

ヘリコン波によって生成されたプラズマ中の電子 ビーム

杉本, 尚哉
九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻

小森, 彰夫
核融合科学研究所

田中, 雅慶
九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻

河合, 良信
九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻

<https://doi.org/10.15017/17307>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 15 (2), pp.195-202, 1993-09-01. 九州大学大学院総合理工学研究科
バージョン :
権利関係 :

ヘリコン波によって生成されたプラズマ中の電子ビーム

杉本 尚哉* ・小森 彰夫**

田中 雅慶*** ・河合 良信***

(平成5年5月31日 受理)

Nonthermal Electron Tails in a Plasma Produced by Helicon Waves

Masaya SUGIMOTO, Akio KOMORI, Masayoshi TANAKA and Yoshinobu KAWAI

Nonthermal electron tails are observed in a highly-ionized plasma produced by helicon wave. It is experimentally found that when quantity $\delta = w/kv_{th}$ is nearly equal to the value δ_{max} , the nonthermal electron tails appear, where δ_{max} is the argument corresponding to the maximum Landau damping rate. This result strongly suggests that the tail electrons are generated by the Landau damping of helicon wave.

1. 緒 言

核融合, プラズマプロセッシング, 気体レーザー, イオンビーム源などのプラズマ応用分野では, 高電離高密度プラズマの実現が重要な課題となっている。

最近, 新しい高密度プラズマ生成法の1つとして, ヘリコン波を利用した方法が注目されている。ヘリコン波によるプラズマ生成は, 利用する周波数が低い (MHz 帯) ので安価な大出力高周波源を利用できること, ECR (Electron Cyclotron Resonance) に比べて利用できる磁場領域が広いこと, 同一高周波源で多種類のガスをプラズマ化できること等の特徴を持つ。これまでに, ヘリコン波によって生成された SF₆ プラズマによるエッチングや, Ar プラズマによる高出力レーザー発振等が報告されている¹⁾²⁾。

ヘリコン波は, 当初は磁場の中に置かれた固体プラズマ中で磁力線方向へ伝わる電磁モードとして指摘され, 1960年代に理論的研究が進められた³⁾⁴⁾。実験的には, 1970年に Boswell がヘリコン波を励起することによって高密度プラズマの生成が可能であることを示して以来⁵⁾, 電子密度が $10^{13} \sim 10^{14} \text{cm}^{-3}$ の完全電離に近いプラズマの生成が多数報告されている⁶⁾⁷⁾。

高密度プラズマ生成のためには, ヘリコン波からプ

ラズマへ効率良くエネルギーが入力されなければならないが, ヘリコン波の衝突減衰を考慮しただけでは現象を説明することはできない。Chen は, プラズマ中に励起されたヘリコン波がランダウ減衰により電子にエネルギーを与え高密度プラズマが生成されるとする理論を示した⁸⁾。実際に, プラズマ中に励起されたヘリコン波の減衰率が, 衝突減衰とランダウ減衰の両方を考慮した計算値と一致することが示されている⁹⁾。しかし, ヘリコン波によって生成されたプラズマ中には, ある条件下で電子ビーム (Nonthermal electron tail) が観測されるなど, まだ未解決な問題も多い。

本研究では, ヘリコン波により生成されたプラズマにおける電子ビームの発生を詳しく調べ, プラズマ生成機構との関係を明らかにした。

2. ヘリコン波の分散とランダウ減衰

ヘリコン波は, $\omega_{ci} \ll \omega \ll \omega_{ce}$ (ω_{ci} : イオンサイクロトロン周波数, ω_{ce} : 電子サイクロトロン周波数) の周波数域で, 磁力線に沿って伝播する右回り円偏向の電磁波である。

円柱プラズマ中でのヘリコン波の伝播は, 変位電流を無視したマクスウェル方程式と線形化したオームの法則で解析できる。

$$\nabla \times \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (2)$$

*高エネルギー物質科学専攻博士後期課程

**核融合科学研究所

***高エネルギー物質科学専攻

$$\vec{E} = \vec{j} \times \vec{B}_0 / en_e \quad (3)$$

$\vec{E}, \vec{B}, \vec{j}$ はそれぞれ電場, 磁場, 電流の1次の微小変動量, n_e はプラズマ電子密度, \vec{B}_0 は外部磁場を表している. 揺動は, $\exp[i(m\theta + kz - \omega t)]$ にしたがって変化しているとする. \vec{B} に関して

$$\nabla^2 \vec{B} + K^2 \vec{B} = 0 \quad (4)$$

が得られる. ここで, $K = \omega en_e \mu_0 / kB_0$ である. (4)式を円柱座標成分に分けた時の z 成分の方程式

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial B_z}{\partial r} + (K^2 - k^2 - \frac{m^2}{r^2}) B_z = 0 \quad (5)$$

