

電子ビームによる中性気体の放電現象

高橋 邦明・佐々木 進・河島信樹
百々 太郎*・加藤 義幸**・提井 信力**

(1984年12月15日受理)

The discharge phenomena of neutral gas by the electron beam

By

K. TAKAHASHI, S. SASAKI, N. KAWASHIMA,
T. DODO, Y. KATO, S. TEII

Abstract: The transient development of the beam-plasma system produced by Beam-plasma-Discharge (B. P. D) emitting the electron beam into Ar has been studied. Before and after the B. P. D ignition, the pattern of waves that appear in the system drastically changes. And the energy distribution function of the electron beam begins to collapse from the B. P. D ignition, and changes flat finally. This fact shows that the B. P. D is the non-linear phenomena between electron beam and plasma waves.

概 要

Arガス中に電子ビームを入射し Beam-Plasma-Discharge を起こしてプラズマを発生させ、この beam-plasma 系の時間変化を調べた。B. P. D 発生の前後でこの系に励起される波動のパターンは大きく変化する。また、B. P. D の発生と同時に電子ビームのエネルギー分布関数は変形を始め最終的には平坦になってしまう。このことは B. P. D がビームとプラズマ波との強い非線現象であることを示している。

1. 序

宇宙空間での電子ビーム放出実験において、中性気体の電離により、大量のプラズマが

* 愛媛大学理学部

** 武蔵工業大学電気工学科

発生する現象がみられる。このプラズマは、電子ビームと気体分子の直接の衝突によって生じると考えられる量をはるかに上回るものであり大部分は二次的な放電によるものと考えなければならない。この放電現象が Beam-Plasma-Discharge (B. P. D) と呼ばれるものである。

ビーム・プラズマ相互作用についての研究は、A. I. Akhiezer and Y. B. Fainberg (1949) が荷電粒子のビームによる波の励起の問題を理論的に取扱い、同じ時期に D. Bohm and E. Gross (1949) がプラズマ電子の熱速度よりもビームの速度が大きければ不安定性が生じることを見出してから注目されるようになった。1950年代から1960年代の初めにかけて様々な不安定性が見出された。P. Hedvall (1962) [1] と M. V. Nezlin (1962) [2] は中性気体中を電子ビームが伝播するときプラズマが生成され、ビームの伝播が不安定になることをそれぞれ見出し、特に Nezlin は安定なビームのためにはビーム電流はある値以下でなければならないことを報告している。更に A. A. Vedenov (1963) [3], V. D. Shapiro (1963) [4] はビーム・プラズマ相互作用の問題を非線形現象として取り扱い、Vedenov はビーム・プラズマ系で成長する不安定性はプラズマ中の電子の速度分布関数を変化させるためにその成長はやがて飽和するという準線形理論を示すに至った。

実験の方では、ミラー磁場中に電子ビームを打ち込むと電子とイオンの加熱がおこることを W. D. Getty (1963) [5], I. Alexeff (1963) [6], 等が次々に見出し興味をもたれるようになる。以後、どのような電子ビーム、磁場配位を用いたら電子、イオンの加熱が効率よく達成されるかという問題に対するアプローチが始まるがこれらはいずれも核融合を目指したプラズマの加熱という技術的な興味を中心となっており1970年代の半ばまで続く。

そして1970年代の中頃になって、飛翔体を用いた宇宙空間での電子ビーム放出実験がおこなわれるようになると、ビーム・プラズマ相互作用の問題はスペース関係の研究者に興味をもたれ始める。宇宙空間での電子ビーム放出実験そのものはスペース・プラズマ中の波動の励起が本来の目的であるが、ビーム放出にともなう飛翔体の帯電現象が克服されなければならない。実際におこなわれた実験の幾例かでは飛翔体のポテンシャルの増加は非常に小さく、周辺プラズマから予想以上の帰還電子を集めていることが明らかとなった。このような予想外の結論を説明するため Zhuline (1976) は電子ビームの近傍で中性気体の放電がおこりプラズマが生成されるため飛翔体は十分な量の帰還電子を集め得ると考えた。

このような Beam-Plasma-Discharge 現象はプラズマの生成・加熱、そしてビーム・プラズマ系に発生する不安定性など様々な興味ある問題を含んでいる。

