えている。

2.2 パルス電子ビーム加速用電源

Fig. 2 に著者らが製作したパルス電子ビーム加速用電源の回路図を示す。交流 100 V をスライダックを通して昇圧し、整流・平滑化した後 1100 μ F のコンデンサを充電する。充電後スイッチングトランジスタ Tr 1 を On にして電荷を放電させ、さらに任意の設定時間後 Tr 1 を Off に、Tr 2 を On にすることにより急峻な方形波の電圧パルスが得られる。Tr 1, Tr 2 のベース信号としては、それぞれ増幅回路 A2 および A3 の出力信号を使用した。なお、増幅回路 A1 の出力信号は A/D 変換器のトリガ用信号として使用した。A1, A2, A3 の各入力信号は、前段の 2 進カウンタ IC (SN7493N) と単安定マルチバイブレータから構成される遅延パルス回路により与えられる。このパルス電源回路により、電圧最大 900 V、パルス

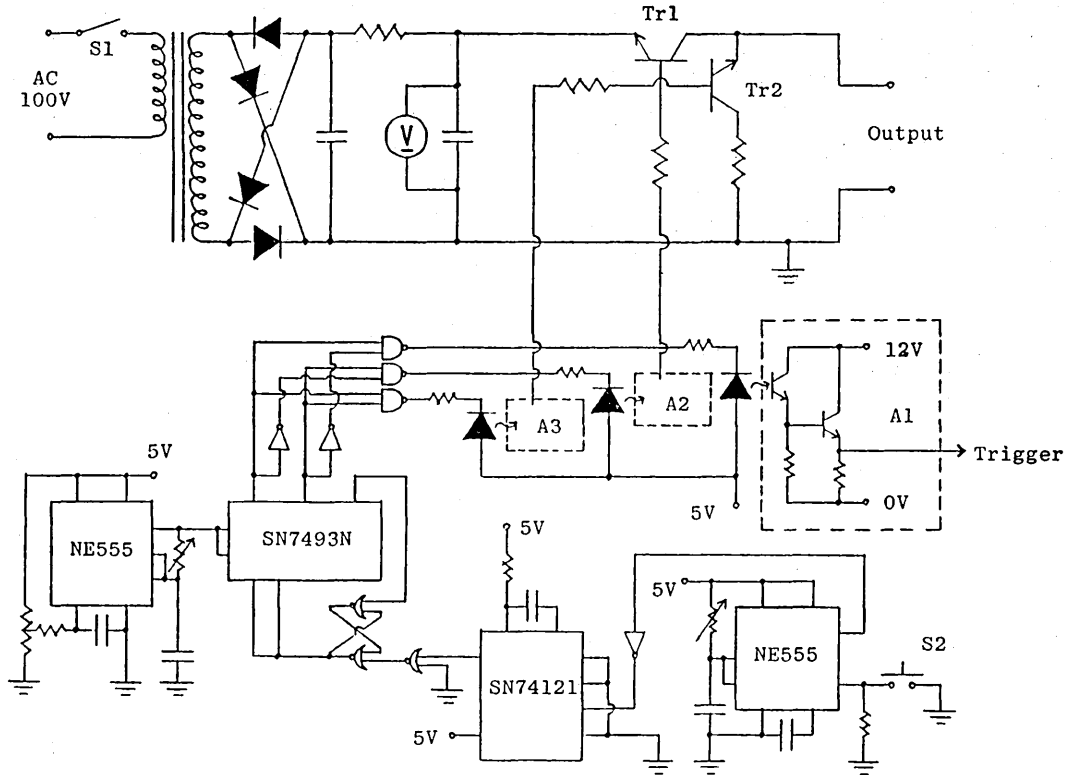


Fig. 2 Power supply for pulse electron beam acceleration.

幅約10 μsec から約400 μsec まで可変の負の方形波電圧パルスが得られた。

2. 3 エネルギーアナライザ

Fig. 3 (a), (b) にエネルギーアナライザの回路図を示す。どちらも直径15 cm の円形グリッドGおよび直径4 cm の円形コレクタCを使用し、G-C間の距離は約5 mm である。

(a)の回路は、グリッドを接地してチェンバー内のプラズマを乱さないようにしておき、コレクタに負のバイアス V を印加して電子のエネルギーを選択するものである。ただし、この方法では電子と共にイオンも取り込まれるので、本実験では低エネルギー電子のエネルギー分析にこの回路を使用した。

(b)の回路は、グリッドに負のバイアス V を印加して電子のエネルギーを選択するものである。このとき、コレクタには+40V のバイアスを印加してイオンの侵入を防いでいる。この方法ではコレクタには電子のみが到達し得るので、本実験では高エネルギー電子のエネルギー分析にこの回路を使用した。

次にファラディカップ型のエネルギーアナライザによる電子の速度分布関数 $f(v_e)$ およびエネルギー分

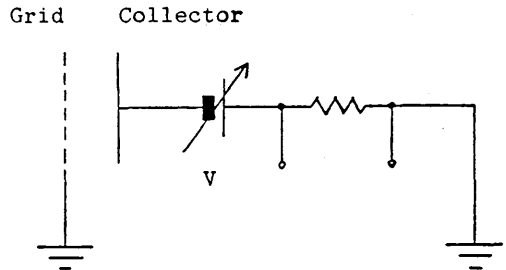


Fig. 3 (a) Energy analyzer for low energy electrons.