の解として $r=0$ で有限なベッセル関数 $J_m(Tr)$ だけを考える. ここで,

$$T^2 r^2 \equiv K^2 - k^2 \quad (6)$$

である. こうして得られる解において, 境界条件を与えるとヘリコン波の分散式が得られる. 一様なプラズマが, $r=a$ で容器と接触している場合, その容器が

絶縁体であっても導体であっても分散式は

$$\left(\frac{\omega}{k} \frac{en_e \mu_0}{B_0} \right)^2 - k^2 = \left(\frac{P'_{mn}}{a} \right)^2 \quad (7)$$

となる. P'_{mn} は第1種ベッセル関数 $J_m(x)$ 微分 $J'_m(x)$ の n 番目の零点である. 通常 $k^2 \ll K^2$ であるから,

$$\frac{\omega}{k} = \frac{P'_{mn}}{ae \mu_0} \frac{B_0}{n_e} \quad (8)$$

となる.

ヘリコン波はプラズマ中においてランダウ減衰により電子にエネルギーを与えると考えられる. ヘリコン波のランダウ減衰率は,

$$\frac{Im(k)}{Re(k)} = 2\sqrt{\pi} \frac{c^2 T^2}{\omega_{pe}^2} \times \delta^3 \exp(-\delta^2) \quad (9)$$

で与えられる. ここで, c は真空中の光速, ω_{pe} は電子プラズマ周波数, $\delta = \omega / kv_{th}$ で v_{th} は電子の熱速度である.

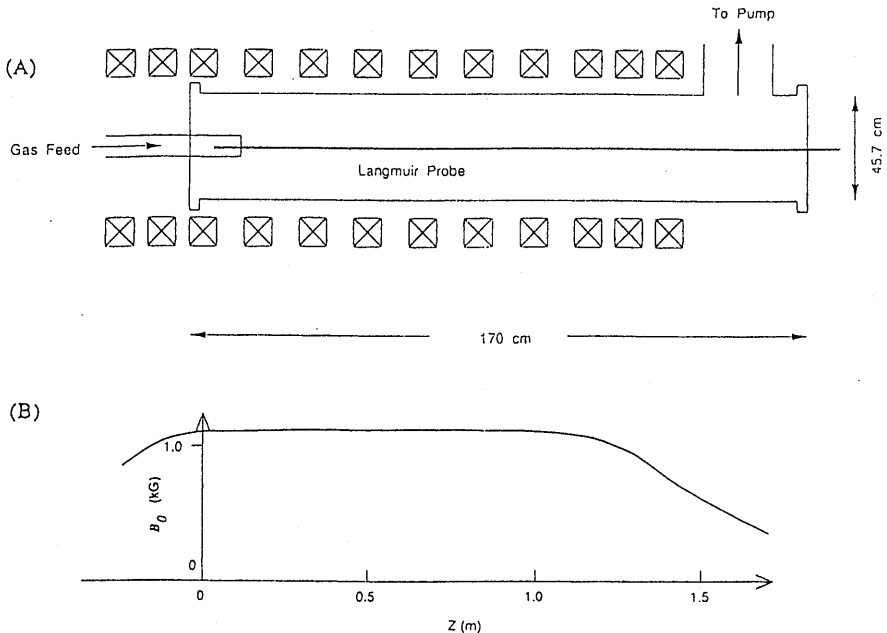


Fig. 1 (A) Schematic diagram of experimental apparatus.

Fig. 1 (B) Magnetic field configuration used in the experiments.