2. 実験装置と測定

4 インチ径・長さ 2 m のチェンバーの周囲に空芯磁場コイルを並べ片側に 8 kV-200 mA の電子銃、それと対向して電子ビームのコレクターを置く (Fig. 1)。この磁場コイルによりチェンバーの軸上に空間的なリップルが約 1 % 程度の一様な磁場が約 0.9 m にわたってつくられる。電子銃の直前に仕切り板を置き実験領域と電子銃領域を分けている。電子ビームはこの仕切り板の中心に空けられた直径 1 cm の小孔を通過して実験領域に入

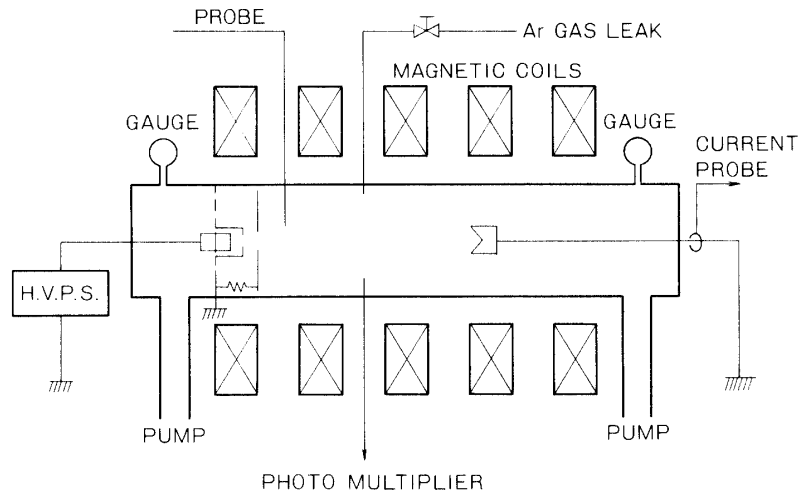


Fig. 1 Schematic View of the Experiment

射する。このオリフィスを設けた目的の1つは、実験領域の圧力を上昇させたときにその影響から電子銃を保護することにある。第二に、B. P. Dの発生により生成されたプラズマの一部はこの仕切り板に流れ込むので、その電流を測定することにより実験領域内部の状態変化をモニターできる。

電子銃からコレクターまでの間に測定用のポートが2ヵ所置かれており、光学測定用の窓、各種プローブなどが取り付けられる。光学測定は、プラズマの発生と同時にチェンバー内の発光強度がどのように変化するかを調べるために光電子増倍管を用いている。分光測定もおこなう予定であるが現在のところはそこまで至っていない。プラズマの密度、温度測定用にはダブル・プローブ、プラズマ中に励起される波動の受信には 50Ω のインピーダンスをもつように設計された同軸型のRFプローブを用いている。波動の測定は現在のところ主に周波数が時間とともにどのように変化するかという点を中心におこなっているが、より広範囲な周波数領域にわたって調べるために Fig. 2 のような方法で $f-t$ ダイアグラムを作製している。RFプローブで受信された波はスペクトラム・アナライザーに入りそのY軸の出力をオシロスコープのZ軸(輝度変調)に入力する。一方アナライザーのX軸からは掃引周波数に対応した電圧が出ているのでこれをオシロスコープのY軸に入力するとオシロ・スコープのCRT上に $f-t$ ダイアグラムが描かれるのでこれを写真撮影する。電子ビームは約 $60\mu\text{sec} - 50\text{Hz}$ のパルスであり、スペクトラム・アナライザーの掃引時間は 200MHz/sec. に設定しているので $60\mu\text{sec}$ の間では 12kHz しか掃引周波数はずれないので、アナライザーのバンド幅 3MHz に較べるとこのずれは無視できる。したがってビームのスタートとオシロスコープのトリガーを同期させておけばオシロ上に現われる一回のトレースは単一周波数の振幅の時間変化が輝度変調によって表わされることになる (Fig. 3 参照)。