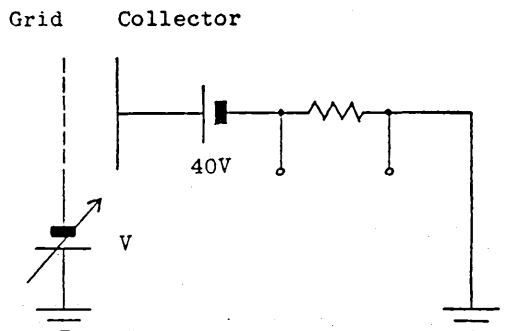


Fig. 3 (b) Energy analyzer for high energy electrons.

布関数 $f(V)$ の測定法について説明する。本実験では電子ビームは外部磁界に平行 (z 方向) に入射され、エネルギーアナライザのコレクタ面はビームに対し垂直に置かれているので、 z 方向のみの一次元分布を考える。エネルギーアナライザの電位 (Retarding Potential) がプラズマ電位に対して $-V$ とすれば、 $(m_e v_e^2/2) \geq eV$ で与えられる速度 v_e を持った電子がアナライザのコレクタに捕集される。コレクタの面積を S とすればコレクタ電流 $I_c(V)$ は

$$I_c(V) = \int_{\left(\frac{2eV}{m_e}\right)^{1/2}}^{\infty} eSv_e' f(v_e') dv_e' \\ = \frac{e^2 S}{m_e} \int_V^{\infty} f\left(\frac{2eV'}{m_e}\right)^{1/2} dV' \quad (1)$$

であるので、 $I_c(V)$ を V で微分すれば

$$\frac{dI_c(V)}{dV} = \frac{e^2 S}{m_e} f\left(\frac{2eV}{m_e}\right)^{1/2} \quad (2)$$

となり、微分値が速度分布関数に比例することがわかる。さらに $f(V)$ を求めるために、

$$I_c(V) = \int_V^{\infty} eSv_e' f(V') dV' \\ = eS\left(\frac{2e}{m_e}\right)^{1/2} \int_V^{\infty} \sqrt{V'} f(V') dV' \quad (3)$$

を V で微分し

$$\frac{dI_c(V)}{dV} = eS\left(\frac{2e}{m_e}\right)^{1/2} \sqrt{V} f(V) \quad (4)$$

を得る。すなわち $f(V)$ は

$$f(V) = \frac{1}{eS\left(\frac{2e}{m_e}\right)^{1/2}} \frac{dI_c(V)}{dV} \frac{1}{\sqrt{V}} \quad (5)$$

となり、エネルギー分布関数は微分値を $V^{1/2}$ で割った値に比例することがわかる。

3. デジタルデータ処理システム

3.1 データ処理システムの構成

ここでは高速の 8 bit A/D 変換器 (岩通 DM-902) とパーソナルコンピュータ (NEC PC-8801) を用いたデジタルデータ処理システムについて述べる。Fig. 4にこのシステムの構成を示す。

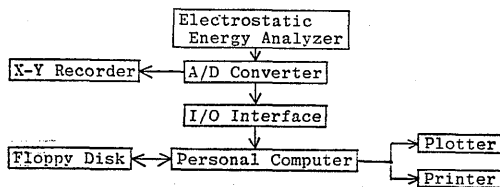


Fig. 4 Digital data acquisition system.

静電型エネルギーアナライザにより得られたアナログデータ (コレクタ電流) の時間的変化を A/D 変換器に記録し、そのデジタルデータをパーソナルコンピュータの RAM に転送した後、フロッピーディスクにファイルする。処理結果はプロッタまたはプリンタに出力する。このシステムの利点としては、データの短時間収録が実験室内でかつ時間的制約を受けずにできることである。電子銃の BaO 陰極の劣化の点からは実験時間をできるだけ短縮することがデータの精度向上に不可欠であるので、多量のデータを短時間で収録できるこのシステムは有用である。

3.2 デジタルデータ処理プログラム

Fig. 5にデータ収録並びに処理プログラムのフローチャートを示す。データは解析処理を容易にするためにシーケンシャルファイルの形でディスクにファイルされている。以下に個々のプログラムについて述べる。

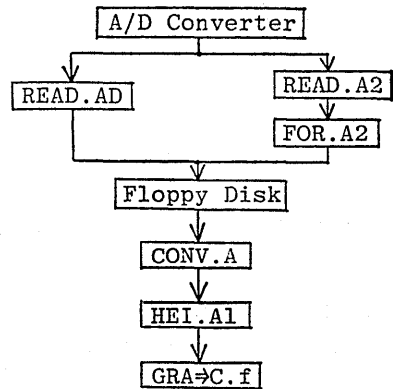


Fig. 5 Flow chart for data acquisition program.