3. 実験装置

実験装置は、直径45.7cm、長さ約170cmの円筒形のステンレス製真空容器に、パイレックス製放電管を接続し、真空容器に沿って12個の外部磁場発生用コイルを配置したものである。Fig. 1 (A)は、その概略図である。真空容器は、6インチ拡散ポンプにより、約 10^{-7} Torrに排気される。実験は、 $2\sim 16\times 10^{-4}$ Torrの圧力のアルゴンガスを充てんして行った。アルゴンガスは、パイレックス製放電管の端から、ニードルバルブを介して供給される。磁場配位は、Fig. 1 (B)に示すように一様磁場で、最大2kGまでかけられる。

パイレックス製放電管は内径5cm、長さ50cmで、その外側に内径6cm、長さ30cmのパイレックス円筒管をかぶせて、プラズマ生成用アンテナを取り付けている。アンテナは、幅2.5cmの銅板を螺旋状に半ターン巻いた構造をしており、長さは25cmである(Fig. 2)。これに高周波を印加して、 $m=1$ のヘリコン波を励起する。放電管上に直接アンテナを巻いていないので、アンテナの位置は変えることが可能で取り外しも容易である。

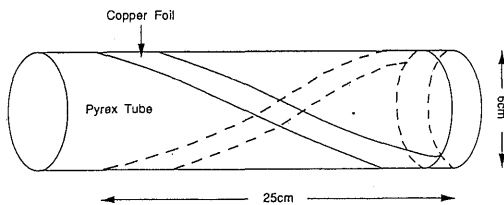


Fig. 2 Schematic view of antenna.

プラズマ生成に用いる高周波は、周波数7MHzの正弦波である。伝送系の過熱を防ぐため、83.3Hz、16.7% duty cycleの方形波パルスを用いて高周波に振幅変調をかけている。高周波は、2msの間発振され、10msの間だけ行われる。発振器から出力された高周波は、2台の小型アンプにより最大30Wにまで増幅された後、大型アンプによって最大3kWにまで増幅される。増幅された高周波は、大型アンプとプラズマとのマッチングをとるために置かれた2000pFの真空バリコンと、これに接続されている50Ωの同軸ケーブルを介して、アンテナに供給される。実質的にプラズマ生成に使われるパワーは、反射等による損失を考えると実測値よりも幾分少ないものと考えられる。

プラズマパラメータ及び電子ビームの測定は、軸方向(z方向)に可動なラングミュアプローブを用いて行った。プラズマはパルスで生成されるため、ボックス積分器を用いて測定した。プローブ信号取り込みのゲート開口時刻は自由に変えることが可能であり、ゲート開口時間は0.1msで測定を行った。

4. 実験結果と考察

実験は、磁場の強さ、アルゴンガスの圧力、測定時刻、アンテナからの距離などを変化させて行った。測定時刻は高周波を印加し始めてからの時刻を基準に採っている。アンテナからの距離はアンテナの端から測ったものである。

Fig. 3 (A)は、電子密度 n_e と電子温度 T_e の磁場依存性を示したもので、ガス圧 p は 8×10^{-4} Torr、RFのパワー P_{RF} は1kW、測定時刻 t は0.4ms、アンテナからの距離 z は10cmである。 n_e は、外部磁場 B_0 が1kGよりも小さいときには B_0 に比例している。磁場領域では n_e と B_0 の関係はヘリコン波の分散と合っている。 B_0 が1kGよりも大きくなると n_e は $2.0\sim 2.4\times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ で飽和して一定となる。 $p=8\times 10^{-4}$ Torrの時、常温(300K)での中性粒子の密度は $2.6\times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ で、 B_0 が1kGより大きい時の n_e とはほぼ一致していることから、中性粒子はほぼ完全に電離しているものと考えられる。 T_e は5~7eVである。プラズマがほぼ完全電離に近い状態でのみ電子ビームが観測された。Fig. 3 (B)は電子ビームの密度 n_b と温度 T_b の磁場依存性である。 n_b は $1.2\sim 1.6\times 10^{12}\text{cm}^{-3}$ 、 T_b は5~8eVである。Fig. 3 (C)は電子ビームのエネルギー E_b の磁場依存性を示したもので、20~23eVである。ヘリコン波により加速された電子は、中性粒子の電離に使われてプラズマの電離度は上がる。磁場が弱い時はプラズマは完全に電離しておらず、加速された電子のほとんどは電離に使われる。しかし磁場が強い場合、プラズマはほぼ完全に電離しており、電離に使われずに余った速い電子が電子ビームとして観測されると考えられる。ランダウ減衰による減衰率 $Im(k)/Re(k)$ を実験値から計算すると、500Gの時 $Im(k)/Re(k)=1.3\times 10^{-2}$ 、1.3kGの時 $Im(k)/Re(k)=9.6\times 10^{-3}$ となり、500Gの時の方が大きい。しかし、ヘリコン波の位相速度は1.3kGの時の方が大きいため、ランダウ減衰により加速される電子のエネルギーも大きい。アルゴンの電離断面積が50eV付近までは