その他の重要な測定項目としてビームのエネルギー分布関数を調べることを予定してお

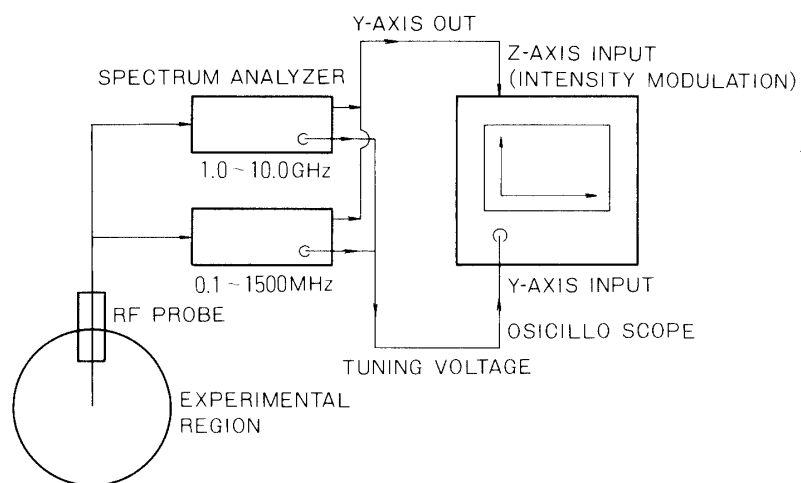
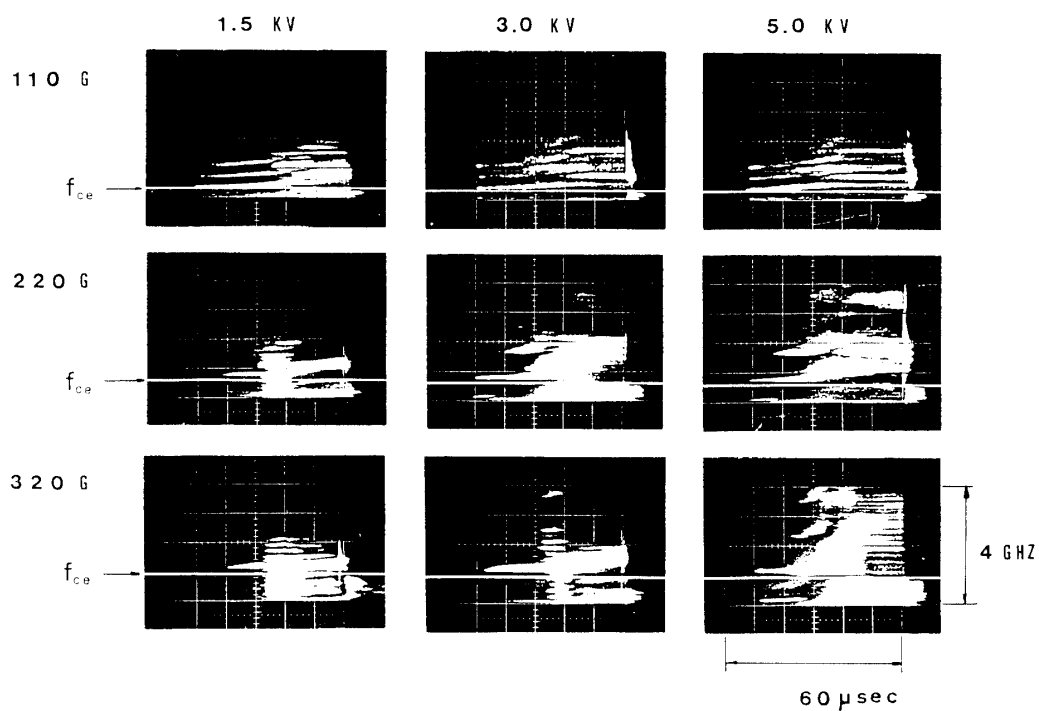


Fig. 2 Block Diagram of RF Measurement

Fig. 3 $f-t$ diagram

り、これはビームのコレクターの替りにスファラデー・カップをセットしておこなっている。
 なお、Table 1 に実験装置の主要なパラメータ領域と B. P. D の発生する実験パラメータの範囲を示す。