READ. AD

A/D 変換器から 2048個のデジタルデータをパーソナルコンピュータの RAM に転送しシーケンシャルファイルを作成した後ディスクにファイルする。

READ. A2

A/D 変換器からデジタルデータをパーソナルコンピュータの RAM に転送し bsave 命令を使って RAM 上のデータをそのままファイルする。この方法は実験時間の短縮に有効である。

FOR. A2

READ. A2 によってファイルされたデータをシーケンシャルファイルに変換しさらに実験条件等の補助パラメータを加える。

CONV. A

2048個のデータのうち注目すべき領域のデータを抽出する。

HEI. A1

CONV. A より得られたデータに移動平均および集合平均の前処理を行う。

GRA⇒C. f

HEI. A1 より得られたデータを任意の群に分割し各データ群についてデータ(コレクタ電流)の値を縦軸に阻止電圧を横軸に取りパラメータの並べ換えを行うと各アドレス(時間)における電流-電圧特性が得られる。その結果はディスクにファイルさせた後ディスプレイ上に表示される。

4. 実験結果および考察

4.1 定常電子ビーム入射

パルス電子ビームを入射してそのときの過渡的な現象を調べる場合、その現象の最終的な状態すなわち定常状態を知る必要がある。そこでまず定常的に電子ビームを入射して生成されるプラズマの密度 n_e 、電子温度 T_e および速度分布関数 $f(v_e)$ を調べた。密度や電子温度は通常のダブルプローブ法によって測定された。また、速度分布関数はアナライザ (Fig. 3 (a)) のコレクタ電圧 V を変えてコレクタに流入する電流 I_c を測定し、 I_c-V 特性のグラフィカルな微分により求められた。

ダブルプローブによって測定されたプラズマの密度は気圧 P の増加に伴って増加し、 $P=5.0 \times 10^{-4}$ Torr では $n=1.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ であった。なおこの場合 $P=3 \sim 5 \times 10^{-4}$ Torr の間では密度はほぼ一定となり飽和状態を呈している。

電子温度は気圧の上昇に伴って低下し、 $P=5.0 \times 10^{-4}$ Torr では $T_e=1.1 \text{ eV}$ であった。

Fig. 6 に定常電子ビーム ($V_a=-350 \text{ V}$) を入射したときの速度分布関数の気圧による変化を示す。ここで横軸はアナライザのコレクタ電圧をとっている。これを見るとベース圧力 ($P=5.6 \times 10^{-6}$ Torr) のとき入射エネルギー (-350 V) 付近にはっきりとビームが存在しているのがわかる。しかし気圧を増加させていくとビームは散乱されて現われなくなり、ビームによって生成されたプラズマが低エネルギー領域に生成されてくる。さらに $P=2.0 \times 10^{-4}$ Torr 以上では速度分布関数にこぶが生じ (bump-on-tail 型分布)、高エネルギー電子が生成されている。次節ではこの高エネルギー電子の生成メカニズムを調べるためパルスで電子ビームを入射し、その過渡現象を詳細に調べた。

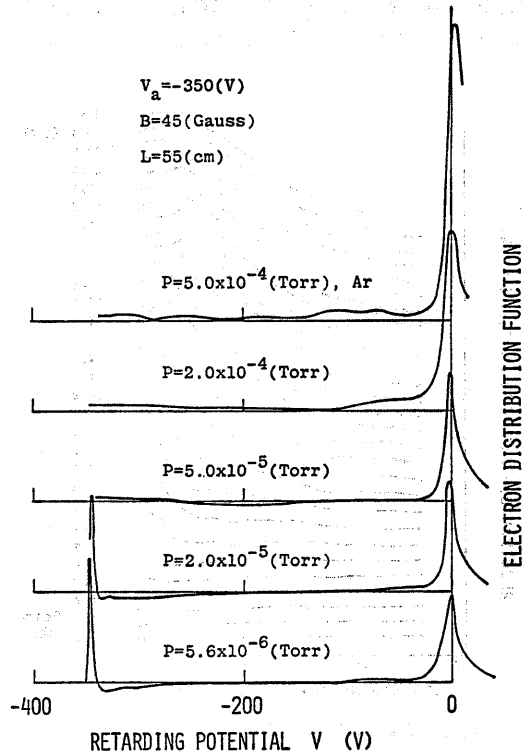


Fig. 6 Steady state electron velocity distribution functions for various neutral pressure.