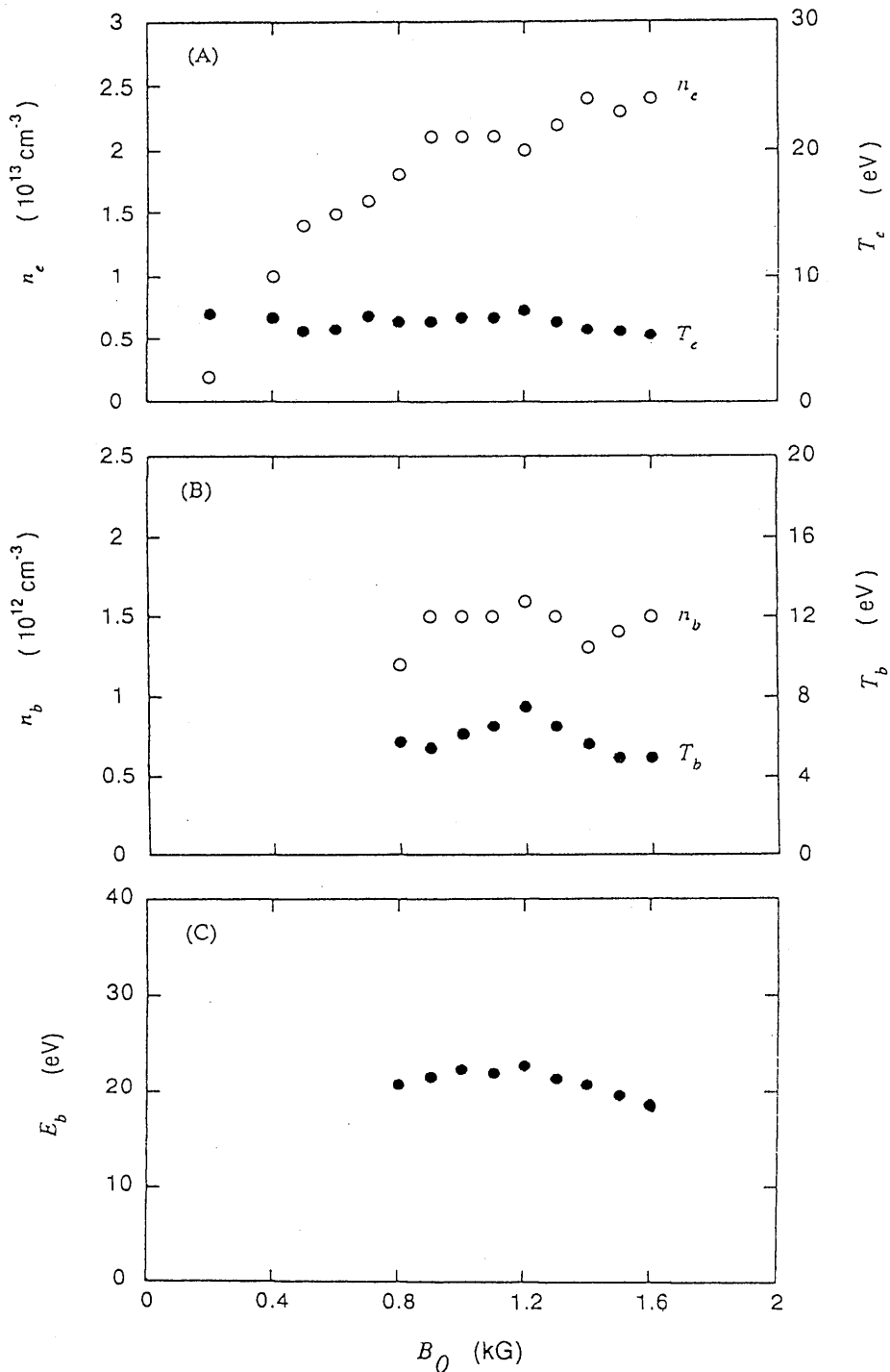


Fig. 3 Electron density n_e and temperature T_e (A), beam density n_b and temperature T_b (B) and beam energy E_b (C) as a function of magnetic field intensity.