Table 1 Experimental parametrs

(i) The region of experimental parameters	
gas pressure (torr)	$1 \times 10^{-6} \sim 1 \times 10^{-3}$
gas species	Ar
magnetic field (gauss)	~ 3000
beam energy (kV)	~ 8.0
(ii) Nominal conditions for B. P. D ignition	
gas pressure (torr)	$4 \times 10^{-4} \sim 8 \times 10^{-4}$
magnetic field (gauss)	$100 <$
beam energy (kV)	$1.5 <$

3. 測定結果

Fig. 4 に電子ビーム・スタートから B. P. D の発生、ビーム・エンドに至るまでの各種測定信号を示す。前述のとおり電子ビームは $60 \mu\text{sec}$, 50 Hz のパルスビームを用いており、 $f-t$ ダイアグラム以外の4枚の写真はオシロスコープの画面を15秒間開放で撮影してある。したがって約750ショットの重ね撮りになっている。トレースの幅が狭い部分は毎回のショットの再現性がよいことを示しており反対に幅の広がっている部分は毎回のショットでバラツキが大きいことを示している。 $f-t$ ダイアグラムの方は0から4 GHz までの周波数をカバーするのに約1000ショットを要している。

さて、ビーム・スタート後 $30 \mu\text{sec}$ までの間に各種信号に大きな変化はみられない。ただしダブル・プローブのイオン飽和電流（バイアス電圧： $+70 \text{ V}$ ）がビーム・スタートと同時に減少しているが、これは高圧電源のノイズをひろっているためでそれ以外の意味はない。そして $30 \mu\text{sec}$ を過ぎるとビーム・コレクターに流入する電子電流、イオン飽和電流、実験領域内からの発光強度がいずれも急激に増加をはじめ。 $f-t$ ダイアグラムにおいても $30 \mu\text{sec}$ 付近で周波数が時間とともに増えはじめている。これらはいずれも電子ビームがアルゴン中を $30 \mu\text{sec}$ までは安定に伝播していたがその後大量のプラズマが発生して状態が急激に変化したことを示している。この $30 \mu\text{sec}$ の前後を B. P. D の開始と考えている。次に B. P. D の前後でビーム・プラズマ系に励起される波動の時間変化を、磁場とビームのエネルギーをパラメータにとり並べてみたのが Fig. 3 である。各 $f-t$ ダイアグラムとともにビームスタート後 $30 \mu\text{sec}$ 前後で B. P. D がおこるようにビーム電流を調整してある。各々の写真にはそのときの磁場の値に対応する電子サイクロトロン周波数の位置にマーカーを入れてある。Fig. 3 では磁場とビームのエネルギーとがパラメータとなっているがこれを無次元パラメータ $K_1 V_b / \omega_c$ で整理してみると Table 2 のようになる。ここで K_1 はプラズマ中を伝播する波の波数ベクトルのうち磁場に垂直な成分を表わし、 V_b は電子