4.2 パルス電子ビームによるプラズマ生成

Fig. 7に Fig. 3 (a) の回路で測定したビーム生成電子(低エネルギー電子)のエネルギー分析結果を示す。図の横軸にはコレクタのバイアス V をとり、縦軸はコレクタに流れ込む電流 I_c の V に対する微係数 dI_c/dV を示している。2.3 に示したように、 dI_c/dV は一次元速度分布関数 $f(v_e)$ に比例した量である。

I_c-V 特性からプラズマ電位を求めると、およそ -0.5 V であり速度分布関数のピークを与える。ビーム入射によって生成されるプラズマは $t=2.7 \mu\text{sec}$ から現われ始め、約 $13 \mu\text{sec}$ 後に定常状態になるまでその密度およびエネルギーを増加していく。

400 eV の電子ビームが気圧 5.0×10^{-4} Torr のアルゴンガス中に入射された場合、その平均自由行程 λ_e はアルゴン密度を n 、 σ を衝突の断面積とすると $\lambda_e=1/n\sigma \approx 100 \text{ cm}$ となる⁹⁾。この場合、平均的には 55 cm の行程中一度も衝突が起こらないことになるが、実際には衝突をする電子も存在している。このことは、定常実験の結果 (Fig. 6) からわかる。

$t=13 \mu\text{sec}$ 以前の過渡領域では、分布の裾野に電子群が現われており、ビーム生成電子は Maxwell 分布

の熱平衡状態を呈していない。この電子群は、約 -3 V のところにピークを持つ。このような低エネルギー

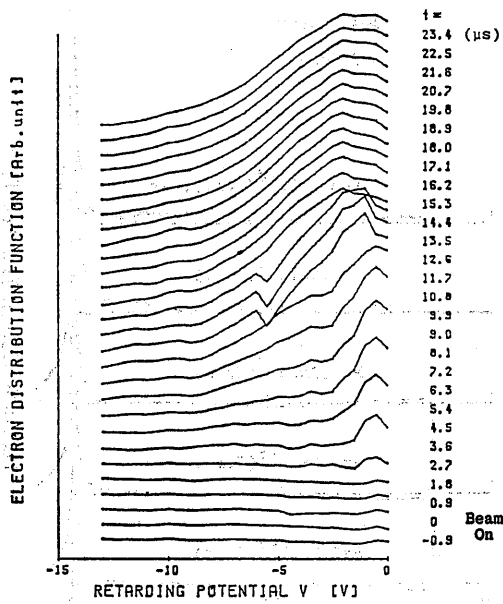


Fig. 7 Temporal evolution of the electron velocity distribution function in the electron-beam produced plasma, for the conditions of $P=5 \times 10^{-4}$ Torr, $B=45$ Gauss and $V_a=-400$ V.

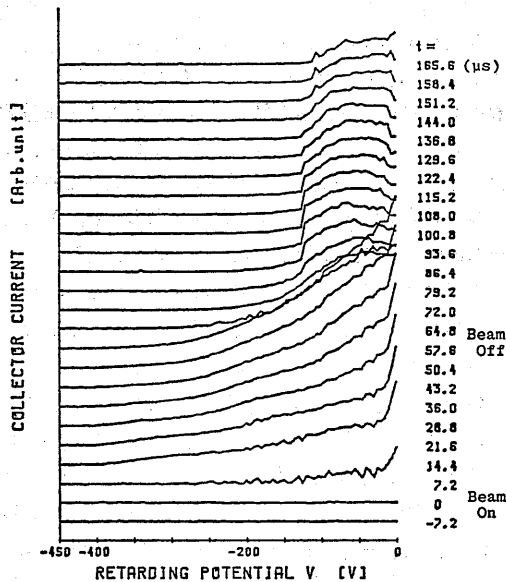


Fig. 8(a) I_c-V characteristic of the energy analyzer for the conditions of $P=5 \times 10^{-4}$ Torr, $B=45$ Gauss and $V_a=-400$ V.

電子の生成機構としては、ビームによるクロスフィールド不安定性による z 方向の電子の加速¹⁰⁾ が考えられる。

定常状態では、約 -2 V のプラズマ電位を持つビーム生成電子が存在し、このとき分布の幅から計算した電子温度は約 5 eV であった。しかし 5.2 で述べるように分布の幅から推定される温度はコヒーレントな振動のエネルギーも含んでおり、見かけ上温度が上がっている場合もある。