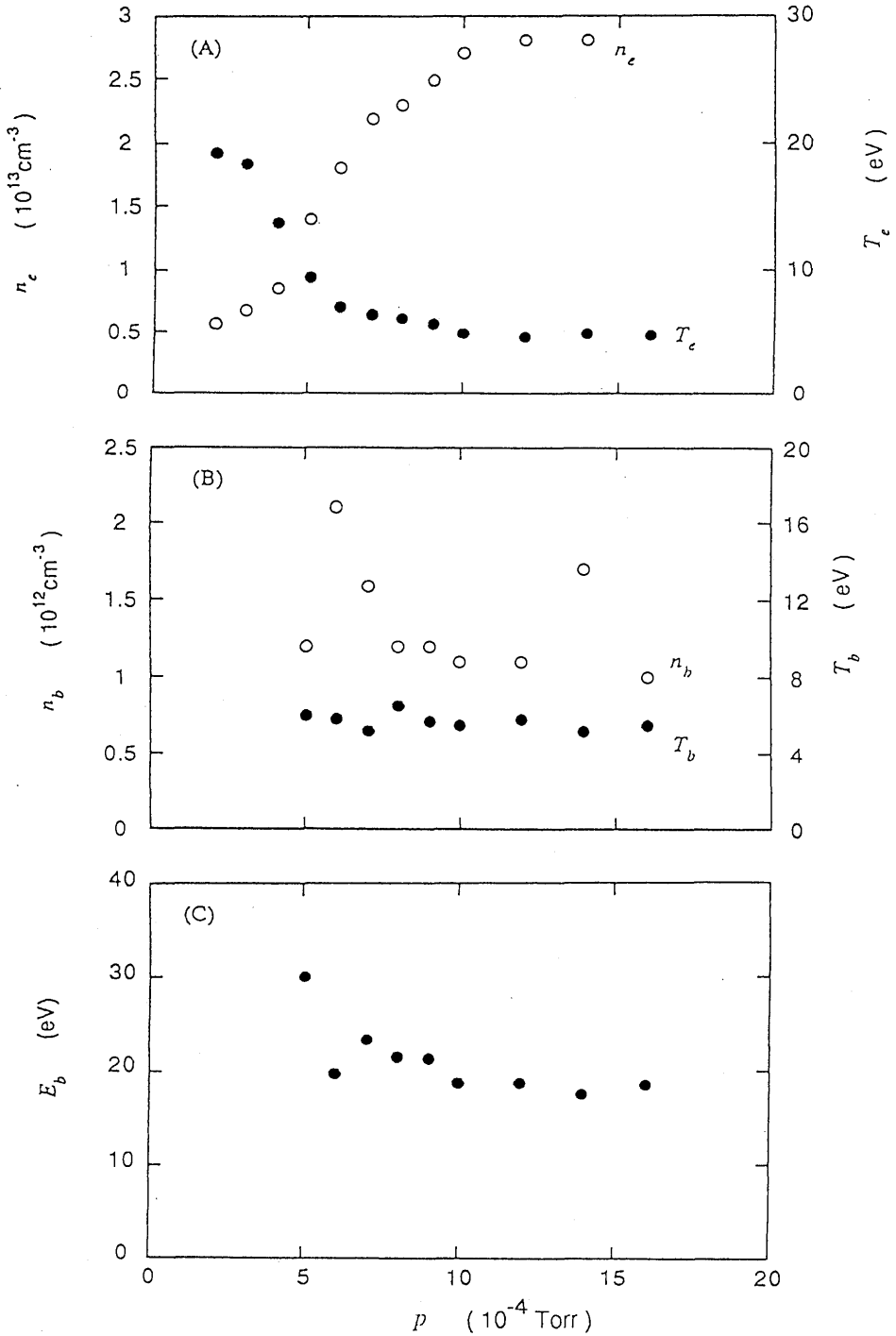


Fig. 4 Pressure dependence of electron density n_e and temperature T_e (A), beam density n_b and temperature T_b (B) and beam energy E_b (C).