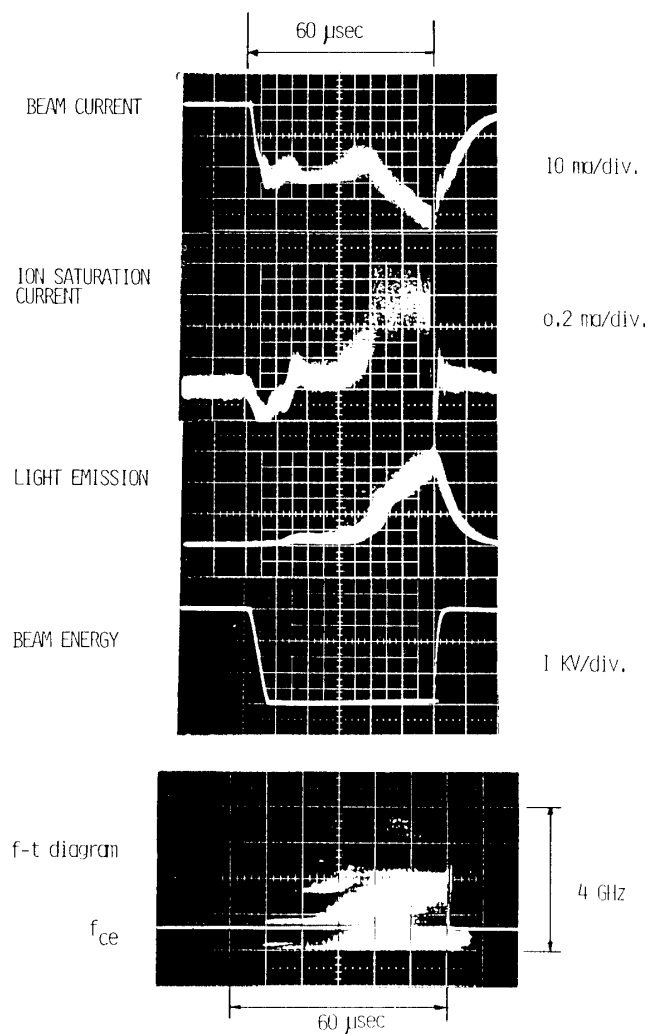


Fig. 4 B. P. D ignition

220 G, 3.0 kV, 6.0×10^{-4} torrTable 2 The value of $K_{\perp} V_b / w_c$ in Fig. 3

	1.5 kV	3.0 kV	5.0 kV
110 G	7.7	11	14
220 G	3.8	5.5	7.1
320 G	2.6	3.7	4.7

ビームの速度, ω_c は電子サイクロトロン角周波数である. Table 1 に示される実験条件のもとではイオン・サイクロトロン周波数は 10 kHz 以下なので 60 μsec の短い現象の期間中ではイオンに対する磁場の影響は無視できる. またイオンの熱速度も中性分子の熱速度と円程度であることから, 生成されるプラズマ・コラムの半径は 2~3 cm 程度と期待される. 実際にビームのコレクター, 及び電子銃の前に置かれたステンレス製の仕切り板の表面の焦げ跡を観察すると, 磁場の値にあまり依存せず半径 1~2 cm となっている. プラズマ・コラムの半径を R とすると

$$\star \quad K \approx 2.4/R$$

で与えられるから K の値としては低目に見積って 10^2 としてみた. $g \equiv K \cdot V_b/\omega_c$ において g の値の変化にしたがって Fig. 3 を見てみる. $g < 4$ のときにはビームがスタートしてしばらくしてから高域混成波らしい波がみられ, 30 μsec を過ぎた直産で広い周波数領域にわたって同時に波が励起されるが, 40~50 μsec の間に減衰してしまう. あとは $f_{ce} < f$ でこの f が時間とともに漸増する波だけが残っている. $4 < g < 8$ ではじめに高域混成波とその高調波がみられ, 30 μsec 前後で B. P. D がおきるとその後は時間とともに周波数が漸増する. $10 < g$ においても B. P. D 以前には高域混成波とその高調波が現われており 30 μsec を過ぎて B. P. D がおきたあとこれらが何本にも分かれる. 最も特徴的なことは f_{ce} 以下のところには波はほとんど励起されず, また f_{ce} の 2 倍に対応する部分が完全に欠落してしまっている.

次にファラデー・カップを用いてエネルギー分析をおこなった結果を Fig. 5 に示す. それぞれの図に示された時刻はビームがスタートしてからの時刻を示しており 20 μsec は, 安定な状態, 30 μsec では B. P. D が発生, 50 μsec では大量のプラズマが生成された状態になっている. 実験パラメータは Fig. 4 の場合と同じである. 20 μsec のときの分布関数は 2.9~3.0 keV にかけて鋭いピークをもっており, エネルギーがそろっていること, したがって電子ビームが安定に伝播していることを示している. 30 μsec では, Fig. 4 中の $f-t$ ダイアグラムに示されるとおり励起される波の周波数が時間とともに漸増し始め, B. P. D の予備的な兆候がみられる. 分布関数はピークの位置が 2.8 keV 付近まで下がりピーク自体も低くなっている. また 20 μsec の場合にくらべてエネルギーの幅が両側にひろがり始めてえる. 50 μsec では, それまで存在していたピークは完全に消滅し, 低い方では 1 keV, 高い方では 4 keV の粒子の存在が確認されている.