4. 3 パルス電子ビームによる高エネルギー電子の生成

Fig. 2 に示したパルス電源により、電圧 -400 V、パルス幅約 $60 \mu\text{sec}$ のパルス電圧を電子銃の陰極に印加してパルス電子ビームをアルゴンガス中に入射した。ビーム及び生成プラズマ電子の特性変化を調べるために、ビーム入射口から 55 cm 離れた位置に設置したエネルギーアナライザ (Fig. 3 (b)) のグリッド電圧 V を固定し、コレクタ電流 I_c の時間的变化を A/D 変換器に記録した。 V は 0 V から -450 V まで 5 V おきに変化させ、パラメータの並べ換えを行って I_c-V 特性の時間的变化を求めた。その結果を Fig. 8 (a) に示す。ビームは時間 0 で On し $5.2 \mu\text{sec}$ 後にビーム電圧が -400 V の設定値に到達す

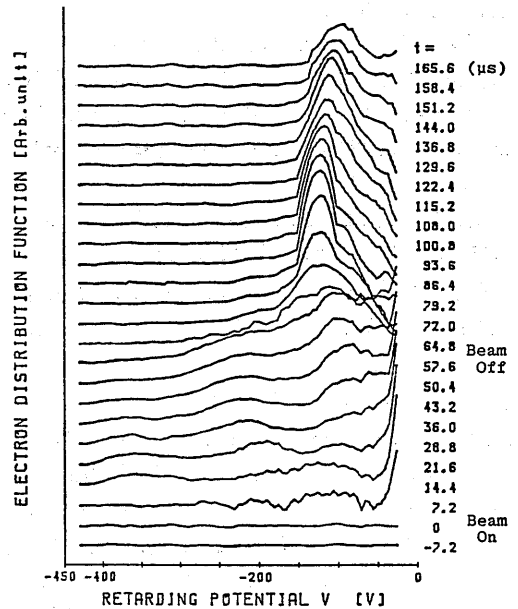


Fig. 8(b) Temporal evolution of the electron velocity distribution function, which is given by differentiation of I_c-V characteristics in Fig. 8(a).

る。またビーム On 後 58.1 μsec 後にビーム電圧が Off となりそれから 2.1 μsec 後に 0 V に戻る。Fig. 8 (a) に示した $I_0 - V$ 特性を微分し、速度分布関数 $f(v_e)$ の時間発展の様子を示したのが Fig. 8 (b) である。分布関数は 7.2 μsec 毎に作図しているが、勿論必要に応じてより短い時間領域を拡大して見ることも可能である。Fig. 8 (b) にはビーム入射直後に現われてくる 3 種類の高エネルギー電子群の生成過程とビーム Off 後に急速に発展し長時間にわたって存在する“長寿命電子ビーム”の生成過程がはっきりと示されている。後者の“長寿命電子ビーム”の存在は他のビームプラズマ系の実験¹¹⁾やパラメトリック不安定の実験¹²⁾でも観測されており、その生成メカニズムに関する理論的説明¹³⁾もなされているが未だ不明確な点が多い。本論文ではビーム入射後の過渡現象から定常状態に至る過程に焦点をあてているので、ビーム Off 後のこのような“長寿命電子ビーム”につい

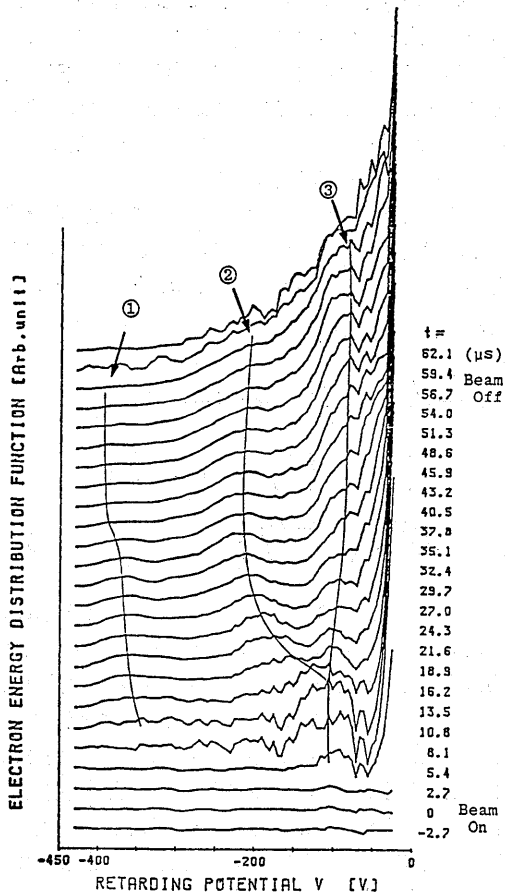


Fig. 9 Temporal evolution of the electron energy distribution function after electron beam injection, showing multi-bump-on-tail distribution.