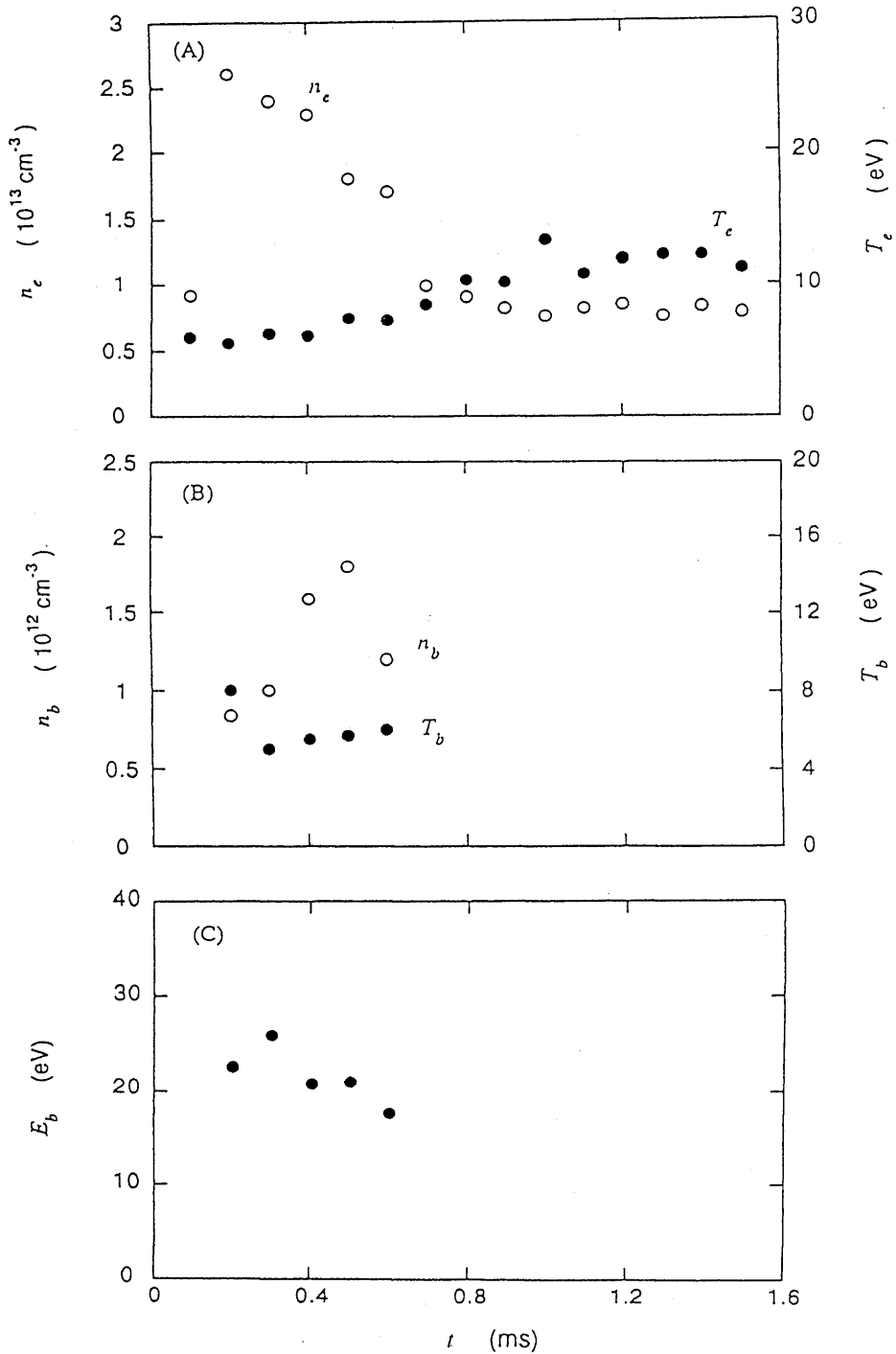


Fig. 5 Time evolution of electron density n_e and temperature T_e (A), beam density n_b and temperature T_b (B) and beam energy E_b (C).