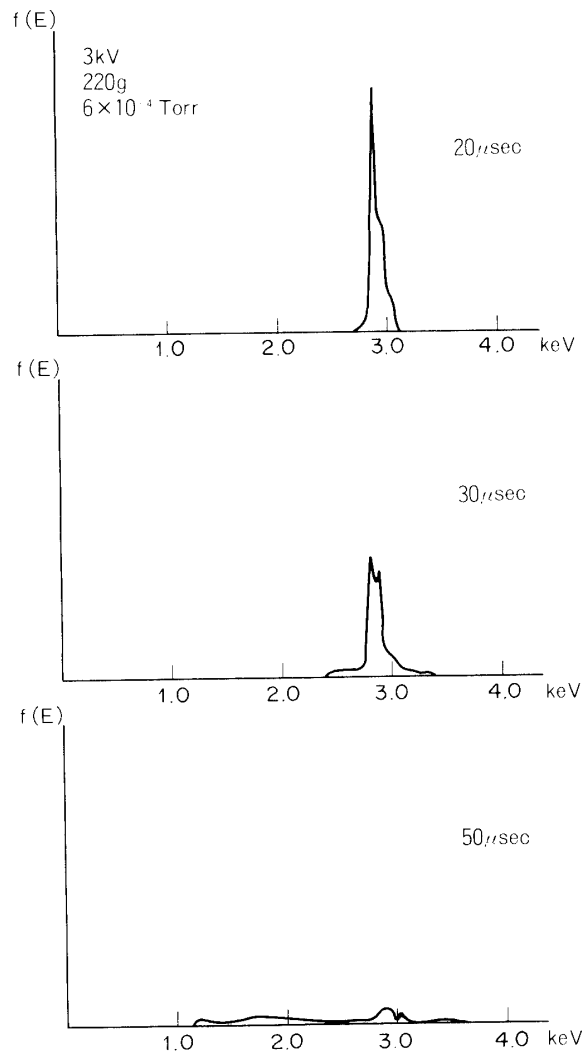


Fig. 5 Energy Distribution Function

4. 考察と結論

B. P. D の前後で電子ビーム伝播領域中にどのような変化がみられるかを、ビーム電流の発光強度、プラズマ密度、等の変化を調べていても、実験パラメータによって多少の違いはみられたものの、 $f-t$ ダイアグラムに示される波動の励起状態の変化ほどではなかった。Fig. 3 に示されているように実験パラメータを変えると波の励起パターンが劇的に変化する。更に $K \cdot V_b / \omega_c$ をパラメータとして Fig. 3 の 9 枚の写真を並べ替えると $f-t$ のダイアグラムのパターン変化が徐々に移りかわることが示された。これは B. P. D の発生前後のプラズマ中を伝播する波のうち、磁場を横切って伝わる波が特に強く励起されることを予想させる。この点を確認するためには磁場に対して平行方向と垂直方向の波数ベクトルを測定しなければならない。

エネルギー分布関数の変化と、Fig. 3の写真をくらべてみると、 $g \equiv K_2 V_b / \omega_c$ の値が7以下では分布関数が最終的に完全に平坦になるのに対し図には示していないが7以上ではわずかにピークが残ってしまっている。いずれにしてもB. P. Dの開始と案時にプラズマの0次の状態そのものが変化を受けることになるので、一次の変化量だけを考える線形理論のみでは扱えない。B. P. Dのメカニズムとして、(i)電子ビームと中性気体との衝突による希薄なバックグラウンドのプラズマ生成、(ii)ビーム不安定性によりプラズマ中に波が励起、(iii)波と周辺プラズマの相互作用によりプラズマ電子が熱化、(iv)中性気体の電離という段階を経ると予想されているが、(ii)、(iii)についてはビームの分布関数が影響を受けるほど相互作用が大きく、非線形の取り扱いをしなければならないと思われる。

参 考 文 献

- [1] P. Hedval, J. Appl. Phys., 33 (1962) 2426
- [2] M. V. Nezlin, Sov. Phys. JETP, 14 (1962) 723
- [3] A. A. Vedenov, Plasma Phys, (J. Nuclear Energy Part C) 15 (1963) 169
- [4] V. D. Shapiro, Sov. Phys. JETP, 17 (1963) 416
- [5] W. D. Getty and L. D. Smullin, J. Appl. Phys., 34 (1963) 3421
- [6] I. Alexeff, R. V. Neidigh, W. F. Peed and E. D. Shipley Phys. Rev. Lett., 10 (1963) 273