てはこれ以上取り上げず、別の機会に報告する。

Fig. 9 にビーム入射期間中の電子のエネルギー分布関数 $f(V)$ の時間的変化の詳細を示す。この領域の分布関数の変化は次の 3 領域に分けて考えられる。

- i) $0 < t \leq 13.5 \mu\text{sec}$; bump-on-tail 型分布の形成。ビーム入射後およそ 2.7 μsec 経過した頃からプラズマが生成され始め、ほとんど同時に約 100 eV のエネルギーを持つ電子が現われてくる。このとき $\partial f(V)/\partial V$ は正で大きい。
- ii) $13.5 \mu\text{sec} \leq t \leq 32.4 \mu\text{sec}$; multi-bump-on-tail 型分布の形成。図中に矢印で示したような①350~400 eV, ②150~220 eV, ③90~100 eV の新しい高エネルギー電子群が生成され、①と②はエネルギーピーク値が高エネルギー側に、また③はやや低エネルギー側に移動しながらほぼ定常状態に落ち着いていく。分布関数の傾き $\partial f(V)/\partial V$ は ①~③ 共に小さくなっていく。
- iii) $32.4 \mu\text{sec} \leq t \leq 58.1 \mu\text{sec}$ (ビーム Off まで); プラトー (plateau) の形成。①はほとんど消滅するが②と③は $\partial f(V)/\partial V$ (低エネルギー側) が 0 に近づいていきプラトーを形成する。このときプラズマ (低エネルギー) 電子の分布が広がっている。

5. 実験結果の考察

この章では電子ビーム入射による高エネルギー電子生成過程および電子速度分布関数のプラトー生成過程について、準線形理論¹⁴⁾を用いて実験結果を説明できることを示す。

5.1 二流体不安定性

ビーム入射直後の系の状態を考える。磁界方向 (z 方向) にビームが入射され、一部のビーム電子がアルゴンの中性粒子と衝突して低エネルギーの電子を作る。このとき同時にイオンも生成されるが、その質量 m_i は電子のそれ (m_e) に比べて十分大きく、またビーム入射直後のイオン密度はビーム電子の密度に比べて小さいので電子の分布関数への影響は無視できる。ビーム入射直後の電子の分布をデルタ関数で近似すると、ビーム電子 $f_b(v_e)$ とビーム生成電子 $f_0(v_e)$ はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} f_b(v_e) &= \delta(v_e - v_b) \\ f_0(v_e) &= \delta(v_e) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

と表わせる。この系の誘電応答関数は

$$D = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega p_{\alpha}^2}{k^2} \int \frac{\partial f_{\alpha} / \partial v_e}{v_e - \omega / |k|} dv_e = 0 \quad (7)$$

となる。ここで $\omega p_{\alpha} = (4 \pi n_{\alpha} e^2 / m_{\alpha})^{1/2}$ は α 粒子のプラズマ角周波数、 n_{α} と m_{α} は α 粒子の密度および質量、 e は電荷量である。(7) 式の積分路は極 $v_e =$

$\omega/|k|$ の下を通る。(7)式から波数 k と角周波数 ω の関係を示す分散式,

$$1 = \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pb}^2}{(kv_b - \omega)^2} \quad (8)$$

が得られ、不安定条件は

$$|kv_b| < \omega_{p0} \left\{ 1 + \left(\frac{\omega_{pb}}{\omega_{p0}} \right)^{2/3} \right\}^{3/2} \quad (9)$$

と求まる。従って、長波長の波が不安定となり、その周波数は

$$\omega = kv_b \left\{ \frac{(\omega_{p0}/\omega_{pb})^{2/3}}{(\omega_{p0}/\omega_{pb})^{2/3} + 1} \right\} \quad (10)$$

と求まる。このとき $m_{e0} = m_{eb} = m_e$ であるので (10) 式から $\omega = \frac{1}{2}kv_b$ となり、ランダウ減衰によって $\frac{1}{2}v_b$ より少し遅い速度を持つ電子が加速される。 $V_b = 400$ V のとき

$$\frac{1}{2}v_b = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2eV_b}{m_e}} \quad (11)$$

であるから、 $V = 100$ V 近傍の電子が加速されることになる。これは 4.3 で述べた実験結果 i) を説明していることになる。

ビーム入射後プラズマが成長してくると、プラズマ電子のみならずイオンとビーム電子との二流体不安定性も考慮する必要がある。この場合、(10)式で $m_i/m_e \approx 7.34 \times 10^4$ とすると $\omega \approx 0.976 kv_b$ となり、ほとんどビーム速度と等しい位相速度を持つ波が成長することになる。この場合 Cherenkov 不安定と呼ばれるプラズマ振動と二流体不安定性の結合が起こり ($\omega_{pe} \approx kv_b$)、詳しい計算によれば、その時間的成長率 γ および角周波数 ω_r は

$$\gamma = \frac{\pi}{2} \frac{\omega_{pe}^2 \omega_r}{k^2} \left. \frac{\partial f(v_e)}{\partial v_e} \right|_{v_e = \omega_r/|k|} \quad (12)$$

$$\omega_r = \omega_{pe} \left(1 + \frac{3}{2} k^2 \lambda_{De}^2 \right) \approx \omega_{pe} \quad (13)$$