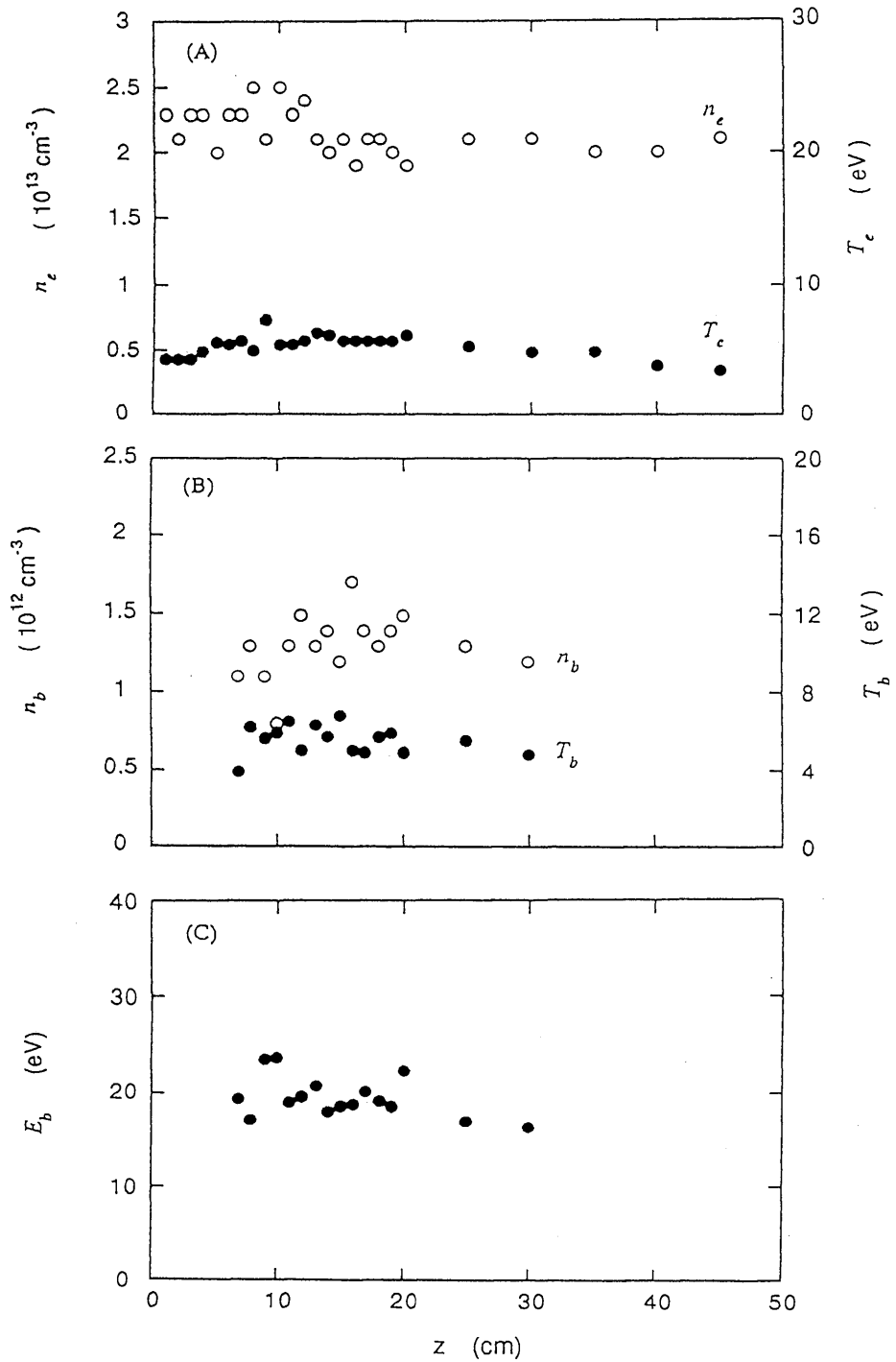


Fig. 6 Axial profiles of electron density n_e and temperature T_e (A), beam density n_b and temperature T_b (B) and beam energy E_b (C).

急激に増加することから考えると、500G の場合の方向がランダウ減衰は強いが加速された電子のエネルギーが低いため、電離プロセスに対する寄与も小さくまた電子ビームも観測されにくいと考えられる。