となる。ここで $\lambda_{De} \equiv (\kappa T_e / 4\pi n_e e^2)^{1/2}$ はデバイ長で、ビーム電子とプラズマ電子の密度比 n_b/n_e は 1 より十分小さいとしている。この場合 $\partial f/\partial v_e > 0$ の領域に位相速度を持つ静電波のエネルギー W_k が $dW_k/dt = 2\gamma W_k$ に従って成長する。このようにビーム・プラズマ系では二流体不安定性が成長しやすく、通常かなり乱れた系となっていることが多い。本実験では、入射ビームによるプラズマ生成とほぼ同時に二流体不安定性が強く励起し、その成長に伴う電子の分布関数の変化、二次的なビームによる新たな二流体不安定性の励起、さらにはこの新たな不安定性による分布関数の変化と続く複雑な非線形現象が発生していると思われる

る。このような分布関数の変化を考慮した準線形理論は不安定なプラズマ中の非線形現象を調べるのに有用である。

5.2 準線形理論による高エネルギー電子生成機構

前節ではビーム・プラズマ系において二流体不安定性が発生し、そのランダウ減衰により二次的なビームが生成され、それがさらに二流体不安定性の原因となる可能性を示した。このビームが熱化され Fig. 9 に示すような bump-on-tail 型分布が形成された系を考える。この二次的なビームの速度を v_b' 、温度を T_b' 、密度を n_b' とし、プラズマの温度を T_e 、密度を n_e とする。また $\omega_{ce} \ll \omega_{pe}$ ($\omega_{ce} \equiv eB/m_e$; 電子サイクロトロン角周波数) であるので磁界の効果は無視する。 $n_b/n_0 \ll 1$ であるので不安定の周波数は (13) 式から $\omega_r^2 \approx \omega_{pe}^2 (1 + 3k^2 \lambda_{De}^2) \approx kv_b'$ (14)

と近似される。実際の系では、ビームの長さが有限であるので軸方向の境界条件のため定在波が発生し、 k は $k = n\pi/L$ ($L = 55$ cm; プラズマ長, $n = 1, 2, 3 \dots$) と決まった離散的な値しか取れなくなる。こうして不安定の分数調波の位相速度に共鳴する電子も加速されるようになる。百々によれば⁶⁾、さらに波動が成長すればその高調波も観測されるようになり、ついには BPD が乱流状態に至る。

さて、電子が bump-on-tail 型の速度分布関数を持つ系に (14) 式で示した波動が存在する場合、この分布全体が波動の成長率に与える影響は $n_b'/n_e \ll 1$, $n_e \kappa T_e / n_b' m_e v_b'^2 \ll 1$ を仮定して

$$\gamma \approx -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pe}}{|k|^3 \lambda_{De}^3} \exp \left(-\frac{1}{2k^2 \lambda_{De}^2} - \frac{3}{2} \right) + \frac{n_b'}{n_e} \left(\frac{kv_b'}{\omega_r} - 1 \right) \exp \left\{ -\frac{T_e/T_b'}{2k^2 \lambda_{De}^2} \left(1 - \frac{kv_b'}{\omega_r} \right)^2 \right\} \quad (15)$$

と計算される。(15)式の右辺第1項は非共鳴粒子 (bulk の電子) によるランダウ減衰項であり、右辺第2項は共鳴粒子 (bump の電子) による逆ランダウ減衰項 (すなわち成長項) を示している。波動が減衰するか成長するかは、これら2項の大小関係によって決まる。不安定が進行するためには i) bump の粒子数増加, すなわち n_b'/n_e 増加, ii) bump が鋭くなる, すなわち T_b'/T_e 減少, iii) bump の粒子速度増大, すなわち $m_e v_b'^2 / \kappa T_e$ 増加の条件が必要である。また (15) 式から最も不安定な波動は bump の粒子の速度 (すなわち z 方向) に平行に伝搬し bump の広がり $\sqrt{\kappa T_b' / m_e}$ が v_b' より小さい場合に起こることがわかる。

次にこうして励起されたプラズマ波のスペクトル E_1 を時間の関数として

$$E_1(t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \exp\{i(kz)\} E_k(t) dk \quad (16)$$

のように表わす。このとき波の静電的エネルギーは

$$W_k(t) = \frac{\langle E_1^2(t) \rangle_z}{8\pi} \quad (17)$$

と表わされ、このエネルギーが電子に輸送されて分布関数を変化させる。ここで $\langle \rangle_z$ は z 方向の平均を表わす。一次元準線形理論¹⁴⁾によればこの分布関数の変化は

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial f_0(t)}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial v_e} \left\{ \frac{8\pi e^2}{m_e^2} \int \frac{W_k(t) dk}{i(kv_e - \omega)} \right\} \frac{\partial f_0}{\partial v_e} \\ \frac{\partial W_k(t)}{\partial t} &= 2\gamma W_k \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

によって記述される。これから得られる結果を要約すると

i) $\partial f_0 / \partial v_e > 0$ の領域に位相速度を持つ波が、ビーム中の共鳴粒子群のエネルギーを消費して、その静電的エネルギーを増加し成長する。

ii) 共鳴粒子群のエネルギーの半分は静電的エネルギーに、他の半分は非共鳴粒子の振動エネルギーに移る。このため低エネルギー側の電子の分布が見かけ上広がる。

iii) 共鳴粒子は

$$\frac{d}{dt} f_0(v_e \simeq \frac{\omega}{k}) = \frac{8\pi^2 e^2}{m_e} W_k = \omega / v_e \frac{1}{v_e} \times \frac{d^2}{dv_e^2} f_0(v_e \simeq \frac{\omega}{k}) \quad (19)$$

に従って速度空間中を拡散する。すなわち $df_0/dv_e > 0$ の領域の $d^2 f_0 / dv_e^2 > 0$ の部分の共鳴粒子が増加し、 $d^2 f_0 / dv_e^2 < 0$ の部分の共鳴粒子が減少してプラトーを形成する。

iv) プラトーが形成されると $\partial f_0 / \partial v_e = 0$ となり波の成長率 $\gamma = 0$ となって系が定常となる。

以上の準線形理論による考察から、二流体不安定性により高エネルギー電子が生成され、電子の速度分布関数にプラトーが生ずる過程が説明できた。Fig. 9 の①と②に示されるように生成されるビームのピークが高エネルギー側に移動するのは、ビームによる電離により零次のプラズマ密度が増加して不安定の周波数、すなわち位相速度が増大するためであると思われる。

400 eV の入射エネルギーを持つ電子ビームは本実験のような低気圧ガス中ではほとんど無衝突とみなし

てよく、衝突によってはビームエネルギーが効率よくプラズマに吸収されない。しかし、二流体不安定性によって生成される二次的な低エネルギービームは中性粒子との衝突断面積が増加するため⁹⁾に衝突によるエネルギーの散乱が促進され、プラズマ加熱や生成が効率よく行われることになる。

6. 結 言

以上述べてきたように、高エネルギー電子ビームのエネルギー散逸過程では、入射ビーム電子自身による衝突よりも二流体不安定性による波と粒子の非線形的な相互作用の方が重要な役割を果たしていることが明らかになった。特に、二次的に生成される高エネルギービームの存在はこれまでのビームプラズマ系の実験では確認されておらず、興味深い。

本実験ではビーム生成プラズマの密度が 10^{11} cm^{-3} 以上と高いので、プラズマ周波数が GHz を越えている。そのため、これまでの実験では波動に関する実験的な情報が得られておらず、高エネルギー電子の生成メカニズムについては理論的考察による定性的説明で終わっている。今後は波動データの測定とともにエネルギーアナライザの位置を変えることによる空間分析を行い本研究を進展させたい。

終わりに、本研究に関して御援助いただいた本学山口技官、卒論生東〔現シャープ(株)〕、江島〔現三洋電機(株)〕、谷川〔現本田技研(株)〕の各氏に謝意を表す。

参 考 文 献

- 1) F. M. Penning; *Physica* 6, (1926), 241 : L. Tonks and I. Langmuir; *Phys. Rev.*, 33, (1929), 195
- 2) 伏見編; 「プラズマ・核融合」(1979), 567, 共立出版
- 3) H. Fujiyama and M. Nambu; *Phys Lett*, 105A, (1984), 295
- 4) T. Obayashi et al; *ISAS Research Note*, (1984), 263
- 5) W. Bernstein et al; *J. Geophys. Res.*, 84, (1979), 7271
- 6) 百々他; 1983年度スペースプラズマ研究会, (1979), 31
- 7) 佐伯; プラズマ若手夏の学校テキスト, (1978), 68 : 中村; 同上, (1978), 253
- 8) 菅田他; 「電子・イオンビームハンドブック」, 第1編, 第2章, (1973), 日刊工業新聞社
- 9) S. C. Brown; 「Basic Data of Plasma Physics」,

- MIT Press, (1966), 22. 143
- 10) M. Yamada and D. K. Owens; Phys. Rev. Lett., 38, (1977), 1529
- 11) H. Fujiyama et al; Proc. of the 1984 International Conference on Plasma Physics, (1984), P1-5
- 12) B. Thide et al; Phys. Rev. Lett., 49, (1982), 1561
- 13) V. Yu. Trakhtengert; JETP Lett., 38, (1983), 395
- 14) N. A. Krall and A. W. Trivelpiece; 「Principle of Plasma Physics」, McGraw-Hill, 第10章, (1973), 521