Fig. 4 (A) は電子密度 n_e と電子温度 T_e の圧力依存性を示したものである。 P_{RF} は 1kW, $z=10\text{cm}$, $t=0.3\text{ms}$, B_0 は 1.3kG である。 $p=1.0 \times 10^{-3}\text{Torr}$ までは、 n_e は p とともに増加しており、圧力の低い領域では中性粒子はほぼ完全に電離しているものと考えられる。 $p > 1.0 \times 10^{-3}\text{Torr}$ では n_e は $2.7 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ となって飽和する。これは、 P_{RF} の値がすべての中性粒子を電離させるほど大きくはないからである。 T_e は p が小さい場合には約 20eV と高いが、 p が大きくなると下がって約 5eV となる。 **Fig. 4 (B)** は電子ビームの密度 n_b と温度 T_b の圧力依存性を示したものである。 $p \geq 5.0 \times 10^{-4}\text{Torr}$ の場合に電子ビームが観測された。 n_b は $1 \sim 2 \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$ で、 p が小さい側で大きくなる傾向が見られる。ヘリコン波の分散式からわかるように、位相速度 ω/k は B_0/n_e に比例する。 p が小さい時には n_e も小さいので ω/k は大きくなり、ランダウ減衰により加速される電子エネルギーも大きい。 p が小さくなると E_b が大きくなるのはこのためであると考えられる。 p がさらに小さくなると ω/k の値はさらに大きくなり、bulk のテール部がのびて T_e が高くなり、電子ビームは観測されにくいと考えられる。

Fig. 5 (A) は電子密度 n_e と電子温度 T_e の時間変化を示したものである。 P_{RF} は 1kW, $z=10\text{cm}$, $p=8 \times 10^{-4}\text{Torr}$, $B_0=1.3\text{kG}$ である。 n_e は高周波を印加し始めてから 0.2ms までの間に急激に増加して $2.6 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ となった後、徐々に減少して 0.8ms 以後 $\sim 8 \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$ で一定となる。 T_e は時間が経つにつれて $\sim 6\text{eV}$ から $\sim 12\text{eV}$ へと高くなる。電子ビームは、高周波を印加し始めた直後の n_e が大きい時期に観測された。 **Fig. 5 (B)** は電子ビームの密度 n_b と温度 T_b の時間変化である。電子ビームは 0.7ms 以後観測されなかった。 **Fig. 5 (C)** 電子ビームのエネルギー E_b の時間変化で、 E_b は 18~25eV で時間とともに小さ

くなる。 T_e が時間とともに上昇するのは、加速された電子の一部による電子加熱のためであると思われる。

Fig. 6 (A) は、電子密度 n_e と電子温度 T_e のアンテナからの距離に対する変化である。 $P_{RF}=1\text{kW}$, $B_0=1.3\text{kG}$, $p=8 \times 10^{-4}\text{Torr}$, $t=0.3\text{ms}$ である。 **Fig. 6 (B)** は電子ビームの密度 n_b と温度 T_b のアンテナからの距離に対する変化である。プラズマは、アンテナからの距離が 0cm から 50cm 付近まで非常に電離度が高いが、電子ビームはアンテナから 7~30cm の所でしか観測されなかった。30cm 以遠では高密度であるにも関わらず、電子ビームが観測されない理由は今後検討していく必要がある。 **Fig. 6 (C)** は電子ビームのエネルギー E_b のアンテナからの距離に対する変化を示したものである。 E_b は距離によらず 20eV 前後であり変化していない。

最後に、(9)式において $\delta^3 \exp(-\delta^2)$ は、 $\delta = \sqrt{6}/2 \approx 1.22$ において最大となる。実験で得られた値から δ の値を計算してみると、電子ビームが観測される場合、 $\delta = \omega/kv_{th}$ の値は 0.9~1.73 となって 1.22 に近いことがわかる。したがって観測される電子ビームはヘリコン波のランダウ減衰により加速された電子であると考えられる。

参考文献

- 1) P. Zhu and R. W. Boswell, Phys. Rev. Lett. **63**, 2805 (1989).
- 2) P. Zhu and R. W. Boswell, J. Appl. Phys. **68(5)**, 1981 (1990).
- 3) J. P. Klozenberg, B. McNamara and P. C. Thonemann, J. Fluid Mech. **21**, 545 (1965).
- 4) J. A. Lehane and P. C. Thonemann, Proc. Phys. Soc. **85**, 301 (1965).
- 5) R. W. Boswell, Phys. Lett. **33A**, 457 (1970).
- 6) 庄司多津男, 高周波加熱におけるプラズマの輸送と制御に関する理論・シミュレーション研究, 13 (1987.6).
- 7) P. K. Loewenhardt, B. D. Blackwell, R. W. Boswell, G. D. Conway and S. M. Hamberger, Phys. Rev. Lett. **67**, 2792 (1991).
- 8) F. F. Chen, (Submitted).
- 9) A. Komori, T. Shoji, K. Miyamoto, J. Kawai, and Y. Kawai, Phys. Fluids **B3(4)**, 893 (1991).